

Е.Р. МУСТЕЛЬ, В.Н. ПАРЫГИН

МЕТОДЫ МОДУЛЯЦИИ И СКАНИРОВАНИЯ СВЕТА



Е. Р. МУСТЕЛЬ, В. Н. ПАРЫГИН

МЕТОДЫ МОДУЛЯЦИИ И СКАНИРОВАНИЯ СВЕТА



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1970

**Методы модуляции и сканирования света, М у с т е л ь
Е. Р., П а р ы г и н В. Н.,** монография, Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1970.

В книге излагаются методы управления интенсивностью, частотой, поляризацией и направлением распространения света. Первая часть посвящена физическим основам различных методов модуляции и сканирования лазерного луча. Подробно рассмотрены линейный и квадратичный электрооптические эффекты, магнитооптика, модуляция при электрическом управлении поглощением света, методы модуляции света акустическими волнами. Приведены схемы модуляторов света в радиочастотном и СВЧ диапазонах, основанные на этих методах. Кратко рассмотрены различные системы отклонения светового луча. Вторая часть посвящена внутренней модуляции излучения газового лазера, возникающей при периодическом изменении его параметров. Выявлены различия модуляции лазерного излучения при управлении активными и реактивными параметрами лазерной среды. Рассмотрены режимы несинхронной и синхронной внутренней модуляции и их применение для целей передачи информации оптическим лучом. Табл. 10, рис. 118, библи. 360 назв.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
-----------------------	---

ЧАСТЬ I

МЕТОДЫ МОДУЛЯЦИИ И СКАНИРОВАНИЯ СВЕТОВОГО ЛУЧА

Глава 1. Линейный электрооптический эффект в кристаллах типа KDP и его применение для модуляции света	11
§ 1.1. Линейный электрооптический эффект в кристаллах класса $\overline{42}m$	13
§ 1.2. Вторичный электрооптический эффект и тепловые деформации	23
§ 1.3. Применение продольного и поперечного электрооптического эффекта для целей модуляции света	27
§ 1.4. Получение однополосной модуляции и сдвига частоты света	34
§ 1.5. Преобразование фазовой модуляции света в амплитудную	39
Глава 2. Линейный электрооптический эффект в кристаллах различных классов	48
§ 2.1. Электрооптический эффект в кубических кристаллах	48
§ 2.2. Двойной поперечный эффект Поккельса	66
§ 2.3. Электрооптический эффект в сегнетоэлектрических перовскитах	73
§ 2.4. Электрооптический эффект в кристаллах селена и кварца	78
§ 2.5. Электрооптический эффект в кристаллах класса 2	80
Глава 3. Модуляторы света, использующие линейный электрооптический эффект	82
§ 3.1. Модуляторы с сосредоточенными параметрами	82
§ 3.2. Коаксиальные и двухпроводные модуляторы света с кристаллом в емкостном зазоре	89
§ 3.3. Модуляторы на p - n переходе полупроводникового диода	99
§ 3.4. Модуляторы с длительным взаимодействием волн света и СВЧ	102

§ 3.5. Неколлинеарные модуляторы света	114
§ 3.6. Асинхронные модуляторы света	117
§ 3.7. Модуляторы с многократным прохождением света через кристалл	125
Глава 4. Модуляция света на основе квадратичного электрооптического эффекта.	131
§ 4.1. Основы теории квадратичного электрооптического эффекта	131
§ 4.2. Модуляция света на кубических перовскитах. . . .	138
§ 4.3. Жидкостные ячейки Керра	143
Глава 5. Модуляция света при электрическом управле- нии поглощением	149
§ 5.1. Модулятор с инжекцией носителей	152
§ 5.2. Модулятор с обедненным слоем	156
§ 5.3. Модуляция света, основанная на изменении под- вижности носителей	159
§ 5.4. Селективное поглощение свободными носителями . .	160
§ 5.5. Модуляция света, основанная на сдвиге края основ- ной полосы оптического поглощения	161
Глава 6. Магнитооптическая модуляция излучения . . .	168
§ 6.1. Феноменологическая теория магнитооптических эф- фектов	169
§ 6.2. Магнитооптические свойства ферромагнетиков, про- зрачных в видимой и инфракрасной областях спектра	175
§ 6.3. Магнитооптические модуляторы излучения	180
§ 6.4. СВЧ-фарадеевские модуляторы	184
Глава 7. Модуляция света акустическими волнами . . .	186
§ 7.1. Фотоупругость	187
§ 7.2. Фотоупругие модуляторы на двулучепреломлении . .	191
§ 7.3. Дифракция света на акустических волнах	200
§ 7.4. Дифракция Брэгга	207
§ 7.5. Модуляторы, использующие дифракцию света	210
Глава 8. Сканирование света	214
§ 8.1. Отклонение света в средах с изменяющимся во вре- мени показателем преломления	215
§ 8.2. Сканирование света в веществах с градиентом пока- зателя преломления	219
§ 8.3. Дифракционные отклоняющие системы	221
§ 8.4. Акустическая дифракция света в анизотропных кри- сталлах	223
§ 8.5. Дискретные отклоняющие системы	226
§ 8.6. Электронно-лучевой пространственный модулятор . .	228

ЧАСТЬ II

ВНУТРЕННЕЕ УПРАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Г л а в а 9. Несинхронная модуляция	232
§ 9.1. Постановка задачи	232
§ 9.2. Модуляция излучения ОКГ при периодическом изменении потерь в резонаторе	234
§ 9.3. Модуляция связи (нагрузки) лазера	243
§ 9.4. Экспериментальные работы по внутренней модуляции и модуляции связи	247
§ 9.5. Частотная модуляция	254
§ 9.6. Лазер с внутренним сканированием	256
Г л а в а 10. Синхронная модуляция	260
§ 10.1. Синхронизация мод лазера при изменении потерь резонатора	260
§ 10.2. Импульсный режим и его применение для целей модуляции	265
§ 10.3. Модуляция реактивных параметров лазера	267
§ 10.4. Лазер с частотной модуляцией	273
Л и т е р а т у р а	276

ПРЕДИСЛОВИЕ

Бурное развитие квантовой радиофизики и лазерной техники резко увеличило интерес к проблемам модуляции и сканирования света. Высокая когерентность и направленность излучения оптических квантовых генераторов делает весьма перспективным их применение для целей связи, светолокации, точного измерения расстояний, а также вбыстродействующих вычислительных устройствах и системах оптической обработки информации. Для решения всех этих задач необходима модуляция светового потока и сканирование луча.

В данной монографии в основном рассматриваются физические процессы, лежащие в основе различных методов модуляции и сканирования света. Вопросы применения модуляторов и сканирующих устройств излагаются кратко.

Оптические свойства среды характеризуются, в общем случае, комплексными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости.

Вещественные части этих тензоров определяют фазовую скорость световой волны, которая может изменяться под действием электрического поля (эффект Поккельса и эффект Керра), магнитного поля (эффект Фарадея), а также под действием упругих напряжений (фотоупругость). Изменение фазовой скорости приводит к фазовой и частотной модуляции света. При определенных условиях можно получить модуляцию поляризации и интенсивности излучения.

Мнимые части тензоров определяют поглощение света в среде. Поглощением можно управлять с помощью электрического (эффект Франца — Келдыша) и магнитного полей (эффекта Зеемана). В полупроводниковых кристаллах поглощение света зависит от концентрации и

подвижности свободных носителей. Поэтому известные в полупроводниковой технике методы изменения концентрации и подвижности свободных носителей могут быть использованы для модуляции света. Все модуляторы, основанные на управлении поглощением света средой, осуществляют амплитудную модуляцию.

Наибольшее распространение получили модуляторы, использующие линейный электрооптический эффект. Классическим кристаллом, применяемым для модуляции, является кристалл KDP (KH_2PO_4). Поэтому данная книга начинается с изложения теории линейного электрооптического эффекта и его применения для целей модуляции света на примере кристаллов типа KDP.

Работы по применению кристаллов KDP для модуляции света велись еще до появления лазеров. Использование этих новых источников света повысило интерес к проблеме управления световым пучком и привело к разработке целого ряда новых материалов, пригодных для создания электрооптических модуляторов. К ним относится ряд кристаллов кубической сингонии, например, GaAs, сегнетоэлектрические перовскиты: LiNbO_3 , $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, $\text{K}_{0,6}\text{Li}_{0,4}\text{NbO}_3$, вюрциты ZnS, CdS и т. д. На основе этих материалов могут быть созданы эффективные модуляторы как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра.

В жидких средах и центросимметричных кристаллах имеет место квадратичный электрооптический эффект, который также может быть успешно применен для целей модуляции света. Наиболее перспективным материалом, обладающим квадратичным эффектом, является кристалл KTN ($\text{KTa}_{0,65}\text{Nb}_{0,35}\text{O}_3$).

К настоящему времени созданы различные типы модуляторов света как в радиочастотном, так и в СВЧ диапазонах, основанные на электрооптических и магнитооптических эффектах. Поэтому в книге большое внимание уделено также описанию конкретных схем оптических модуляторов. Рассмотрены и сопоставлены резонаторные модуляторы различных диапазонов и широкополосные модуляторы бегущей волны.

Наиболее широкополосными являются модуляторы, основанные на линейном электрооптическом эффекте.

Однако эти модуляторы работают при больших напряжениях (и мощностях) модулирующего сигнала.

Управляющие мощности могут быть сильно снижены при использовании резонансных свойств упругих колебаний в кристаллах, обладающих фотоупругостью.

Фотоупругие модуляторы узкополосны, но эффективно работают на фиксированных частотах. Они могут успешно применяться в светодиодах и для исследования частотных характеристик фотоприемников. Создание фотоупругих модуляторов СВЧ связано с поисками материалов, обладающих малыми акустическими потерями на высоких частотах, и эффективных преобразователей электрической мощности в акустическую.

При модуляции света инфракрасного диапазона весьма перспективны магнитооптические методы, особенностью которых является независимость глубины модуляции от длины волны в широком спектральном интервале инфракрасного излучения. В связи с этим представляют интерес магнитооптические модуляторы на $Y_3Fe_5O_{12}$ и других прозрачных ферромагнетиках.

Значительными преимуществами обладает так называемая внутренняя модуляция лазеров. В этом случае модулирующий элемент помещается внутрь резонатора оптического квантового генератора. Возникающее при этом изменение оптической длины резонатора или его потерь приводит к частотной или амплитудной модуляции света, генерируемого лазером. Определенный интерес представляет случай совпадения частоты модуляции с частотой межмодовых биений. При этом лазер может генерировать либо короткие импульсы, либо частотно-модулированный сигнал с большой девиацией.

В книге проводится рассмотрение внутренней модуляции газового лазера при периодическом изменении его параметров: добротности и диэлектрической проницаемости среды. Взаимодействие между модами, связанное с нелинейными свойствами активной среды, не учитывается. Усиление активного вещества и потери в модуляторе при одном прохождении света через резонатор лазера считаются малыми.

В книге не рассматриваются вопросы внутренней модуляции лазеров на твердом теле, работающих в импульс-

ном режиме, вопросы синхронизации и самосинхронизации мод таких лазеров, а также модуляции добротности, используемой для получения гигантских импульсов. Это связано с тем, что такие режимы для передачи информации обычно не применяются.

Системы сканирования светового луча основаны на использовании тех же физических явлений, что и модуляторы света. Это позволяет объединить в одной книге рассмотрение вопросов модуляции и сканирования. Наиболее перспективными методами отклонения луча можно считать акустические, в частности, сканирование при дифракции Брэгга в анизотропных средах и внутреннее сканирование лазера. Мало изученными до настоящего времени являются устройства с пространственной модуляцией светового пучка. Они пригодны, например, для создания телевизионного изображения на большом экране. В данной книге кратко рассмотрен электронно-лучевой модулятор такого типа. Возможны также мозаичные модуляторы на электрооптическом и упругооптическом эффектах, исследование которых представляет интерес для систем оптической обработки информации.

В соответствии с научными интересами авторов некоторые вопросы (например, модуляция СВЧ-сигналом, внутренняя модуляция газовых лазеров) изложены в книге более подробно. В то же время другие вопросы рассмотрены кратко. При этом авторы учитывали, что в 1967 году вышла в свет книга Г. П. Катыса, Н. В. Кравцова, Л. Е. Чиркова и С. М. Коновалова «Модуляция и отклонение оптического излучения», в которой рассматриваются: интерференционные модуляторы; модуляторы, использующие полное внутреннее отражение; вопросы внутренней модуляции и сканирования полупроводниковых лазеров и т. д.

При написании книги использовано большое число статей, опубликованных в советских и зарубежных научных журналах.

Для обозначения кристаллографических классов в книге принята интернациональная система символов и терминов, с которыми читатель может познакомиться, например, в книге Дж. Ная «Физические свойства кристаллов», Москва, изд. «Мир», 1967 г.

В конце книги дана литература к каждой главе. Обзорные статьи и работы, посвященные различным применениям модуляции и сканирования, включены в список литературы к предисловию.

Шестая глава книги, посвященная магнитооптическим методам, модуляции по просьбе авторов, написана М. В. Четкиным, которому мы приносим глубокую благодарность.

Мы благодарны также В. С. Соломатину, результаты совместной работы с которым использованы в главе 9.

Мы искренне признательны В. А. Диановой и Н. К. Манешину за полезное обсуждение отдельных глав книги и большую помощь при ее оформлении.

Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить проф. В. В. Мигулина за интерес к нашей работе и полезные советы, учтенные нами при написании книги.

Авторы

МЕТОДЫ МОДУЛЯЦИИ И СКАНИРОВАНИЯ СВЕТОВОГО ЛУЧА

ГЛАВА 1

ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА KDP И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА

Линейным электрооптическим эффектом называется изменение показателя преломления вещества, пропорциональное приложенному электрическому полю. Это явление, называемое также эффектом Поккельса [1], имеет место только в пьезокристаллах. Во всех центросимметричных телах (жидкости, газы, аморфные тела и т. д.) эффект Поккельса отсутствует. Широкое применение линейного электрооптического эффекта связано, прежде всего, с наличием целого ряда кристаллов, обладающих значительным электрооптическим эффектом [2—5]. Большинство из этих кристаллов давно применяется в качестве ультразвуковых излучателей и пьезодатчиков. Поэтому их производство освоено промышленностью. Имеются электрооптические кристаллы прозрачные как в видимом диапазоне, так и в инфракрасном. Важным свойством линейного электрооптического эффекта является его малая инерционность, позволяющая осуществлять модуляцию света до частот в десятки гигагерц. Кроме того, из-за линейной зависимости между показателем преломления и электрическим полем нелинейные искажения при модуляции относительно невелики [6]. Эффект Поккельса описывается линейным изменением коэффициентов оптической индикатрисы кристалла при наложении электрического поля.

Уравнение оптической индикатрисы любого кристалла в главной системе координат имеет вид [4, 7]

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1, \quad (1.1)$$

где a_{10} , a_{20} , a_{30} — соответствующие главным осям значения обратных величин диэлектрических проницаемостей:

$$a_{10} = 1/n_x^2; \quad a_{20} = 1/n_y^2; \quad a_{30} = 1/n_z^2. \quad (1.2)$$

n_x , n_y , n_z — показатели преломления вдоль главных осей кристалла.

При наложении электрического поля эллипсоид оптической индикатрисы (1.1) поворачивается и деформируется. Поэтому главные оси эллипсоида в общем случае не будут совпадать с исходными главными осями. Уравнение оптической индикатрисы в системе координат XYZ теперь примет вид

$$a_1x^2 + a_2y^2 + a_3z^2 + 2a_4yz + 2a_5zx + 2a_6xy = 1. \quad (1.3)$$

В случае линейного электрооптического эффекта изменение коэффициентов индикатрисы $\Delta_k = a_k - a_{k0}$ линейно связано с приложенным полем:

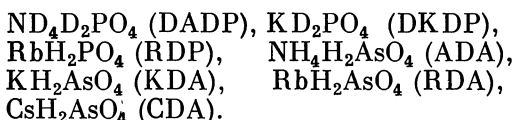
$$a_k - a_{k0} = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z, \quad (1.4)$$

где

$$k = 1, 2, 3, 4, 5, 6; \quad a_{40} = a_{50} = a_{60} = 0.$$

Коэффициенты r_{kn} образуют тензор третьего ранга [4, 7, 8], имеющий в общем случае 18 различных компонент. Симметрия кристаллов в каждом отдельном случае накладывает ограничения на компоненты r_{kn} . Часть из них обращается в нуль, некоторые могут оказаться равными между собой. В 20 кристаллографических классах из 32 имеется хотя бы один не равный нулю коэффициент r_{kn} .

В настоящее время в модуляторах света наиболее широко применяются кристаллы дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP) и дигидрофосфата аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), принадлежащие к классу $\bar{4}2m$. Значительным электрооптическим эффектом обладают также следующие кристаллы того же класса:



В данной главе будут рассмотрены принципы модуляции света, основанные на эффекте Поккельса в кристаллах типа KDP [9—14].

§ 1.1. Линейный электрооптический эффект в кристаллах класса $\bar{4}2m$

Кристаллы класса $\bar{4}2m$ являются одноосными. Для них

$$a_{10} = a_{20} = \frac{1}{n_o^2}; \quad a_{30} = \frac{1}{n_e^2},$$

где n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны.

Из 18 компонент тензора $[r_{kn}]$ не равны нулю лишь три [9, 10]: $r_{52} = r_{41}$ и r_{63} , причем для ADP

$$r_{41} = 24,5 \cdot 10^{-10} \text{ см/в}; \quad r_{63} = 8,5 \cdot 10^{-10} \text{ см/в};$$

для KDP

$$r_{41} = 8,8 \cdot 10^{-10} \text{ см/в}; \quad r_{63} = 10,5 \cdot 10^{-10} \text{ см/в}.$$

При наложении электрического поля уравнение индикатрисы для этих кристаллов имеет вид

$$a_{10} (x^2 + y^2) + a_{30} z^2 + 2r_{41} (E_x yz + E_y zx) + \\ + 2r_{63} E_z xy = 1. \quad (1.5)$$

Возможны различные варианты ориентации электрического поля, направлений распространения света и его поляризации, при которых имеет место фазовая или амплитудная модуляция.

Допустим, что электрическое поле направлено вдоль оси OZ , совпадающей с оптической осью кристалла, т. е.

$$E_x = E_y = 0, \quad E_z = E,$$

тогда

$$a_{10} (x^2 + y^2) + a_{30} z^2 + 2r_{63} E xy = 1. \quad (1.6)$$

Переходя к системе координат $X'Y'Z'$, повернутой вокруг оси OZ на 45° относительно исходной, получим

$$(a_{10} - r_{63}E) x'^2 + (a_{10} + r_{63}E) y'^2 + a_{30} z^2 = 1. \quad (1.7)$$

При отсутствии электрического поля сечение оптической индикатрисы плоскостью $Z = 0$ представляло собой

окружность. Наложение электрического поля деформирует этот круг в эллипс с главными осями OX' и OY' , составляющими угол 45° с осями OX и OY (рис. 1.1). Этот угол не зависит от величины приложенного электрического поля.

Таким образом, при наложении поля кристаллы становятся двуосными, и показатели преломления вдоль новых осей OX' и OY' теперь зависят от напряженности электрического поля E :

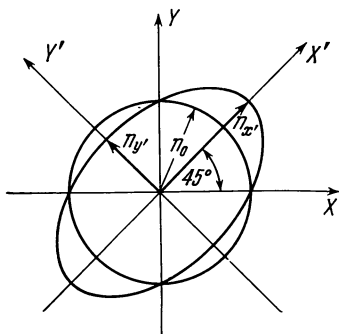
$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= 1/\sqrt{a_{10} - r_{63}E} \simeq n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E; \\ n_{y'} &= 1/\sqrt{a_{10} + r_{63}E} \simeq n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E. \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

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

$$\left. \begin{aligned} v_{x'} &= c/n_0 \left(1 + \frac{1}{2} n_0^2 r_{63} E \right), \\ v_{y'} &= c/n_0 \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{63} E \right), \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

где c — скорость света в вакууме.

Рис. 1.1. Сечение оптической индикатрисы плоскостью $Z=0$.



Поскольку фазовые скорости света $v_{x'}$ и $v_{y'}$ являются функциями напряженности поля E , то, изменяя E , можно осуществлять фазовую модуляцию света, поляризованного по осям OX' или OY' .

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

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_0) l = \pi n_0^3 r_{63} E l / \lambda, \quad (1.10)$$

где λ — длина волны света в вакууме.

Так как поле в кристалле приложено вдоль оси OZ и свет проходит путь l в том же направлении, то произведение El представляет напряжение U , приложенное к кристаллу. Поэтому в данном случае δ не зависит от длины кристалла, а лишь от приложенного к нему напряжения.

Γ	0	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$	π	$5\pi/4$	$3\pi/2$	$7\pi/4$	2π
Поляризация									

Рис. 1.2. Зависимость характера поляризации света от Γ .

Когда падающий на кристалл свет поляризован линейно вдоль направления OX , в кристалле распространяются две ортогонально поляризованные компоненты с одинаковыми амплитудами и разными скоростями — v_x и v_y . Пройдя путь l , эти компоненты приобретают разность фаз Γ , равную разности соответствующих фазовых задержек:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) l = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U. \quad (1.11)$$

Свет на выходе из кристалла становится эллиптически поляризованным, причем эксцентриситет эллипса, описываемого вектором напряженности электрического поля световой волны $E_{св}$, зависит от Γ .

Уравнение этого эллипса в главных осях OX и OY имеет вид

$$\frac{(E_{св})_x^2}{E_{св}^2 \cos^2 \frac{\Gamma}{2}} + \frac{(E_{св})_y^2}{E_{св}^2 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}} = 1. \quad (1.12)$$

При отсутствии напряжения ($\Gamma = 0$) поляризация света на выходе из кристалла совпадает с исходной. С ростом Γ увеличивается компонента $(E_{св})_y$; при $\Gamma = \pi/2$ свет обладает круговой поляризацией, а при $\Gamma = \pi$ поляризация света ортогональна исходной (рис. 1.2). Таким образом, при изменении напряжения на кристалле

осуществляется модуляция поляризации света. При этом изменяется лишь соотношение длин осей эллипса, описываемого световым вектором, без поворота этих осей.

Пропустив модулированный таким образом свет через анализатор, получим амплитудно-модулированный свет. Если плоскости поляризации анализатора и падающего

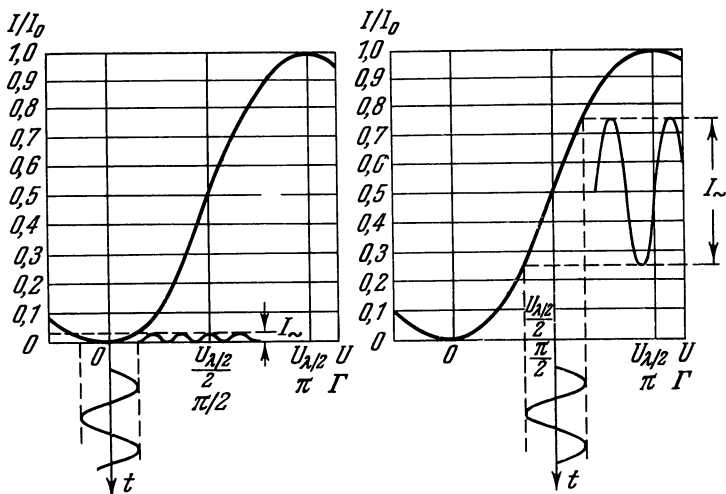


Рис. 1.3. Зависимость относительной интенсивности света от напряжения.

$I_{\sim}$ — переменная составляющая света на выходе модулятора.

на кристалл света взаимно перпендикулярны, то интенсивность света на выходе системы равна

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}, \quad (1.13)$$

где I_0 — интенсивность падающего света.

На рис. 1.3 приведена зависимость относительной интенсивности света на выходе анализатора от напряжения, приложенного к кристаллу. Напряжение, соответствующее значению $\Gamma = \pi$, называется полуволновым напряжением:

$$U_{\lambda/2} = \lambda/2 n_o^3 r_{63}. \quad (1.14)$$

Этой величиной часто пользуются для характеристики электрооптических свойств кристаллов.

При $\lambda = 0,547 \text{ мк}$ полуволновое напряжение для ADR равно 8,6 кВ, для KDP — 7,5 кВ.

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

$$(a_{10} + r_{63}E) y'^2 + a_{30}z^2 = 1. \quad (1.15)$$

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

$$v_{y'} = c/n_o \left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E\right), \quad v_z = c/n_e. \quad (1.16)$$

Свет, поляризованный под углом в 45° к осям OY' и OZ , распадается на две равные по амплитуде компоненты, между которыми на выходе из кристалла возникает разность фаз

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) + \frac{\pi n_o^3 r_{63} E l}{\lambda}. \quad (1.17)$$

Первый член выражения (1.17) обусловлен естественной анизотропией кристалла, второй — приложенным электрическим полем. Направление электрического поля и волнового вектора света в данном случае взаимно перпендикулярны (поперечный электрооптический эффект).

Напряженность электрического поля E определяется отношением напряжения U к толщине кристалла в направлении поля d , т. е.

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{\pi n_o^3 r_{63}}{\lambda} \frac{l}{d} U, \quad (1.18)$$

где $\Gamma_0 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o)$. Напряжение, соответствующее изменению Γ на λ , при поперечном эффекте в $l/2d$ раз меньше, чем при продольном.

Зависимость разности фаз от электрического поля позволяет получить модуляцию поляризации и интенсивности света. При этом естественная анизотропия кристалла приводит к сдвигу рабочей точки на кривой рис. 1.3.

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

$$\delta = \frac{\pi n_o^3 r_{63}}{\lambda} U \frac{l}{d}. \quad (1.19)$$

Случай распространения света вдоль оси OY' аналогичен рассмотренному.

При приложении электрического поля вдоль оси OX уравнение оптической индикатрисы принимает вид

$$a_{10} (x^2 + y^2) + a_{30} z^2 + 2r_{41} E yz = 1.$$

Переходя к новым главным осям, имеем

$$a_{10} x'^2 + (a_{10} \cos^2 \varphi + a_{30} \sin^2 \varphi + r_{41} E \sin \varphi \cos \varphi) y'^2 + \\ + (a_{10} \sin^2 \varphi + a_{30} \cos^2 \varphi - r_{41} E \sin \varphi \cos \varphi) z'^2 = 1, \quad (1.20)$$

где

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2r_{41}E}{a_{10} - a_{30}}.$$

При обычно достижимых полях порядка 10^4 в/см величина $r_{41}E$ имеет порядок 10^{-5} . Разность $a_{10} - a_{30}$ для кристаллов типа КДР порядка 10^{-2} . Поэтому угол поворота φ не превышает 10^{-3} и соотношение (1.20) может быть переписано в виде

$$a_{10} x'^2 + \left(a_{10} + \frac{r_{41}^2 E^2}{a_{10} - a_{30}} \right) y'^2 + \left(a_{30} - \frac{r_{41}^2 E^2}{a_{10} - a_{30}} \right) z'^2 = 1.$$

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

Однако при распространении света под углом к оптической оси может быть получен значительный электрооптический эффект и при использовании электрического поля, направленного вдоль оси OX [15,16]. Это имеет место, например, при распространении света вдоль направления $[011]$, т. е. в плоскости YZ под углом в 45° к осям. Для нахождения показателей преломления света

необходимо перейти к системе координат $XY'Z'$, полученной из исходной системы XYZ поворотом на угол 45° вокруг оси OX .

Уравнение оптической индикатрисы в новых координатах имеет вид

$$a_{10}x^2 + \frac{1}{2}(a_{10} + a_{30} + 2r_{41}E)y'^2 + \\ + \frac{1}{2}(a_{10} + a_{30} - 2r_{41}E)z'^2 + (a_{10} - a_{30})y'z' = 1. \quad (1.21)$$

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

$$a_{10}x^2 + \frac{1}{2}(a_{10} + a_{30} - 2r_{41}E)z'^2 = 1. \quad (1.22)$$

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

$$v_x = c \sqrt{a_{10}}; \quad v_{z'} = c \sqrt{\frac{1}{2}(a_{10} + a_{30})} \left(1 - \frac{r_{41}E}{a_{10} + a_{30}}\right).$$

Если свет поляризован вдоль OZ' , имеет место фазовая модуляция. Амплитудная модуляция может быть получена при поляризации света под углом 45° к осям OX и OZ' . При этом разность фаз Γ равна

$$\Gamma = \Gamma_+ + \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\sqrt{2}n_o^3 n_e^3 r_{41}E}{(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}}, \quad (1.23)$$

где

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

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 r_3 . В кристаллах типа КДР эта постоянная может быть увеличена при понижении температуры. Монокристаллы КДР и DKDP являются сегнетоэлектриками с точками Кюри $T_K = -151^\circ \text{C}$ и $T_K = -51,0^\circ \text{C}$ соответственно [17, 19]. Кристалл АДР — антисегнетоэлектрик [17, 19]. Как известно, сегнетоэлектрики вблизи точки

Кюри обладают диэлектрическими аномалиями: при приближении к точке Кюри диэлектрическая проницаемость и электрооптические коэффициенты резко увеличиваются.

Могут быть введены истинные электрооптические коэффициенты

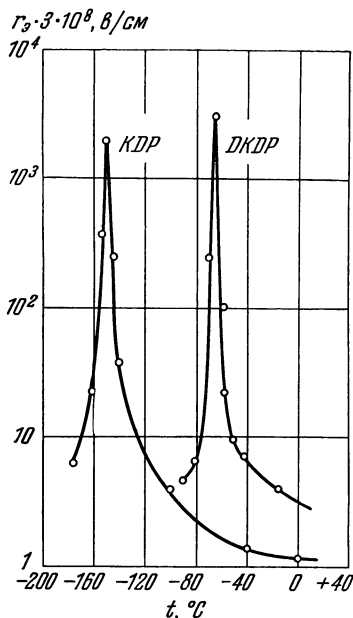
$$m_{ij} = \frac{\partial a_i}{\partial P_j},$$

где a_i — коэффициенты оптической индикатрисы, P_j — поляризация среды, связанная с напряженностью электрического поля известным соотношением:

$$P_j = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^3 (\varepsilon_{jk} - 1) E_k. \quad (1.24)$$

Рис. 1.4. Зависимость эффективной электрооптической постоянной от температуры.

На рис. 1.4 дана зависимость эффективной электрооптической постоянной от температуры для кристаллов КДР и DKDP [17]. Видно, что r_3 растет по гиперболическому закону, достигая в точке Кюри значений $5 \cdot 10^{-6} \text{ в/см}$ и $8 \cdot 10^{-6} \text{ в/см}$ для КДР и DKDP соответственно. При температуре ниже T_K кристаллы КДР и DKDP переходят в ромбическую фазу, также обладающую электрооптическими свойствами. Эффективная электрооптическая постоянная



r_a в ромбической фазе уменьшается с понижением температуры. В точке Кюри электрооптические коэффициенты r_a по сравнению с r_a при комнатной температуре увеличиваются примерно в 1500 раз. Соответственно снижаются и полуволновые напряжения. Однако осуществление модуляции при температурах, близких к точке Кюри, сопряжено с определенными трудностями. Большой градиент dr_a/dt^0 при $t^0 \simeq T_K$ вызывает необходимость стабилизации температуры кристалла с высокой точностью. Кроме того, при приближении к точке Кюри растут диэлектрические потери кристалла [13].

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

$$\Gamma = \Gamma_0 \sin \Omega t,$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0.$$

Интенсивность света на выходе модулятора определяется выражением

$$\begin{aligned} I &= I_0 \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \sin \Omega t \right) = \\ &= \frac{I_0}{2} \left[1 - J_0(\Gamma_0) - 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\Gamma_0) \cos 2k \Omega t \right], \end{aligned} \quad (1.25)$$

где $J_k(\Gamma_0)$ — функция Бесселя k -го 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 (пропорциональна U_0^2). При малых Γ_0 модуляция синусоидальна с частотой 2Ω . При больших Γ_0 в интенсивности света появляются компоненты с частотами 4Ω , 6Ω и т. д.

Свет на выходе модулятора характеризуется не только глубиной модуляции, но и величиной переменной

составляющей интенсивности. Поэтому одной из важнейших характеристик модулятора является его эффективность η , определяемая отношением переменной составляющей интенсивности света на выходе $I_{\sim}$ к интенсивности падающего света I_0 :

$$\eta = \frac{I_{\sim}}{I_0}. \quad (1.26)$$

В соответствии с соотношением (1.13) для рассматриваемого модулятора

$$\eta = \sin^2 \frac{\Gamma_0}{2}.$$

Можно значительно увеличить амплитуду переменной составляющей интенсивности света при заданном модулирующем напряжении, приложив к кристаллу постоянное смещение

$$U_{\pm} = \frac{1}{2} U_{\lambda/2}$$

или пропустив свет через четверть волновую пластинку (рис. 1.3).

Эффективность модулятора света при наличии смещения равна

$$\eta = \sin \Gamma_0 = \sin \left(\frac{2\pi n_o}{\lambda} r_{63} U_0 \right). \quad (1.27)$$

В этом случае говорят о работе модулятора на линейном участке характеристики (1.13), так как при $\Gamma_0 \ll 1$ эффективность модулятора, пропорциональна модулирующему напряжению U_0 .

Работа на линейном участке меняет и спектральный состав модулированного света:

$$I = I_0 \sin(\Gamma_0 \sin \Omega t) = \frac{I_0}{2} + I_0 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\Gamma_0) \sin(2k+1)\Omega t. \quad (1.28)$$

Глубина модуляции света в данном случае зависит от амплитуды переменного напряжения:

$$m = \sin \Gamma_0, \text{ т. е. } m = \eta. \quad (1.29)$$

При поперечном эффекте

$$\Gamma = \Gamma_{\perp} + \Gamma_0 \sin \Omega t,$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{l}{d} U_0.$$

В этом случае смещение на линейный участок возможно за счет естественной анизотропии.

При работе модулятора на высоких частотах практически измеряемой величиной является не напряжение, а мощность модулирующего сигнала P , пропорциональная U_0^2 . Поэтому обобщенной характеристикой, позволяющей сравнивать различные модуляторы на высоких частотах, является «качество» модулятора [30]

$$q = \frac{\Gamma_0^2}{P}. \quad (1.30)$$

Так как качество модулятора численно равно обратной величине мощности, необходимой для получения $\Gamma_0 = 1$, то по величине q легко подсчитать мощность, потребляемую модулятором.

§ 1.2. Вторичный электрооптический эффект и тепловые деформации

Рассмотренный в предыдущем параграфе эффект Покельса называется обычно первичным или «истинным» [7]. На практике этот эффект маскируется вторичным электрооптическим эффектом, обусловленным деформациями кристалла, возникающими при наложении электрического поля за счет обратного пьезоэффекта.

Эти деформации из-за упруго-оптического эффекта приводят к изменению показателя преломления. Деформации кристалла зависят от частоты воздействующего электрического поля, резко увеличиваясь на частотах собственных колебаний кристаллов [20, 21, 22]. На очень высоких частотах деформации кристалла малы и имеет место только первичный электрооптический эффект. Измерения на низких частотах всегда дают суммарный эффект.

При наличии деформации изменение коэффициентов индикатрисы (1.4) должно быть записано в виде [7]

$$\Delta_k = a_k - a_{k0} = \sum_{j=1}^3 r_{kj} E_j + \sum_{i=1}^6 p_{ki} u_i, \quad (1.31)$$

где p_{ki} — упругооптические коэффициенты, u_i — компоненты тензора деформации, E_j — проекции электрического вектора на оси координат.

Если к кристаллу не приложены механические напряжения, то деформации обусловлены только электрическим полем:

$$u_i = \sum_{j=1}^3 d_{ji} E_j, \quad (1.32)$$

где d_{ji} — пьезоэлектрические коэффициенты.

Окончательно получаем

$$\Delta_k = \sum_{j=1}^3 \left(r_{kj} + \sum_{i=1}^6 p_{ki} d_{ji} \right) E_j, \quad (1.33)$$

$$r_{kj}^* = r_{kj} + \sum_{i=1}^6 p_{ki} d_{ji}. \quad (1.34)$$

Для кристаллов типа КДР суммарные электрооптические постоянные имеют вид

$$\left. \begin{aligned} r_{41}^* &= r_{52}^* = r_{41} + p_{44} d_{14}, \\ r_{63}^* &= r_{63} + p_{66} d_{36}. \end{aligned} \right\} \quad (1.35)$$

В кристалле конечных размеров необходимо учитывать распределение деформаций по поперечному сечению. Поэтому показатели преломления кристалла типа КДР при приложении электрического поля вдоль оси OZ могут быть

записаны в виде [21, 22]

$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= n_0 + \frac{n_0^3 r_{63} E}{2} + \frac{n_0^3 p_{36} d_{36} E}{2} \sum_{m=1}^{\infty} K_m(\omega) \Phi_m(x, y), \\ n_{y'} &= n_0 - \frac{n_0^3 r_{63} E}{2} - \frac{n_0^3 p_{36} d_{36} E}{2} \sum_{m=1}^{\infty} K_m(\omega) \Phi_m(x, y), \\ n_z &= n_e, \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

где $\Phi_m(x, y)$ — функция распределения деформации по сечению на m -й собственной частоте кристалла, $K_m(\omega)$ характеризует форму резонансной кривой колебаний кристалла вблизи частоты ω_m :

$$K_m(\omega) = \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_m^2} \right)^2 + \frac{\omega^2}{Q_m^2 \omega_m^2} \right]^{-1/2}. \quad (1.37)$$

Когда частота внешнего воздействия ω равна одной из частот собственных колебаний ω_m , K_m достигает величины Q_m — добротности данного собственного колебания. При этом в (1.36) можно пренебречь истинным электрооптическим эффектом и всеми членами суммы, кроме одного. Таким образом, при резонансе эффективный электрооптический коэффициент возрастает в Q_m раз, что позволяет во столько же раз снижать напряжение модуляции. Экспериментально удается получить $Q_m \sim 1000$ [21].

Механические деформации могут возникать и в результате нагрева кристалла, помещенного в электрическом поле модулятора. Этот нагрев связан с диэлектрическими потерями. Выделение тепла происходит во всем объеме кристалла, а охлаждение — лишь на поверхности. Это приводит к температурным градиентам, к возникновению неоднородных по сечению кристалла деформаций и к неоднородности оптических свойств. Исследованию влияния неравномерного нагрева на эффективность модуляции посвящена работа [23].

В кристаллическом стержне KDP, вырезанном вдоль оптической оси, возникает радиальный градиент температуры. Этот градиент приводит к следующему изменению индикатриссы:

$$\frac{1}{n_o^2}(x^2 + y^2) + \frac{1}{n_e^2}z^2 + 2a_6xy = 1. \quad (1.38)$$

Появление коэффициента индикатриссы a_6 вызывается компонентой деформации u_6 : $a_6 = p_{66}u_6$.

Для стержня длины L и радиуса b разность фаз Γ_T , вызванная тепловым градиентом, может быть записана в виде

$$\Gamma_T = \frac{2\pi n_o^3}{\lambda} \int_0^L a_6(r, z, \theta) dz = \Gamma_{\text{макс}} \frac{r^2}{b^2} \sin 2\theta, \quad (1.39)$$

где r и θ — полярные координаты тонкого светового луча в плоскости поперечного сечения кристалла. Величина $\Gamma_{\text{макс}}$ зависит от мощности потерь в кристалле, упругих и теплопроводных постоянных.

Интенсивность модулированного света на выходе из кристалла равна

$$I = \frac{I_0}{\pi b'^2} \int_0^{b'} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} (1 + \cos \Gamma_{\Sigma}) d\theta r dr, \quad (1.40)$$

где b' — диаметр светового луча; $\Gamma_{\Sigma} = \Gamma_{=} + \Gamma_T + \Gamma(t)$; $\Gamma(t)$ — разность фаз, обусловленная модулирующим полем; $\Gamma_{=}$ и $\Gamma(t)$ не зависят от r и θ .

После интегрирования (1.40) получим

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \{1 + H(g) \cos [\Gamma_{=} + \Gamma(t)]\},$$

где

$$H(g) = \frac{1}{g} \int_0^g J_0(x) dx, \quad g = \Gamma_{\text{макс}} \frac{b'^2}{b^2}.$$

При больших g , т. е. больших тепловых градиентах, $H(g)$ стремится к нулю и глубина модуляции света падает. Оценки, проведенные в [23], показали, что для кристалла КДР при $b' = b$ величина $g = 1,8 P$, где P — мощность модулирующего сигнала.

Тепловые градиенты, возникающие в кристалле, ограничивают максимальную эффективность, достижимую при непрерывной модуляции. В соответствии с соотношениями (1.27) и (1.30)

$$\eta = \sin \sqrt{qP}. \quad (1.41)$$

При учете нагрева кристалла за счет мощности модулирующего сигнала соотношение (1.41) принимает вид

$$\eta = H(1,8 P) \sin \sqrt{qP}. \quad (1.42)$$

На рис. 1.5 приведена зависимость $m = \eta$ от P для различных значений q . Как видно из рисунка, только при $q = 10 \text{ рад}^2/\text{вт}$ возможна 100%-ная модуляция на линейном участке в непрерывном режиме. При уменьшении q максимальная глубина модуляции падает и при $q = 10^{-2} \text{ рад}^2/\text{вт}$ не может превышать 7%. Поэтому при малых q эффективная модуляция возможна лишь в импульсном режиме. Средняя модулирующая мощность не должна превышать 0,5 — 1 вт при любых размерах кристалла. Размеры кристалла будут определять качество модулятора и максимальную глубину модуляции.

Температурные градиенты вызывают не только уменьшение глубины модуляции, но и изменение направления луча света. Как показано в работе [24], эти отклонения невелики, однако в модуляторах с

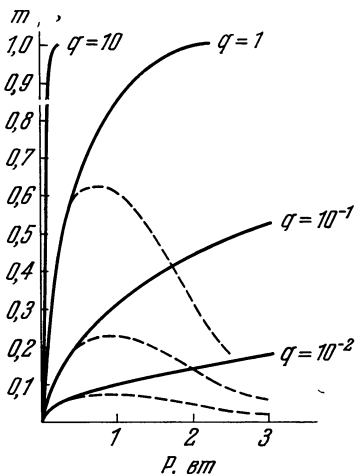


Рис. 1.5. Зависимость глубины модуляции от мощности в непрерывном режиме.

Сплошные кривые — без учета нагрева кристалла; пунктирные — с учетом нагрева кристалла.

большой длиной кристалла их надо учитывать.

§ 1.3. Применение продольного и поперечного электрооптического эффекта для целей модуляции света

Принципиальная схема [25, 26] оптического модулятора приведена на рис. 1.6. Модулирующий кристалл типа KDP помещается между скрещенными поляриоидами.

Поскольку электрическое поле приложено вдоль оптической оси, в модуляторе должны применяться прозрачные

для света электроды. В качестве прозрачных электродов могут быть использованы стекла, покрытые закисью олова [27, 28]. Иногда используются нанесенные непосредственно на поверхность кристалла окись цинка или полупрозрачные золотые электроды. В некоторых случаях применялись жидкостные электроды. Прозрачные электроды из-за большой постоянной времени используют лишь в низкочастотных модуляторах света.

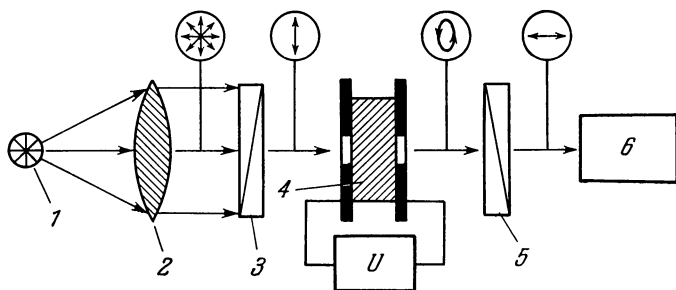


Рис. 1.6. Принципиальная схема модулятора с продольным эффектом.

1 — источник света; 2 — коллиматор; 3 — поляризатор; 4 — электрооптический кристалл с электродами; 5 — анализатор; 6 — фотоприемник.

На более высоких частотах применяют решетчатые электроды, представляющие собой непрозрачные проводящие пленки (обычно металлические) с отверстиями различной формы. Эти пленки должны находиться в непосредственном контакте с поверхностью кристалла. Во всех случаях необходимо обеспечить плотное прилегание электродов к поверхности кристалла. Наличие воздушного зазора приводит к уменьшению действующего напряжения на кристалле, так как поле в зазоре в ϵ раз больше поля в диэлектрике. Действующее поле в кристалле также зависит от конфигурации электродов. При прохождении света через отверстие в непрозрачном электроде глубина модуляции света увеличивается с уменьшением диаметра отверстия. Однако при этом уменьшается полезное сечение светового пучка.

В диапазоне СВЧ, где кристалл помещается в волноводе или объемном резонаторе, свет пропускается через отверстия, являющиеся запердельными волноводами.

Одна из конструкций низкочастотного модулирующего элемента изображена на рис. 1.7. Electroдами являются металлические полосы ширины a , охватывающие концы кристалла. Расчет показывает [28], что при $b \leq l/4$ и $a = l/6$ разность потенциалов между передней и задней поверхностями кристалла изменяется по поперечному сечению не более чем на 2%. При расчете учитывалось, что диэлектрическая проницаемость кристалла много больше единицы.

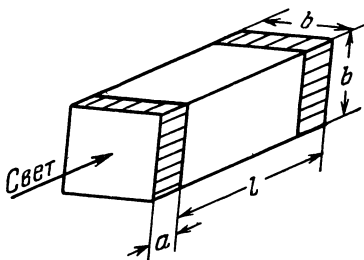


Рис. 1.7. Конструкция модулирующего элемента.
Electroды заштрихованы.

При распространении света под углом θ 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, равная

$$\Gamma = \simeq \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\sin^2 \theta}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} n_o. \quad (1.43)$$

Это приводит к смещению рабочей точки по характеристике (рис. 1.3).

Естественное двулучепреломление накладывает ограничения на угловую апертуру системы. Как следует из выражения (1.43), угловая апертура модулятора зависит от длины кристалла.

Так, например, допустимая расходимость светового луча ($\Delta\Gamma \leq \pi/2$) для кристалла KDP длиной 1 см не должна превышать $1,5^\circ$.

Поскольку при продольном эффекте разность фаз (соответственно глубина модуляции) зависит от напряжения на кристалле и не зависит от его длины, модулирующий крис-

талл может быть вырезан в виде тонкой пластинки. Если взять набор таких пластинок и к каждой из них приложить одно и то же напряжение U , суммарная разность фаз Γ_{Σ} между ортогонально поляризованными компонентами светового луча при наличии поля будет равна $N\Gamma$, где Γ — разность фаз в одном кристалле, а N — число пластинок.

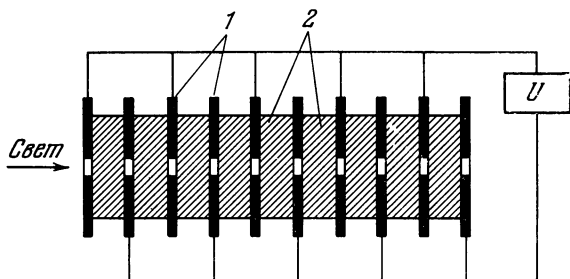


Рис. 1.8. Модулирующая ячейка с N кристаллами.

1 — электроды; 2 — кристаллические пластинки.

Практически удобно использовать систему кристаллов, разделенных электродами со знакопеременными электрическими полями (рис. 1.8) [29, 30].

Если на кристалл действует поле, направленное вдоль оси OZ , то для кристаллов типа KDP согласно (1.8)

$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= n_o \left(1 + \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E \right), \\ n_{y'} &= n_o \left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E \right), \end{aligned} \right\} \quad (1.44)$$

т.е. скорость компоненты света, поляризованной по оси OX' , меньше, чем компоненты, поляризованной по оси OY' . Сдвиг фаз Γ больше нуля. При смене знака поля

$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= n_o \left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E \right), \\ n_{y'} &= n_o \left(1 + \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E \right). \end{aligned} \right\} \quad (1.45)$$

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

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

На рис. 1.9 приведена полученная экспериментально [30] зависимость Γ_Σ от напряжения U для одного, двух, трех и четырех кристаллов ADP. Толщина каждого кристалла вдоль оси OZ равна 2 мм, поперечные размеры 10×10 мм². С увеличением числа кристаллов снижается напряжение, необходимое для получения данного значения Γ_Σ .

Значительный выигрыш по напряжению можно получить, используя поперечный электрооптический эффект. Как указывалось в § 1.1, этот выигрыш равен $l/2d$, где l — длина кристалла в направлении распространения света, d — размер кристалла в направлении электрического поля.

На рис. 1.10 приведена зависимость относительной интенсивности света от напряжения на кристалле ADP при отношении $l/2d \approx 11$. Рисунок наглядно иллюстрирует преимущество поперечного эффекта с точки зрения выигрыша по модулирующему напряжению.

Дополнительное преимущество поперечного электрооптического эффекта состоит в упрощении конструкции электродов, так как отпадает необходимость в пропускании света сквозь электроды.

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 вдоль оси и перпендикулярно к ней,

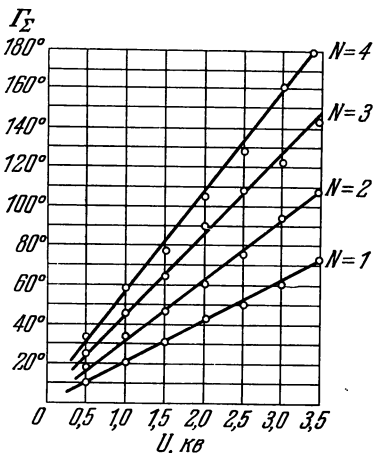


Рис. 1.9. Зависимость разности фаз от напряжения.

N — число кристаллов.

равна (§ 1.1)

$$\Gamma = \Gamma_{\perp} + \frac{\pi r_{63} n_o^3}{\lambda} \frac{l}{d} U, \quad (1.46)$$

где

$$\Gamma_{\perp} = \frac{2\pi (n_e - n_o) l}{\lambda}.$$

Зависимость $\Gamma_{\perp}$ от λ накладывает ограничение на монохроматичность источника света. Заданной ширине линии излучения света $\Delta\lambda$ соответствует интервал значений рабочих точек $\Delta\Gamma_{\lambda}$, равный

$$\Delta\Gamma_{\lambda} = \frac{2\pi (n_e - n_o) l \Delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (1.47)$$

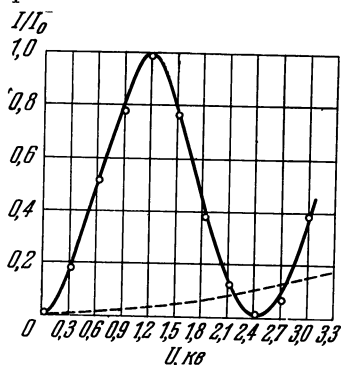
Этот интервал должен быть меньше $\pi/2$, т. е.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \leq \frac{\lambda}{4(n_e - n_o)l}. \quad (1.48)$$

Для стержня из КДР или АДР длиной 10 см ширина линии источника света должна быть порядка десятых долей ангстрема.

Так как разность фаз $\Gamma_{\perp}$ при $l = 1$ см составляет примерно $10^3 \pi$, то при использо-

Рис. 1.10. Зависимость относительной интенсивности света от напряжения на кристалле АДР при поперечном эффекте. Пунктир — ход кривой для продольного эффекта.



вании поперечного электрооптического эффекта резко возрастают требования к качеству торцовых поверхностей кристалла, к его ориентировке и к допустимой нестабильности температуры.

Изменение температуры сопровождается изменением оптической длины кристалла как за счет $\partial (n_e - n_o) / \partial T$, так и за счет $\frac{1}{l} \partial l / \partial T$. По данным работы [31] коэффициент линейного расширения кристалла АДР равен $4 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$. Однако основную роль играют температурные уходы показателей преломления.

Различное изменение показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн от температуры приводит к следующей зависимости Γ от температуры:

$$\Delta\Gamma_T = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\partial(n_e - n_o)}{\partial T} \Delta T = \frac{2\pi l}{\lambda} k \Delta T, \quad (1.49)$$

где k — температурный коэффициент; $k_{\text{ADP}} = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$; $k_{\text{KDP}} = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$; $k_{\text{DKDP}} = 0,58 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$. Оценки показывают, что при уходе температуры на $0,01^\circ$ изменение разности фаз составляет 23° для кристаллического стержня из ADP длиной 10 см.

Таким образом, использование поперечного электрооптического эффекта для целей модуляции возможно лишь при термостатировании кристалла.

Другой путь практического применения поперечного электрооптического эффекта состоит в использовании схем температурной компенсации

естественного двулучепреломления. В качестве такой схемы компенсации может быть применена система из двух идентичных кристаллов, повернутых друг относительно друга на 90° (рис. 1.11). При одинаковом уходе температуры кристаллов разность фаз $\Delta\Gamma_T$, 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 [26].

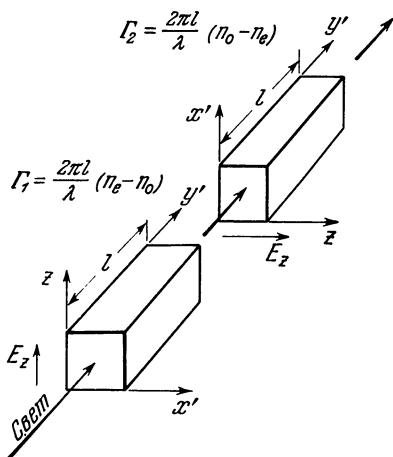


Рис. 1.11. Схема температурной компенсации при поперечном эффекте.

§ 1.4. Получение однополосной модуляции и сдвига частоты света

С помощью линейного электрооптического эффекта можно осуществлять и однополосную модуляцию, которая улучшает отношение сигнал/шум при сохранении полосы [32]. Кроме того, этот же метод позволяет сдвигать частоту лазерного излучения, что необходимо для целей супергетеродинного приема.

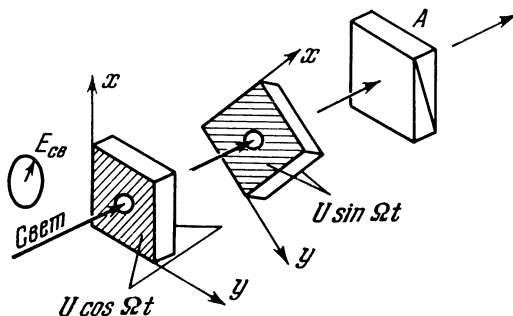


Рис. 1.12. Принципиальная схема получения однополосной модуляции.

Схема устройства для получения однополосной модуляции и сдвига частоты приведена на рис. 1.12 [41]. Циркулярно-поляризованный свет вида

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_0 \cos \omega t, \\ E_y &= E_0 \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (1.50)$$

падает на первый из модулирующих кристаллов. Главные оси второго кристалла повернуты на 45° относительно осей первого. Вдоль оси OZ приложено электрическое поле частоты Ω , причем напряжения на кристаллах сдвинуты по фазе на $\pi/2$. После второго кристалла проекции электрического поля световой волны на наведенные оси второго

кристалла OX' и OY' имеют вид

$$\left. \begin{aligned} E_{x'} &= -\sqrt{2}E_0 \sum_{a=-\infty}^{+\infty} J_a\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\Gamma_0\right) \times \\ &\quad \times \cos(a-1)\pi/4 \cdot \sin(\omega + a\Omega)t, \\ E_{y'} &= -\sqrt{2}E_0 \sum_{a=-\infty}^{+\infty} J_a\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\Gamma_0\right) \times \\ &\quad \times \cos(a+1)3\pi/4 \cdot \cos(\omega + a\Omega)t, \end{aligned} \right\} \quad (1.51)$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0.$$

Из выражений (1.51) видно, что свет состоит из суммы лево- и правополяризованных компонент. В левополяризованном свете имеются компоненты частот $\omega \pm 2a\Omega$, где $a = 0, 1, 2, \dots$. Амплитуды этих компонент равны $E_0 J_{2a}\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\Gamma_0\right)$. Правополяризованный свет содержит компоненты частот $\omega + \Omega, \omega - 3\Omega, \omega + 5\Omega$ и т. д. с амплитудами $\sqrt{2}E_0 J_1\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\Gamma_0\right), \sqrt{2}E_0 J_3\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\Gamma_0\right)$ и т. д. При малом Γ_0 соответствующие компоненты света будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} E_{x'} &= -E_0 \sin \omega t - E_0 \frac{\Gamma_0}{2} \sin(\omega + \Omega)t, \\ E_{y'} &= E_0 \cos \omega t - E_0 \frac{\Gamma_0}{2} \cos(\omega + \Omega)t. \end{aligned} \right\} \quad (1.52)$$

В этом случае единственная левополяризованная компонента обладает частотой ω , 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

$$U_0 = 0,4 \frac{\lambda}{n_o^3 r_{63}}.$$

Это напряжение соответствует перекачке 68% энергии в боковую полосу, смещенную на Ω от несущей. Два процента энергии сосредотачиваются в компоненте с частотой $\omega - 3\Omega$. Остальные 30% энергии теряются в анализаторе,

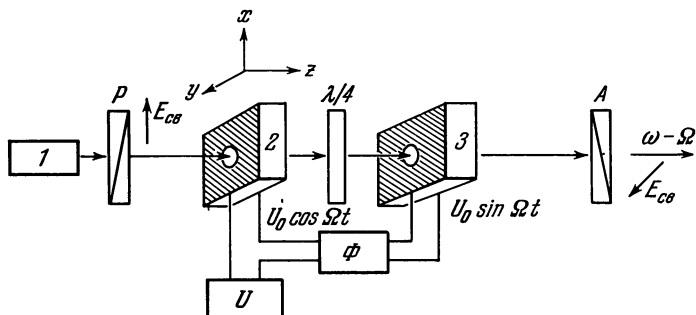


Рис. 1.13. Схема однополосной модуляции линейно-поляризованного света.

1 — источник света; 2, 3 — модулирующие кристаллы.

поглощающем левополяризованный свет. Смещение частоты лазера на 1 кГц и 1,5 кГц этим методом осуществлено в работе [20].

Возможны и другие схемы получения модуляции с одной боковой полосой [33, 34]. Так, на рис. 1.13 изображена система из двух обычных амплитудных 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_{cv} , параллельным оси OX , свет на выходе второго кристалла имеет две ортогонально поляризованные компоненты E_x и E_y :

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

$$E_y = -\sqrt{2} E_0 \left[J_1 \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos (\omega - \Omega) t + J_3 \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \times \right. \\ \left. \times \cos (\omega + 3\Omega) t - J_5 \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \Gamma_0 \right) \cos (\omega - 5\Omega) t + \dots \right]. \quad (1.53)$$

С помощью соответственно ориентированного поляроида можно выделить одну компоненту, например E_y . Этот вариант аналогичен предыдущему с той лишь разницей, что используется линейно-поляризованный свет вместо циркулярно-поляризованного. Может быть применена также упрощенная схема [35], использующая лишь один модулятор, через который свет проходит дважды (рис. 1.14).

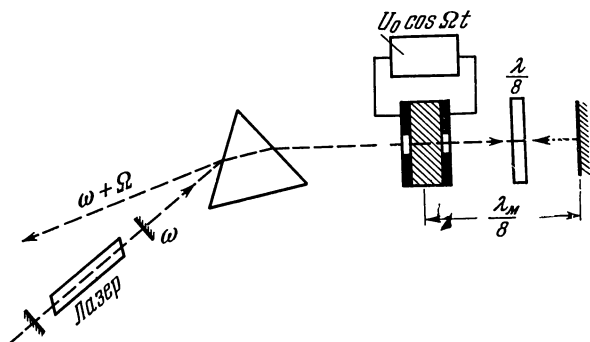


Рис. 1.14. Схема сдвига частоты с одним модулятором.

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 $\lambda_m/4$.

Разделение колебаний с двумя ортогональными поляризациями может быть осуществлено двулучепреломляющей кальцитовой призмой. Подобная схема осуществлена в работе [35]. Сдвиг частоты составлял 2,5 ГГц.

С целью уменьшения модулирующего напряжения можно использовать для получения однополосной модуляции поперечный электрооптический эффект [36]. Схема такого модулятора приведена на рис. 1.15. Каждый из модуляторов осуществляет фазовую модуляцию соответствующей компоненты света. На выходе этого 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 (до 34%) перекачивается в компоненту с частотой $\omega - \Omega$. Распределение энергии по частотным компонентам приведено в таблице I.

Таблица I

Частота	Относительная интенсивность	Частота	Относительная интенсивность
ω	$1/2 \cdot J_0^2$	$\omega + 2\Omega$	$1/2 \cdot J_2^2$
$\omega - \Omega$	J_1^2	$\omega - 3\Omega$	0
$\omega + \Omega$	0	$\omega + 3\Omega$	J_3^2
$\omega - 2\Omega$	$1/2 \cdot J_2^2$		

Как видно из этой таблицы, спектральный состав света на выходе из модулятора более богат, чем в системах, описанных выше.

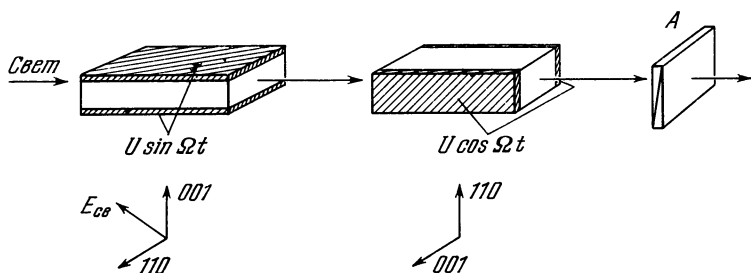


Рис. 1.15. Схема модулятора, основанного на использовании поперечного эффекта.

Необходимая для однополосной модуляции фазовая задержка по модулирующей частоте может быть осуществлена также с помощью двулучепреломляющих кристаллов [34].

Сдвиг частоты происходит также при взаимодействии света с бегущей акустической волной. Эта проблема будет рассмотрена в главе 7.

§ 1.5. Преобразование фазовой модуляции света в амплитудную

При электрооптическом эффекте под действием электрического поля изменяется коэффициент преломления, т. е. реактивный параметр среды.

Следствием этого является фазовая модуляция проходящего через среду света. Между тем обычные оптические приемники, основанные на фотоэффекте, реагируют на изменение интенсивности света. Поэтому фазовую модуляцию света при приеме необходимо превращать в амплитудную модуляцию. Возможны различные варианты такого преобразования.

1. Гомодинный метод [37]. В ряде случаев (для измерительных целей, для целей обработки информации и т. д.) используется гомодинный метод преобразования. Он состоит в сложении модулированного по фазе светового сигнала

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

с опорным сигналом

$$B \cos(\omega t + \theta).$$

Здесь A и B — амплитуды сигналов, δ_0 — девиация фазы, θ — регулируемый сдвиг фаз между сигналами.

В результате сложения интенсивность света на входе приемника будет равна

$$I = A^2 \cos^2(\omega t + \delta_0 \sin \Omega t) + B^2 \cos^2(\omega t + \theta) + 2AB \cos(\omega t + \theta) \cdot \cos(\omega t + \delta_0 \sin \Omega t). \quad (1.54)$$

Поскольку постоянная времени приемника всегда много больше периода световых колебаний, выражение (1.54) должно быть усреднено по $T = 2\pi/\omega$:

$$\bar{I} = \frac{A^2 + B^2}{2} + AB \cos(\delta_0 \sin \Omega t - \theta). \quad (1.55)$$

Разлагая $\bar{I}$ в ряд Фурье, получим

$$\begin{aligned} \bar{I} = \frac{A^2 + B^2}{2} + AB J_0(\delta_0) \cos \theta + 2AB \sin \theta \sum_{a=0}^{\infty} J_{2a+1}(\delta_0) \times \\ \times \sin(2a+1)\Omega t + 2AB \cos \theta \cdot \sum_{a=1}^{\infty} J_{2a}(\delta_0) \cos 2a\Omega t. \end{aligned} \quad (1.56)$$

Таким образом, интенсивность света оказывается промодулированной спектром частот $n\Omega$. Наибольший интерес представляют изменение постоянной составляющей $\bar{I}$ и амплитуда переменной составляющей частоты Ω :

$$\left. \begin{aligned} \bar{I} &= ABJ_0(\delta_0) \cos \theta, \\ \bar{I}_\Omega &= 2ABJ_1(\delta_0) \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (1.57)$$

Изменяя разность хода двух лучей, можно добиться наибольшей величины $(\bar{I}_\Omega)_{\text{макс}}$. Так как максимальное значение $J_1(\delta_0)$ равно 0,58 при $\delta_0 = 1,8$, то $(\bar{I}_\Omega)_{\text{макс}} = 1,16 AB$.

Если приемник не разрешает частоту модуляции Ω , то для измерения δ_0 можно использовать $\bar{I}$; при этом θ надо выбирать равным целому числу π .

2. Метод двулучевого интерферометра. Второй способ преобразования фазовой модуляции света в амплитудную состоит в том, что луч, модулированный по фазе, поступает в интерферометр типа Майкельсона. Один из лучей проходит дополнительный путь. Полная разность фаз между двумя лучами равна

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

Интенсивность света на выходе интерферометра

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\delta_0 \cos \left(\Omega t + \frac{\Omega l}{c} \right) - \delta_0 \cos \Omega t + \frac{\omega l}{c} \right] \right\} = \\ &= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\omega l}{c} - 2\delta_0 \sin \frac{\Omega l}{2c} \sin \left(\Omega t + \frac{\Omega l}{2c} \right) \right] \right\}, \quad (1.58) \end{aligned}$$

где I_0 — интенсивность падающего света.

Оптимальная разность хода l определяется условием:

$$\sin \frac{\Omega l}{2c} = 1, \text{ т. е. } l = (2k + 1) \frac{\lambda_m}{2}, \quad (1.59)$$

где $\lambda_m = 2\pi c/\Omega$. При этом

$$\bar{I} = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{\omega l}{c} - 2\delta_0 \cos \Omega t \right) \right]. \quad (1.60)$$

Характеристика дискриминатора (1.60) приведена на рис. 1.16. Выбор рабочей точки осуществляется малым изменением l в пределах $\lambda/2$, при этом условие (1.59) не

нарушается. При работе на линейном участке (точка A)

$$\frac{\omega l}{c} = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$$

и интенсивность света на выходе дискриминатора равна

$$\bar{I} = I_0 [1/2 + J_1(2\delta_0) \cos \Omega t - J_3(2\delta_0) \cos 3\Omega t + \dots]. \quad (1.61)$$

Если рабочая точка выбрана на нелинейном участке (B), т. е.

$$\omega l/c = (2k + 1) \pi,$$

то средняя интенсивность равна

$$\bar{I} = \frac{I_0}{2} [1 - J_0(2\delta_0) + 2J_2(2\delta_0) \cos 2\Omega t + \dots]. \quad (1.62)$$

Выражения (1.61) и (1.62) отличаются от (1.55) только

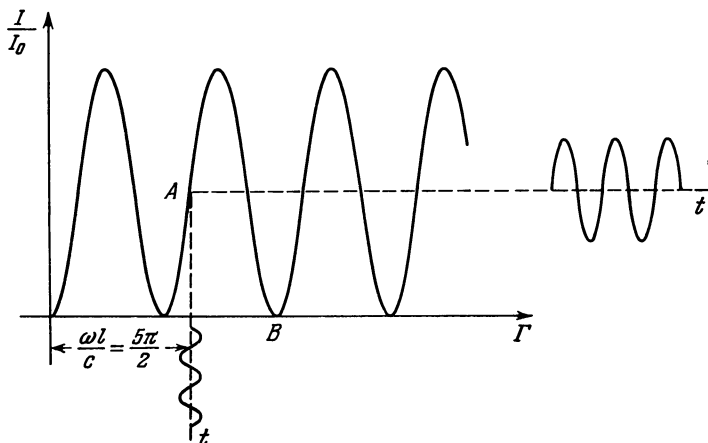


Рис. 1.16. Зависимость относительной интенсивности света на выходе дискриминатора от разности фаз Γ двух лучей.

величиной аргумента функций Бесселя, который определяет эффективность модуляции.

Метод двулучевого интерферометра дает выигрыш в 2 раза по сравнению с гомодинным методом в связи с тем, что в интерферометре оба взаимодействующих луча модулированы по фазе. Увеличение глубины модуляции

сопровождается сужением полосы частот, так как частота модуляции должна удовлетворять условию:

$$\Omega l/c = (2k + 1) \pi. \quad (1.63)$$

Как гомодинный, так и интерферометрический методы преобразования фазовой модуляции в амплитудную требуют, чтобы разность хода двух лучей, приходящих на фотоприемник, была бы меньше $\lambda/4$. Допустимый угол

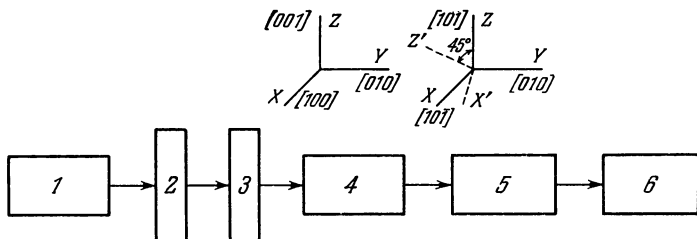


Рис. 1.17. Схема преобразования фазовой модуляции в амплитудную.

1 — источник света, модулированного по фазе; 2 — поляризатор; 3 — двулучепреломляющая пластинка для выбора рабочей точки; 4 — преобразующий кристалл; 5 — фазовращающий кристалл, 6 — фотоприемник.

между лучами $\theta = \lambda/4D$, где D — диаметр светового луча на поверхности фотокатода. При $D = 4$ мм угол θ составляет $9''$. Угол θ можно увеличить, если сфокусировать световой пучок с помощью линзы и ограничить его диафрагмой с диаметром, равным диаметру диска Эйри. В работе [37] таким способом удалось увеличить допустимый угол расхождения лучей в 20 раз.

3. Использование двулучепреломляющих кристаллов. Свет, модулированный по фазе, может быть преобразован в амплитудно-модулированный с помощью двулучепреломляющих кристаллов с большой разностью показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей [38, 39]. Кристалл, обычно одноосный, вырезается так, что оптическая ось перпендикулярна его длине. Свет, распространяющийся вдоль оси OY , поляризован под углом 45° к оптической оси кристалла OZ (рис. 1.17). В этом случае в кристалле распространяются две ортого-

нально поляризованные (обыкновенная и необыкновенная) волны равной амплитуды. На пути l между лучами возникает временная задержка

$$t_e - t_o = l\Delta n/c, \quad (1.64)$$

где $\Delta n = n_e - n_o$. Обычно в видимом диапазоне в качестве кристалла-дискриминатора используют кальцит CaCO_3 , для которого $\Delta n = 0,17$. Длина кристалла выбирается таким образом, чтобы временная задержка составляла половину периода модуляции, т. е.

$$\Omega(t_e - t_o) = \pi. \quad (1.65)$$

Одновременно должно выполняться условие:

$$\omega(t_e - t_o) = (2k + 1) \frac{\pi}{2}. \quad (1.66)$$

Это может быть осуществлено либо подбором угла наклона кристалла по отношению к лучу, либо, при нормальном падении света, с помощью дополнительной двулучепреломляющей пластинки. Так как $\Omega \ll \omega$, то выполнение условия (1.66) не нарушает условия (1.65).

При выполнении условий (1.65) и (1.66) разность фаз

$$\Gamma = (2k + 1) \frac{\pi}{2} + 2\delta_0 \sin \Omega t. \quad (1.67)$$

Световой вектор описывает эллипс:

$$x^2 + z^2 - 2xz \cos \Gamma = a \sin^2 \Gamma, \quad (1.68)$$

где a зависит от δ_0 . Эксцентриситет этого эллипса меняется во времени с частотой Ω . При изменении Γ на $\pi/2$ круговая поляризация сменяется линейной. Главные оси эллипса (1.68) OX' и OZ' повернуты на 45° 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° . Каждый из сигналов можно выделить, если после дискриминатора поставить анализатор с плоскостью поляризации, направленной вдоль OX' или OY' . Интенсивность такого сигнала может быть записана в виде [38]

$$I = I_0 [1/2 - J_1(2\delta_0) \sin \Omega t]. \quad (1.69)$$

Кристаллы	Класс симметрии	$r_{63} \cdot 10^{10}$, см/з	$r_{41} \cdot 10^{10}$, см/з	n_o
$\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP)	$\bar{4}2m$	5,5 [10] —8,5 * [10]	$r_{41} \simeq r_{41}^*$ [20] 24,5 [15] 20,7 [3], [16]	1,48 [10], [15]
KH_2PO_4 (KDP)	$\bar{4}2m$	9,7 [42] —10,5 * [10]	$r_{41} \simeq r_{41}^*$ [20] 8,6—8,8 [10], [16]	1,47 [10], [15]
RbH_2PO_4 (RDP)	$\bar{4}2m$	—11 * [3], [45]		1,479 [45]
$\text{ND}_4\text{D}_2\text{PO}_4$ DADP	$\bar{4}2m$	10,5 * [46], [43] 8 [43]		1,519 [46]
KD_2PO_4 (DKDP)	$\bar{4}2m$	26,4 * [11]	8,8 [15]	1,47 [42]
$\text{NH}_4\text{H}_2\text{AsO}_4$ (ADA)	$\bar{4}2m$	—6,3 * [3]		
KH_2AsO_4 (KDA)	$\bar{4}2m$	10,9 * [15] 8,7 * [44] $r \simeq r^*$ [44]	12,5 * [15]	1,52 [15]
RbH_2PO_4 (RDA)	$\bar{4}2m$	13,0 * [15], [44] $r \simeq 0,9r^*$ [44]		1,52 [15]
CsH_2AsO_4 (CDA)	$\bar{4}2m$	16,7 * [44] $r \simeq r^*$		

Примечания Величины $\text{tg } \delta$ даны на частоте 10^{10} гц. Показатели
* Данные приведены на частотах, лежащих ниже частоты пьезорезонанса

Т а б л и ц а II

n_e	ϵ_s	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	$\operatorname{tg} \delta_3$	$\operatorname{tg} \delta_1 =$ $\operatorname{tg} \delta_2$	$T_K, ^\circ\text{C}$
1,526 [10], [15]	15 * [42] 14 [14]	56 * [42] 58 [14]	$6 \cdot 10^{-3}$ [14]	$7 \cdot 10^{-3}$ [14]	—125 [42]
1,51 [10], [15]	21 * [42] 21 [18], [42]	42 * [42] 44 [18]	$7,5 \cdot 10^{-3}$ [18]	$4,5 \cdot 10^{-3}$ [18]	—150 [42], [17]
1,508 [45]					
1,476 [46]	24,8 [43]				—33 [46]
1,51 [42]	50 * [11] 48 [14]	58 [14]	$1 \cdot 10^{-1}$ [14]	$2,5 \cdot 10^{-1}$ [14]	—51 [42], [17]
1,57 [15]	21 * [42] 21 [42]	54 * [42] 53 [14]	$8,0 \cdot 10^{-3}$ [14]	$7,5 \cdot 10^{-3}$ [14]	—176 [42]
1,56 [15]	27 * [42] 24 [42]	41 * [42] 39 [42]	$5 \cdot 10^{-2}$ [42]	$3 \cdot 10^{-2}$ [42]	—163 [42]
	34 [44]				

тели преломления измерены на длине волны 0,546 мк.
нанса.

Описанный способ имеет тот недостаток, что половина полной интенсивности света теряется в анализаторе. Для устранения этого недостатка ставят еще один двулучепреломляющий кристалл (фазосмещающий) (см. рис. 1.17).

Его главные оси должны лежать вдоль осей OX' и OZ' (кристалл 5 повернут на 45° относительно кристалла 4). Если подобрать его длину так, чтобы скорректировать разность фаз между ортогонально-поляризованными амплитудно модулированными сигналами, то интенсивность света на выходе будет равна

$$I = I_0 [1 - 2J_1(2\delta_0) \sin \Omega t]. \quad (1.70)$$

Оптимальная длина фазосмещающего кристалла совпадает с длиной кристалла-дискриминатора. Для частоты $f = 10$ ГГц и $\Delta n = 0,17$ оптимальная длина каждого из кристаллов равна 8,8 см.

В работе [39] осуществлен описанный выше дискриминатор на частотах 2,4 ГГц, 7,1 ГГц и 10,8 ГГц.

Для непосредственного обнаружения фазовой модуляции света может быть применен интерферометр Фабри — Перо [40]. Модуляция фазы светового сигнала приводит к расщеплению интерференционных колец. Расстояние между зеркалами L должно быть подобрано так, чтобы интерферометр разрешал частоту модуляции и не было перекрытия интерференционных порядков при наличии модуляции.

Частота модуляции и параметры интерферометра должны удовлетворять соотношению

$$\frac{1 - R}{1 + R} \frac{c}{3L} < \Omega < \frac{c}{4L}, \quad (1.71)$$

где R — коэффициент отражения зеркал.

* * *

Описанные в данной главе методы модуляции света с применением кристаллов типа ADP и KDP нашли широкое применение. Это объясняется относительной легкостью выращивания кристаллов из водных растворов. Получаемые образцы обладают хорошими оптическими свойствами и большими размерами (до 15—40 см). Значительные

электрооптические коэффициенты в сочетании с малыми потерями на модулирующей частоте выдвигают их в число наилучших кристаллов для модуляторов света видимого диапазона. Оптические и электрооптические свойства кристаллов этой группы приведены в сводной таблице II. Можно увеличить электрооптический эффект кристаллов класса $\bar{4}2m$, понижая температуру. К сожалению, использование этого эффекта на сверхвысоких частотах затрудняется одновременным увеличением тангенса угла потерь.

Существенным недостатком кристаллов типа KDP являются их малая механическая прочность и гигроскопичность. Оптические поверхности этих кристаллов требуют защиты от воздействия атмосферной влаги. Кроме того, кристаллы не могут быть использованы для модуляции света инфракрасного диапазона. Так, KDP прозрачен при $\lambda < 1,34 \text{ мк}$, ADP — при $\lambda < 1,7 \text{ мк}$.

ГЛАВА 2

ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ РАЗЛИЧНЫХ КЛАССОВ

Кроме кристаллов класса $\bar{4}2m$, рассмотренных в предыдущей главе, значительным электрооптическим эффектом обладают также кристаллы многих других классов. В таблицах III и IV приведены данные по электрооптическим свойствам ряда исследованных к настоящему времени материалов.

Наибольшими значениями компонент тензора $[r_{kn}]$, кроме класса $\bar{4}2m$ (см. табл. II), обладают кристаллы кубической системы (классы $\bar{4}3m$ и 23, см. табл. III), сегнето-электрические перовскиты (классы $3m$ и $4mm$), гексагональной системы (класс $6mm$), кварц (класс 32) и кристаллы класса 2 моноклинной системы (табл. IV).

В данной главе будет рассмотрено применение кристаллов каждого из этих классов для целей модуляции света.

§ 2.1. Электрооптический эффект в кубических кристаллах

Кристаллы, принадлежащие к классам $\bar{4}3m$ и 23 кубической системы, являются оптически изотропными в отсутствие электрического поля ($a_{10} = a_{20} = a_{30}$) [1, 2]. Значительным электрооптическим эффектом (см. табл. III) обладают следующие кристаллы класса $\bar{4}3m$: CuCl [3, 10]; ZnS — сфалерит [3, 4, 5], GaAs [6—9], ZnSe — стиллеит [5, 11], ZnTe [4, 12] и $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$ [13], уротропин $\text{N}_4(\text{CH}_2)_6$ [14—19].

Таблица III

Кристалл	Класс симметрии	$r_{41} \cdot 10^{10}$, см/ ³	n_0	λ , мк	ϵ	Литература
CuCl	$\bar{4}3m$	6,1 * [44] 1,6 * [10]	1,996 1,933	0,535 0,671	40 * 8,3 [44] 7,7 [44]	[3], [10] [48], [44]
CuBr	$\bar{4}3m$	0,85 *	2,16 2,09	0,535 0,656		[10], [48]
CuCl _{0,3} Br _{0,7}	$\bar{4}3m$	$\approx 0,3$ *				[10], [48]
ZnS (сфалерит)	$\bar{4}3m$	1,2 * [5] 2,1 * [44]	2,47 2,315	0,45 0,80	46 * 12,5 [44] 8,3 [44]	[4], [5] [44]
ZnTe	$\bar{4}3m$	4,55 * 3,95	3,4 2,91	0,57 0,70	10,1	[4], [12]
ZnSe (стиллит)	$\bar{4}3m$	2,0 *	2,66	0,546	9,1	[5], [11]
GaAs	$\bar{4}3m$	0,29 *—1,7 * [6] 1,2 [7] 1,2—1,6 [45]	3,6 3,42 3,30	0,9 1,25 5,0	12,5 * 10,9	[6], [7] [8], [9] [45]

Таблица III (продолжение)

Кристалл	Класс симметрии	$r_{41} \cdot 10^{10}$, см/с	n_o	λ , мк	ϵ	Литература
GaP	$\bar{4}3m$	0,5 [44] 1,06 [44]	3,495 3,315	0,54 0,60	10 12	[44]
CdTe	$\bar{4}3m$	2,2*				[49]
$Ag_{0,8}Cu_{0,2}J$ (майерсит)	$\bar{4}3m$	0,3				[48], [49]
$C_6H_{12}N_4$ (уротропин) НМТА	$\bar{4}3m$	4,18* [16] 0,8 [18] 7,3 [44], [47]	1,591	0,589	6,0	[14], [15] [16], [17] [18], [47]
$Bi_4Ge_3O_{12}$ (германоэвлитин)	$\bar{4}3m$	1,03* [44] 4,3* [49]	2,07			[43], [44] [49]
$Bi_4Si_3O_{12}$ (эвлитин)	$\bar{4}3m$	$\approx 0,1$				[49]
$Na_8[AlSiO_4]_6Cl_2$ (содалит)	$\bar{4}3m$	1,7	1,483	0,546	8,5	[50]
$NaClO_3$	23	0,4*	1,515			[44], [49]

Т а б л и ц а III (продолжение)

Кристалл	Класс симметрии	$n_{41} \cdot 10^{10}$, см/с	n_o	λ , мк	ε	Литература
$\text{NaSbS}_4 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	23	$5,62^* [44]$ $n_o^3 r_{41} \approx 0,7^* [42]$				[42], [44]
NH_4Cl	23	1,5				[49]
$2\text{NH}_4\text{Cl} \cdot 3\text{CuCl}$	23	0,7				[49]
$\text{K}_2\text{Mg}_2(\text{SO}_4)_3$ (лангбейнит)	23	$< 0,4^*$	1,535			[44]
$(\text{NH}_4)_2\text{Mn}_2(\text{SO}_4)_3$	23	0,6*	1,57			[41]
$(\text{NH}_4)_2\text{Cd}_2(\text{SO}_4)_3$	23	0,8*	1,57			[41], [44]
$\text{Te}_2\text{Cd}_2(\text{SO}_4)_3$	23	0,6				[49]
$\text{NaUO}_2(\text{CH}_3\text{COO})_3$	23	0,87*	1,507	0,546		[38]
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (силикосиллит)	23	$\approx 3,3$				[49]
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (германосиллит)	23	1,3	2,55	0,510		[20]
$\text{N}(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2\text{HCl})_3$ (трет-хлорид)	23	1,7*				[43]
$\text{N}(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2\text{HBr})_3$ (трет-бромид)	23	1,5*				[43]

Таблица I

Кристалл	Класс симметрии	Тк, °К	$r_{ij} \cdot 10^{10}$, см/е	n_o	n_e	λ , мк	$\varepsilon_1 = \varepsilon_2$	ε_3	Температура
BaTiO_3	4 <i>m</i>	393	$r_{13} = 3$ $r_{33} = 23$ $r_{51}^* = 1640$ $r_{51} = 820$	2,44 2,39	2,37 2,33	0,546 0,633	3000* 2000	170 100	[22], [23] [44]
$\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (НСВ)	4 <i>m</i>	333	$r_{13}^* = 64,5$ $r_{33}^* = 1340$ $r_{51}^* = 42$	2,31	2,30	0,633		6500* 3400	[46]
LiNbO_3 ниобат лития	3 <i>m</i>	1470	$r_{13} = 8,6$ $r_{33} = 30,8$ $r_{51} = 28$ $r_{22}^* = 7$ $r_{22} = 3,4$	2,286 2,3134	2,200 2,299	0,546 0,633	78* 43	32* 28	[25], [26], [27] [28], [30], [32]

Таблица IV (продолжение)

Кристалл	Класс сим-метрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} \cdot 10^{10}, \text{см/е}$	n_o	n_e	$\lambda, \text{мк}$	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	Литература
LiTaO_3 танталат лития	3 <i>m</i>	890	$r_{13} = 7$ [31] $r_{13} = 7,9$ [27] $r_{33} = 30,3$ [31] $r_{33} = 35,8$ [27] $r_{51} = 20$ $r_{22} \sim 1$	2,176	2,180	0,633		47 * 43	[27], [31] [32] [60]
LiNaSO_4	3 <i>m</i>		$r_{22}^* < 0,02$	1,490	1,495				[18]
CsNO_3	3 <i>m</i>		$r_{22}^* = 0,43$						[49]
Турмалин	3 <i>m</i>		$r_{22}^* = 0,3$						[49]
CdS (гринокит)	6 <i>mm</i>		$r_{13} = 1,1$ $r_{33} = 2,4$ $r_{51}^* = 3,7$	2,743 2,493	2,726	0,515 0,60	10,6 * 8,0	7,8 * 7,7	[33]

Таблица IV (продолжение)

Кристалл	Класс сим-метрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} \cdot 10^{10}, \text{см/с}$	n_o	n_e	$\lambda, \text{мк}$	$\varepsilon_1 = \varepsilon_2$	ε_3	Литература
ZnO (цинкит)	6 <i>mm</i>		$r_{13} = 1,4$ $r_{33} = 2,6$	2,406	2,123	0,45		8,15	[44]
ZnS (вюрцит)	6 <i>mm</i>		$r_{13} = 0,92$ $r_{33} = 1,85$	2,705 2,363	2,709 2,363	0,36 0,60			[44], [51]
SiO ₂ (кварц)	32		$r_{11}^* = -0,47$ $r_{11} = 0,1$ $r_{41}^* = 0,2$	1,546	1,555	0,546			[34], [35], [18]
K ₂ S ₂ O ₆	32		$r_{11}^* = 0,26$	1,456	1,4518				[18]
Cs ₂ C ₄ H ₄ O ₆	32		$r_{11}^* = 1,0$	1,564	1,546				[18]

Т а б л и ц а IV (продолжение)

Кристалл	Класс симметрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} \cdot 10^{10}, \text{ см/е}$	n_o	n_e	$\lambda, \text{ мк}$	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	Литература
$(C_6H_{12}O_6)_2 \cdot NaBr \cdot H_2O$	32		$r_{11}^* = 0,1$	1,528	1,560	0,546			[18]
$CrS_2O_6 \cdot 4H_2O$	32		$r_{11}^* = 0,1$	1,532	1,528				[18], [44]
Se	32		$r_{11} \approx 2,5$	2,78	3,58				[36]
$C(CH_2OH)_4$ (пентаэритрит)	2 или $\bar{4}$		$r_{52}^* = 1,45$ $ r_{12}^* - r_{32}^* = 0,7$	$n_1 =$ $=1528$	$n_2 \approx n_3$ $n_3 =$ $=1,56$				[52]
$Ca_2Nb_2O_7$ пирониобат кальция	2		$r_{22}^* = 0,33$ $r_{32}^* = 13,7$	$n_1 =$ $=1,97$ $n_2 =$ $=2,16$	$n_3 =$ $=2,17$				[37], [49]

Таблица IV (продолжение)

Кристалл	Класс симметрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} 10^{10}, \text{см}/^3$	n_o	n_e	$\lambda, \text{мк}$	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	Литература
$(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4 \times$ $\times (\text{TTC})$	2	322,6	при 30°C $n_o^3 r_{32} - n_o^3 r_{22} \simeq 30$ $n_o^3 r_{12} - n_o^3 r_{32} \simeq 20$ $n_o^3 r_{12} + n_o^3 r_{22} \simeq 15$ $r_{22}^* = 7,2$ $r_{32}^* = 13,6$						[40] [49] [55], [19]
$(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOD})_3 \cdot \text{D}_2\text{SO}_4$ (ДТТС)	2		при 30°C $n_o^3 r_{32} - n_o^3 r_{22} = 31$ $n_o^3 r_{12} - n_o^3 r_{32} = 7$ $n_o^3 r_{12} + n_o^3 r_{22} = 27$						[49]

Т а б л и ц а IV (продолжение)

Кристалл	Класс сим-метрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} \cdot 10^{10}, \text{см/с}$	n_o	n_e	$\lambda, \text{мк}$	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	Литература
$KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ (сегнетова соль)	222	297	$r_{41}^* = 22$ ($T = 18^\circ C$) [53] [54] $r_{52}^* = 1,7$ [49]				$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	[53], [54] [49]
$Sr_{0,3}Ba_{0,5}Nb_2O_6$	4mm	403	$\frac{n_e^3}{n_o^3} r_{33} - r_{13} = 90$ $\frac{n_e^3}{n_o^3} r_{33}^* - r_{13}^* = 205$	2,31	2,27	0,633		500^* 450	[60]
$N(CH_3)_4HgJ_3$	mm2		$n_1^3 r_{13}^* - n_3^3 r_{33}^* \simeq 33$						[49]

Т а б л и ц а IV (продолжение)

Кристалл	Класс сим-метрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} \cdot 10^{10}, \text{см/в}$	n_o	n_e	$\lambda, \text{м}\mu$	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	Литература
LiKSO_4	6		$r_{13}^* - r_{33}^* = 1,6$						[18]
$\text{KSr}_2\text{NbO}_{15}$	4 или 4 mm	~ 433	$r_{33} - \left(\frac{n_1}{n_3}\right)^3 r_{13} = 130$	2,25	2,25	0,633	1100	1000	[61]
$\text{K}_{0,6}\text{Li}_{0,4}\text{NbO}_3$	4 mm	693	$ n_3^3 r_{33} = 790$ $ n_1^3 r_{13} = 105$	2,277	2,163	0,633	309	100	[56]

Таблица IV (продолжение)

Кристалл	Класс симметрии	$T_K, ^\circ K$	$r_{ij} \cdot 10^{10}, \text{см/с}$	n_o	n_e	$\lambda, \text{мк}$	$\epsilon_1 = \epsilon_2$	ϵ_3	Литература
$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	до 537° $mm\ 2$	833	$n_3^3 r_{33} = 620$ $n_1^3 r_{13} = 230$ $n_2^3 r_{23} = 170$	$n_1 = 2,326$ $n_2 = 2,324$	2,221	0,633	$\epsilon_1 = 246$ $\epsilon_2 = 242$	51	[59]
$\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$	4 mm	313— 333	$r_{33} - \left(\frac{n_1}{n_3}\right)^3 r_{13} = 500$ при $T = T_K - 30^\circ$ $r_{42} = 800$	2,318	2,277				[24]

Из кристаллов класса 23 необходимо соответственно отметить $\text{Bi}_{12}(\text{GeO}_{20})$ [20], трен-хлорид $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_3^+ \text{Cl}^-)_2$ и трен-бромид $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_3^+ \text{Br}^-)_2$ [43].

Так как у обоих классов — $\bar{4}3m$ и 23 — отличны от нуля одни и те же компоненты тензора r_{kn} , а именно:

$$r_{41} = r_{52} = r_{63} = r,$$

то при рассмотрении электрооптического эффекта эти классы могут быть объединены.

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

$$a_0(x^2 + y^2 + z^2) + 2r(E_{xyz} + E_{yzx} + E_{zxy}) = 1, \quad (2.1)$$

где $a_0 = 1/n_0^2$, n_0 — показатель преломления при отсутствии поля.

Существует общий метод приведения уравнения оптической индикатрисы, написанного в произвольной системе координат [21]:

$$a_1x^2 + a_2y^2 + a_3z^2 + 2a_4yz + 2a_5zx + 2a_6xy = 1, \quad (2.2)$$

к главным осям, т. е. к виду

$$ax'^2 + by'^2 + cz''^2 = 1,$$

где

$$a = 1/n_x'^2, \quad b = 1/n_y'^2, \quad c = 1/n_z'^2. \quad (2.3)$$

Решается следующее кубическое уравнение:

$$\begin{vmatrix} a_1 - \lambda & a_6 & a_5 \\ a_6 & a_2 - \lambda & a_4 \\ a_5 & a_4 & a_3 - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (2.4)$$

Корни этого уравнения λ являются искомыми величинами a , b и c .

Направление главных осей может быть найдено следующим образом. Для каждого значения λ_i ($i = 1, 2, 3$) составляется система однородных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (a_1 - \lambda_i)x + a_6y + a_5z &= 0, \\ a_6x + (a_2 - \lambda_i)y + a_4z &= 0, \\ a_5x + a_4y + (a_3 - \lambda_i)z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

из которой находятся отношения $x : y : z$. Направляющие косинусы соответствующей главной оси в системе координат XYZ определяются формулами:

$$\begin{aligned}\cos \varphi_1 &= \frac{x/z}{\sqrt{1 + (x/z)^2 + (y/z)^2}}; \quad \cos \varphi_2 = \frac{y/z}{\sqrt{1 + (x/z)^2 + (y/z)^2}}; \\ \cos \varphi_3 &= \frac{1}{\sqrt{1 + (x/z)^2 + (y/z)^2}}.\end{aligned}\quad (2.6)$$

Этот метод может быть применен для отыскания направлений и длин главных осей оптической индикатрисы, деформированной в результате наложения электрического поля.

Вековое уравнение для кубического кристалла с приложенным электрическим полем имеет вид

$$\begin{vmatrix} a_0 - \lambda & rE_z & rE_y \\ rE_z & a_0 - \lambda & rE_x \\ rE_y & rE_x & a_0 - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (2.7)$$

или

$$(a_0 - \lambda)^3 - (a_0 - \lambda) r^2 (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2) + 2r^3 E_x E_y E_z = 0.$$

Рассмотрим три возможных случая.

а) Электрическое поле направлено вдоль оси OZ :

$$E_x = E_y = 0, \quad E_z = E.$$

Корни уравнения (2.7) в этом случае

$$\begin{aligned}n_{x'} &= n_0 - \frac{1}{2} r n_0^3 E, \quad n_{y'} = n_0 + \frac{1}{2} r n_0^3 E, \\ n_{z'} &= n_0.\end{aligned}\quad (2.8)$$

Главные направления оптической индикатрисы при наличии поля находятся из системы уравнений:

$$\begin{cases} (a_0 - \lambda) x + rE y = 0, \\ rE x + (a_0 - \lambda) y = 0, \\ (a_0 - \lambda) z = 0. \end{cases}$$

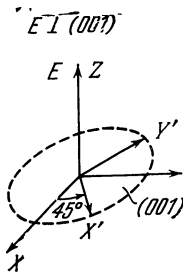
Подставляя вместо λ соответствующие собственные значения (2.8), получим три главных направления при

наличии поля:

$$\left. \begin{array}{ll} \text{для } OX' & x = y, \quad z = 0, \\ \text{для } OY' & x = -y, \quad z = 0, \\ \text{для } OZ' & x = 0, \quad y = 0. \end{array} \right\} \quad (2.9)$$

На рис. 2.1 показана ориентация основных кристаллографических осей OX, OY, OZ и наведенных OX', OY', OZ' для поля в направлении оси OZ .

Электрооптический эффект в этом случае аналогичен рассмотренному в § 1.1 для кристаллов класса $\bar{4}2m$. При распространении вдоль оси OZ света, поляризованного по OX или OY , имеет место продольный электрооптический эффект, причем



$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r U.$$

При распространении вдоль осей OX' или OY' света, поляризованного под углом в 45° к оси OZ , имеет место поперечный электрооптический эффект, причем

Рис. 2.1. Ориентация основных и наведенных осей для E , перпендикулярного плоскости (001) .

$$\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r U \frac{l}{d}.$$

В отличие от поперечного электрооптического эффекта в кристаллах класса $\bar{4}2m$ постоянная разность фаз, связанная с естественным двулучепреломлением, отсутствует.

Случай, когда электрическое поле направлено вдоль осей OX или OY , аналогичны рассмотренному.

б) Электрическое поле лежит в плоскости XOY :

$$E_z = 0, \quad E_x \neq 0, \quad E_y \neq 0.$$

Корни уравнения (2.7) в этом случае

$$n_{x'} = n_0, \quad n_{y'} = n_0 + \frac{1}{2} r n_0^3 E, \quad n_{z'} = n_0 - \frac{1}{2} r n_0^3 E, \quad (2.10)$$

где

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}.$$

Из системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} (a_0 - \lambda) x - rE_y z &= 0, \\ (a_0 - \lambda) y + rE_x z &= 0, \\ rE_y x + rE_x y + (a_0 - \lambda) z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

для соответствующих собственных значений получим направляющие косинусы главных направлений при наличии электрического поля:

$$\left. \begin{aligned} \text{для } OZ' : \cos \varphi_1 &= E_y / \sqrt{2}E; & \cos \varphi_2 &= E_x / \sqrt{2}E; \\ & & \cos \varphi_3 &= 1 / \sqrt{2}; \\ \text{для } OY' : \cos \varphi_1 &= -E_y / \sqrt{2}E; & \cos \varphi_2 &= E_x / \sqrt{2}E; \\ & & \cos \varphi_3 &= 1 / \sqrt{2}; \\ \text{для } OX' : \cos \varphi_1 &= -E_x / E; & \cos \varphi_2 &= E_y / E; \\ & & \cos \varphi_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

В частном случае $E_x = E_y = E / \sqrt{2}$ расположение исходных и наведенных осей кристалла изображено на рис. 2.2. Ось OX' лежит в плоскости (001) под углом 135° к оси OX . Оси OY' и OZ' лежат в плоскости $(\bar{1}10)$ под углом 45° к оси OZ . В этой же плоскости лежит вектор поля E .

Амплитудная модуляция в этом случае может быть получена при распространении света вдоль оси OX' , т. е. по направлению $[1\bar{1}0]$. При поляризации света вдоль оси OZ разность фаз

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_3^3 r U \frac{l}{d}.$$

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 γ ,

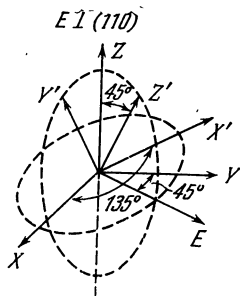


Рис. 2.2. Ориентация основных и наведенных осей для E , перпендикулярного плоскости (110) .

изменяющийся от 0 до $\pi/2$ в зависимости от отношения

$$\frac{E_y}{E_x} = \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}.$$

При $\gamma = 0$ имеем продольный эффект (см. случай а)), при $\gamma = \pi/2$ — поперечный. При промежуточных значениях γ модуляция также возможна, но ее практическое осуществление затруднительно.

в) Произвольная ориентация электрического поля:

$$E_x \neq 0, E_y \neq 0, E_z \neq 0.$$

Решение кубического уравнения (2.7) для этого случая дает следующие собственные значения:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= a_0 + \frac{2}{\sqrt{3}} r E \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \beta \right), \\ \lambda_2 &= a_0 - \frac{2}{\sqrt{3}} r E \cos \left(\frac{\pi - \arccos \beta}{3} \right), \\ \lambda_3 &= a_0 - \frac{2}{\sqrt{3}} r E \cos \left(\frac{\pi + \arccos \beta}{3} \right), \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

где

$$\beta = 3 \sqrt{3} E_x E_y E_z / E^3,$$

$$E^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_z^2.$$

При $E_x = E_y = E_z = E/\sqrt{3}$ получим выражения для соответствующих показателей преломления:

$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r E, \\ n_{y'} &= n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r E, \\ n_{z'} &= n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} n_0^3 r E. \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

Совпадение длин двух главных осей OX' и OY' оптической индикатрисы означает, что она является эллипсоидом

вращения. Ось OZ' 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 кубическом кристалле фазовой задержкой:

$$\delta = \frac{2\pi}{V\sqrt{3}\lambda} n_0^3 r E l. \quad (2.15)$$

Для получения амплитудной модуляции свет должен быть поляризован под углом в 45° к оси OZ' (рис. 2.3). Разность фаз в этом случае равна

$$\Gamma = \frac{V\sqrt{3}\pi}{\lambda} n_0^3 r \frac{l}{d} U.$$

Сравнение рассмотренных выше вариантов модуляции света на кубических кристаллах показывает, что максимальное значение Γ может быть получено при E , перпендикулярном плоскости (110) .

Применение кубических кристаллов для целей модуляции дает ряд преимуществ по сравнению с кристаллами типа KDP. Это связано с отсутствием у кубических кристаллов естественно-го двулучепреломления.

Угловая апертура модуляторов на кубических кристаллах достигает 10° и более [5]. Уменьшаются требования к монохроматичности и температурной стабильности модулятора на поперечном эффекте. Однако, несмотря на очевидные преимущества кубических кристаллов, их применение в модуляторах света весьма ограничено из-за трудностей получения больших образцов с высокими оптическими качествами. Из кристаллов этого класса только арсенид галлия находит практическое применение в модуляторах инфракрасного диапазона (от 0,85 до 16 $\mu\text{м}$). В связи с низким удельным сопротивлением GaAs в модуляторах используются монокристаллы, легированные компенсирующими примесями (Cr, Fe), что позволяет поднять удельное сопротивление материала до величин 10^6 — 10^8 $\text{ом}\cdot\text{см}$.

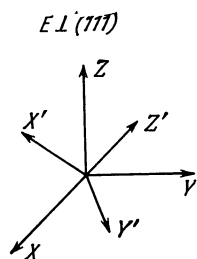


Рис. 2.3. Ориентация основных и введенных осей для E , перпендикулярного плоскости (111) .

§ 2.2. Двойной поперечный эффект Поккельса

Модуляция света в кубических кристаллах возможна за счет двойного поперечного эффекта Поккельса, не имеющего аналога в кристаллах типа KDP [2].

Этот эффект позволяет осуществлять одновременную модуляцию света двумя независимыми, несущими информацию сигналами, приложенными к ортогональным граням электрооптического кристалла. Поскольку характер поляризации, создаваемой этими сигналами, различен, возможен независимый прием информации по двум каналам.

Двойной поперечный эффект Поккельса осуществляется при прохождении света вдоль оси симметрии третьего порядка $[111]$, когда электрическое поле лежит в плоскости, перпендикулярной этому направлению.

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

$$\begin{array}{c|ccc} & X & Y & Z \\ \hline X' & \alpha_1 & \beta_1 & \gamma_1 \\ Y' & \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 \\ Z' & \alpha_3 = 1/\sqrt{3} & \beta_3 = 1/\sqrt{3} & \gamma_3 = 1/\sqrt{3} \end{array} \quad (2.16)$$

Двойной поперечный эффект Поккельса состоит в том, что коэффициенты оптической индикатрисы зависят не только от амплитуды электрического поля, но и от его направления.

Сечение оптической индикатрисы плоскостью $Z' = 0$ в новых координатах можно представить в виде

$$\begin{aligned} & [a_0 + 2r(E_x\beta_1\gamma_1 + E_y\alpha_1\gamma_1 + E_z\alpha_1\beta_1)] x'' + \\ & + [a_0 + 2r(E_x\beta_2\gamma_2 + E_y\alpha_2\gamma_2 + E_z\alpha_2\beta_2)] y'' + \\ & + 2r[E_x(\beta_1\gamma_2 + \beta_2\gamma_1) + E_y(\alpha_1\gamma_2 + \alpha_2\gamma_1) + \\ & + E_z(\alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1)] x'y' = 1. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Переходя к проекциям поля E на оси OX', OY', OZ' ,

получим

$$[a_0 + 6r(pE_{x'} - qE_{y'})]x'^2 + [a_0 + 6r(-pE_{x'} + qE_{y'})]y'^2 - 12r(qE_{x'} + pE_{y'})x'y' = 1, \quad (2.18)$$

где

$$p = \alpha_1 \beta_1 \gamma_1, \quad q = \alpha_2 \beta_2 \gamma_2.$$

Запишем уравнение (2.18) в главных осях OX'' , OY'' :

$$(a_0 + \bar{r}E)x''^2 + (a_0 - \bar{r}E)y''^2 = 1, \quad (2.19)$$

где

$$\bar{r} = 6r \sqrt{p^2 + q^2}, \quad E = \sqrt{E_{x'}^2 + E_{y'}^2}.$$

Используя условия ортогональности и нормировки элементов матрицы (2.16), можно показать, что

$$\bar{r} = 6r \sqrt{\alpha_1^2 \beta_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 \gamma_2^2} = \sqrt{\frac{2}{3}} r. \quad (2.20)$$

Угол θ поворота системы координат OX'' , OY'' относительно OX' , OY' определяется из соотношения

$$\sin 2\theta = - \frac{qE_{x'} + pE_{y'}}{\sqrt{q^2 + p^2} E}. \quad (2.21)$$

Разность фаз Γ между компонентами света, поляризованными по осям OX'' и OY'' , равна:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2}{3}} n_0^3 r l E. \quad (2.22)$$

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

$$\sin 2\theta = - \frac{q}{\sqrt{q^2 + p^2}} \cos \gamma - \frac{p}{\sqrt{q^2 + p^2}} \sin \gamma = - \sin(\gamma + \Psi), \quad (2.23)$$

где $\Psi = \arcsin q / \sqrt{q^2 + p^2}$ — постоянный угол, а

$$\operatorname{tg} \gamma = E_{y'} / E_{x'}.$$

При изменении соотношения между $E_{y'}$ и $E_{x'}$ меняется

γ и эллипс (2.18) поворачивается, причем

$$-2\theta = \gamma + \Psi. \quad (2.24)$$

Для получения амплитудной модуляции необходимо одновременно поворачивать плоскость поляризации света.

Таким образом, модуляция при двойном поперечном эффекте Поккельса может осуществляться как за счет

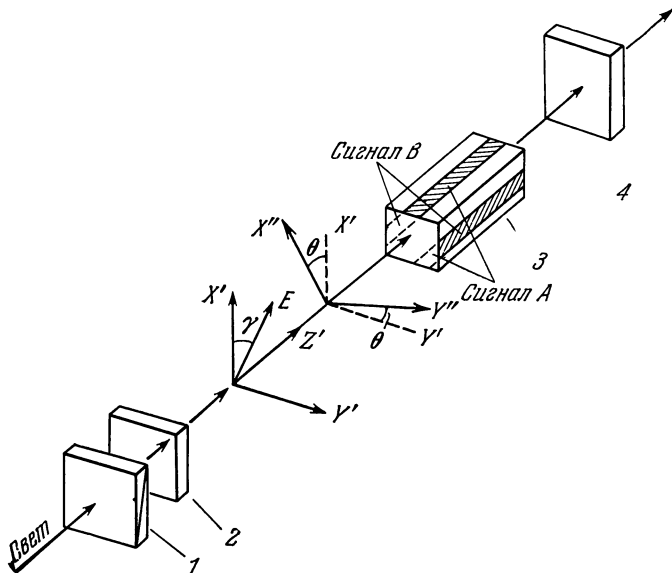


Рис. 2.4. Схема использования двойного поперечного эффекта Поккельса.

1 — поляризатор; 2 — пластинка $\lambda/4$; 3 — модулирующий кристалл; 4 — пластинка $\lambda/4$.

изменения величины электрического поля, так и за счет изменения его направления. Двойной поперечный эффект Поккельса может наблюдаться не только в кубических кристаллах, но и во всех кристаллах, обладающих осью симметрии третьего порядка и допускающих линейный электрооптический эффект, т. е. в классах 3 , 32 (§ 2.4), $3m$ (§ 2.3) тригональной системы и $6m2$ гексагональной.

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

Пусть циркулярно-поляризованный свет вида

$$E_{x'} = E \cos \omega t, \quad E_{y'} = E \sin \omega t$$

распространяется вдоль OZ' , т. е. по оси $[111]$ кристалла (рис. 2.4). Выберем оси OX' и OY' так, чтобы $\theta = -\gamma/2$. Если к кристаллу в направлениях OX' и OY' приложены два независимых сигнала — $A(t)$ и $B(t)$, то амплитуда напряженности электрического поля в данный момент времени будет равна

$$E_m = \sqrt{A^2(t) + B^2(t)} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \gamma = B(t)/A(t). \quad (2.25)$$

Компоненты электрического вектора светового поля на выходе из кристалла имеют вид

$$\left. \begin{aligned} E_{x'} &= E \left[\cos \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t - \frac{A}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \sin \omega t - \right. \\ &\quad \left. - \frac{B}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t \right], \\ E_{y'} &= E \left[\cos \frac{\Gamma}{2} \sin \omega t - \frac{A}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t + \right. \\ &\quad \left. + \frac{B}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \sin \omega t, \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

где Γ — разность фаз, равная

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \sqrt{\frac{2}{3}} r l E_m. \quad (2.27)$$

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 (2.26) соответствуют боковым полосам с правой круговой поляризацией, отли-

чающимся по фазе на 90° . Сигналы $A(t)$ и $B(t)$ по-разному меняют поляризацию исходного света. Это различие иллюстрируется рис. 2.5 для случая, когда каждый из

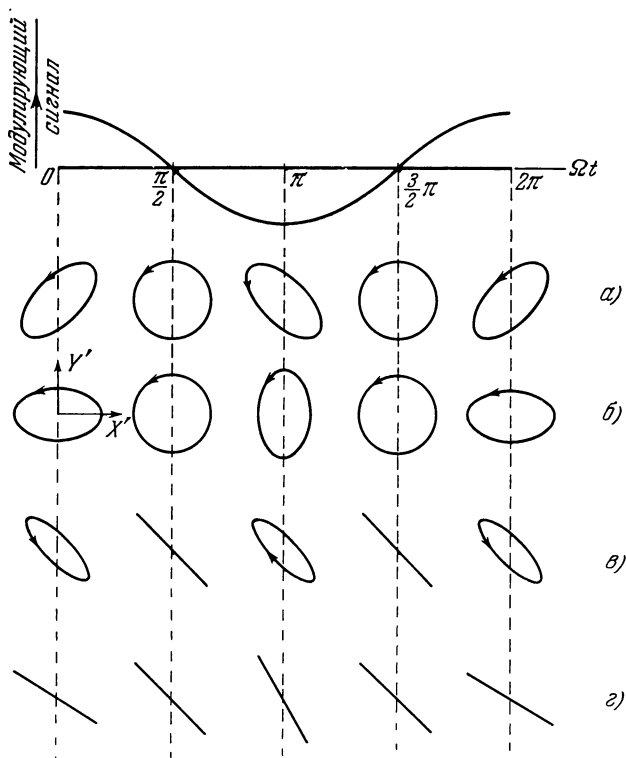


Рис. 2.5. Изменение характера поляризации света под воздействием модулирующих сигналов $A(t)$ и $B(t)$.

a и $б$ — для циркулярно-поляризованного света; $в$ и $г$ — для линейно-поляризованного света.

сигналов гармонически изменяется со временем. Оба сигнала превращают круговую поляризацию света в эллиптическую.

Главные оси эллипса (рис. 2.5, a), соответствующего сигналу $A(t)$, повернуты на 45° к осям OX' и OY' , а глав-

ные оси эллипса (рис. 2.5, 6) при воздействии сигнала $B(t)$ совпадают с осями OX' и OY' . Отсюда очевиден возможный метод раздельного приема сигналов $A(t)$ и $B(t)$. Если перед приемником расположен поляроид с плоскостью поляризации, расположенной под углом 45° к оси OX' , то интенсивность света на входе в приемник имеет вид

$$I = E^2 \left(1 \mp \frac{A(t)}{E_m} \sin \Gamma \right). \quad (2.28)$$

Если плоскость поляризации параллельна или перпендикулярна оси OX' , воспроизводится сигнал $B(t)$ и

$$I = E^2 \left[1 \mp \frac{B(t)}{E_m} \sin \Gamma \right]. \quad (2.29)$$

Учитывая связь E_m и Γ , получим

$$I = E^2 \left[1 \mp A(t) \frac{2\pi}{\lambda} l \sqrt{\frac{2}{3}} n_{3r}^3 \frac{\sin \Gamma}{\Gamma} \right]. \quad (2.30)$$

Так как Γ зависит от величины обоих модулирующих сигналов, то возможно перекрестное влияние двух каналов, которое растет с ростом Γ .

Взаимное влияние обоих каналов возможно также при неточной юстировке поляроидов. Небольшим видоизменением исходной схемы можно избавиться от этого. Если после модулирующего кристалла поставить четверть-волновую пластинку, то компоненты электрического вектора света на выходе из нее имеют вид

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E \left[\cos \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t - \frac{A}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \sin \omega t - \right. \\ &\quad \left. - \frac{B}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t \right], \\ E_{y'} &= E \left[\cos \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t + \frac{A}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \sin \omega t + \right. \\ &\quad \left. + \frac{B}{E_m} \sin \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.31)$$

Здесь компонента несущей линейно поляризована под углом 45° к оси OX' , а излучение в боковых полосах линейно поляризовано под углом -45° .

Сигнал $A(t)$ превращает линейно-поляризованный свет в эллиптически поляризованный (рис. 2.5, *в*), а сигнал $B(t)$ приводит к повороту плоскости поляризации (рис. 2.5, *г*).

Прием сигнала $B(t)$ осуществляется так же, как и в отсутствие пластинки $\lambda/4$; для приема сигнала $A(t)$ необходимо ввести перед приемником дополнительную четверть-волновую пластинку.

Модуляция света двумя независимыми сигналами с последующим отдельным выделением их была осуществлена экспериментально на частотах порядка 1000 *гц* на кубическом кристалле ZnS [2].

Двойной поперечный эффект Поккельса может быть использован для получения однополосной модуляции. Для этого сигналы $A(t)$ и $B(t)$ должны отличаться только сдвигом фаз на 90° .

Пусть

$$A(t) = E_m \sin \Omega t, \quad B(t) = E_m \cos \Omega t. \quad (2.32)$$

Тогда выражение (2.26) примет вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_{x'} &= E \left[\cos \frac{\Gamma}{2} \cos \omega t - \sin \frac{\Gamma}{2} \cos (\omega - \Omega) t \right], \\ E_{y'} &= E \left[\cos \frac{\Gamma}{2} \sin \omega t + \sin \frac{\Gamma}{2} \sin (\omega - \Omega) t \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

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

Необходимо обратить внимание, что, в отличие от ранее рассмотренных методов получения однополосной модуляции с помощью кристаллов типа KDP, при двойном поперечном эффекте Поккельса отсутствуют паразитные боковые полосы при любом Γ и возможна полная перекачка энергии в разностную частоту, достигаемая при $\Gamma = \pi$, т. е. при

$$E_m = \lambda/2 \sqrt{2/3} n^3 r l.$$

Для получения однополосной модуляции с верхней боковой следует взять модулирующий сигнал вида

$$A(t) = E_m \cos \Omega t, \quad B(t) = E_m \sin \Omega t. \quad (2.34)$$

С помощью двойного поперечного эффекта Поккельса можно осуществить модуляцию двумя сигналами $U_1 \sin \Omega_1 t$ и $U_2 \sin \Omega_2 t$ так, чтобы верхняя боковая имела частоту $\omega + \Omega_1$, а нижняя $\omega - \Omega_2$ [2].

§ 2.3. Электрооптический эффект в сегнетоэлектрических перовскитах

Кристаллы классов $4mm$ (BaTiO_3 , $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_7$, $\text{K}_{0,3}\text{Li}_{0,4}\text{NbO}_3$, $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$, $\text{KSr}_2\text{Nb}_5\text{O}_{15}$) [22–24, 46, 56, 61] и $3m$ (LiNbO_3 , LiTaO_3) [25–32] 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 (см. главу 4). Температуры Кюри этих кристаллов приведены в таблице IV.

У кристаллов класса $4mm$ отличны от нуля пять коэффициентов тензора $[r_{kn}]$:

$$r_{13} = r_{23}; r_{33}; r_{42} = r_{51}.$$

Уравнение оптической индикатрисы в этом случае имеет вид

$$(a_{10} + r_{13}E_z)x^2 + (a_{10} + r_{13}E_z)y^2 + (a_{30} + r_{33}E_z)z^2 + 2r_{42}E_y yz + 2r_{42}E_x xz = 1. \quad (2.35)$$

Если электрическое поле направлено вдоль оптической оси OZ , то уравнение (2.35) сводится к виду

$$(a_{10} + r_{13}E_z)x^2 + (a_{10} + r_{13}E_z)y^2 + (a_{30} + r_{33}E_z)z^2 = 1. \quad (2.36)$$

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

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} n_3^3 r_{13} U. \quad (2.37)$$

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

и перпендикулярно оси OZ , равна

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)l + \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) U \frac{l}{d}. \quad (2.38)$$

Эффективный электрооптический коэффициент

$$r_3 = n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}$$

растет при приближении температуры к точке Кюри.

Модуляцию света можно получить также, если электрическое поле приложить перпендикулярно оси OZ . Уравнение (2.35) в этом случае принимает вид

$$a_{10} (x^2 + y^2) + a_{30} z^2 + 2r_{42} E_y yz + 2r_{42} E_x xz = 1. \quad (2.39)$$

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

$$a_{10} x'^2 + a_{10} y'^2 + a_{30} z^2 + 2r_{42} z x' E = 1, \quad (2.40)$$

где

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}.$$

Угол поворота определяется из соотношения компонент поля:

$$\operatorname{tg} \gamma = E_y / E_x. \quad (2.41)$$

Можно осуществить амплитудную модуляцию, пропуская свет под углом 45° к оптической оси в плоскости ZX' . Свет должен быть поляризован под углом в 45° к оси OY' .

Коэффициент r_{42} для BaTiO_3 и KTN при комнатной температуре в 20—30 раз больше, чем r_{33} , и быстро растет с понижением температуры до точки перехода из тетрагональной в орторомбическую фазу.

Так как при поперечном электрооптическом эффекте модулирующее напряжение, необходимое для получения $\Gamma = \pi$, зависит от размеров кристалла, целесообразно сравнивать различные кристаллы по величине $(El)_{\lambda/2}$. Эта величина равна полуволновому напряжению $U_{\lambda/2}$ при $l = d$.

Наименьшим значением $(El)_{\lambda/2}$ из кристаллов класса $4mm$ обладают:

Кристалл	$(El)_{\lambda/2}, e$
$Sr_{0,75}Ba_{0,25}Nb_2O_6$	37
$Sr_{0,50}Ba_{0,50}Nb_2O_6$	250
$K_{0,6}Li_{0,4}NbO_3$	930
$KSr_2Nb_5O_{15}$	430

Значительным электрооптическим эффектом обладает кристалл $Ba_2NaNb_5O_{15}$ [59]. При температуре выше $300^\circ C$ этот кристалл принадлежит к классу $4mm$. При охлаждении ниже $300^\circ C$ он переходит в класс $mm2$. При этом переходе тензор $[r_{kn}]$ изменяется так, что $r_{13} \neq r_{23}$ и $r_{42} \neq r_{51}$. Материал прозрачен в диапазоне от $0,4 \text{ мк}$ до 5 мк . Произведение $(El)_{\lambda/2}$ для этого кристалла равно $1570 e$.

Кристаллы $LiNbO_3$ и $LiTaO_3$ 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 для этого класса кристаллов при произвольном направлении электрического поля имеет вид

$$(a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y + r_{13}E_z)y^2 + (a_{30} + r_{33}E_z)z^2 + 2r_{42}E_y yz + 2r_{42}E_x xz - 2r_{42}E_x xy = 1. \quad (2.42)$$

Возможны различные варианты модуляции света с помощью этих кристаллов.

а) Поле направлено по оптической оси кристалла:

$$E_x = E_y = 0, \quad E_z = E.$$

Уравнение индикатрисы имеет вид

$$(a_{10} + r_{13}E)(x^2 + y^2) + (a_{30} + r_{33}E)z^2 = 1. \quad (2.43)$$

В результате наложения электрического поля кристалл остается одноосным с прежним направлением оптической

оси. Однако показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей изменяются по-разному:

$$n'_o = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E; \quad n'_e = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E, \quad (2.44)$$

где n_o и n_e — показатели преломления в отсутствие поля.

Если свет распространяется вдоль оптической оси, то независимо от поляризации света возможна фазовая модуляция, причем фазовая задержка равна

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{13} U. \quad (2.45)$$

Если свет распространяется перпендикулярно оптической оси, то характер модуляции зависит от поляризации света. Амплитудная модуляция имеет место при поляризации света под углом в 45° к оптической оси, причем

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) l + \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) U \frac{l}{d}. \quad (2.46)$$

Фазовая модуляция возможна при поляризации света вдоль оси или перпендикулярно к ней. Фазовые задержки в этих случаях соответственно равны

$$\delta_{\parallel} = \frac{\pi}{\lambda} r_{33} n_e^3 U \frac{l}{d}; \quad \delta_{\perp} = \frac{\pi}{\lambda} r_{13} n_o^3 U \frac{l}{d}. \quad (2.47)$$

б) Электрическое поле перпендикулярно оси OZ . Если свет распространяется вдоль оптической оси, являющейся для данного класса кристаллов осью третьего порядка, то имеет место описанный в § 2.2 двойной поперечный эффект Поккельса.

Сечение оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной оси OZ , является эллипсом, главные оси которого повернуты на угол γ относительно кристаллографических осей OX и OY , причем

$$\operatorname{tg} 2\gamma = E_x/E_y. \quad (2.48)$$

При изменении соотношения E_x/E_y эллипс вращается.

Величина электрооптического эффекта, характеризующая разностью фаз Γ , зависит лишь от $|E|$:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{22} E l, \quad (2.49)$$

где

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}.$$

Для получения амплитудной модуляции в этом случае для каждого направления поля E необходимо задавать соответствующее направление поляризации света. Так, например, при $E_y = 0$ свет должен быть поляризован по OX или OY ; при $E_x = 0$ направление поляризации света должно составлять 45° с осями OX и OY .

Кристалл LiNbO_3 при комнатной температуре является сегнетоэлектриком и обладает доменной структурой. Приведенные в таблице IV данные об электрооптических коэффициентах получены на однодоменном образце.

У кристаллов KTN, LiNbO_3 и LiTaO_3 наблюдается изменение показателя преломления при больших плотностях светового пучка [56, 57, 58]. Неоднородное по сечению пучка изменение n приводит к рассеянию света и уменьшению глубины модуляции. Возможной причиной этого явления [58] могут быть фотоионизация носителей, захваченных глубокими ловушками, и их диффузия в электрическом поле. Поле возникающего нескомпенсированного пространственного заряда изменяет показатель преломления электрооптического кристалла. Описанное явление ограничивает мощность света, которую можно модулировать с помощью сегнетоэлектрических перовскитов. Так, для кристалла LiNbO_3 плотность световой энергии не должна превышать 1 вт/см^2 . При больших световых потоках наблюдаются искажения проходящего через модулятор излучения. Эти искажения устанавливаются в течение нескольких минут [32]. Кристаллы LiTaO_3 допускают плотность светового потока более 10 вт/см^2 . В работах [56, 59] указывается, что кристаллы $\text{K}_{0,6}\text{Li}_{0,4}\text{NbO}_3$ и $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ не обнаруживают неоднородного изменения показателя преломления под действием света.

Сегнетоэлектрические перовскиты являются, по-видимому, наиболее перспективными кристаллами для целей электрооптической модуляции света. Среди них имеются кристаллы с экстремально низкими $(El)_{\lambda/2}$. Так, для $\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ значение $(El)_{\lambda/2}$ составляет только 37 в. Используя выигрыш по напряжению за счет поперечного

эффекта, можно создать модулятор, работающий с большой эффективностью при модулирующем напряжении в несколько вольт.

Малые акустические потери и большие пьезоэлектрические коэффициенты этих кристаллов обуславливают большую интенсивность пьезоэлектрических резонансов вплоть до высоких порядков. Резкое увеличение глубины модуляции на собственных частотах кристалла может быть использовано в узкополосных модуляторах. При широкополосной модуляции эти пики необходимо сглаживать с помощью соответствующего закрепления и демпфирования акустических колебаний.

В отличие от кристаллов KDP сегнетоэлектрические перовскиты являются достаточно прочными механически и негигроскопичными.

Кристаллы CdS, CdSe и ZnS в гексагональной фазе относятся к кристаллографическому классу $6\ mm$, который имеет те же отличные от нуля компоненты тензора $[r_{kn}]$, что и рассмотренный выше класс $4\ mm$ [21]. Поэтому для этих кристаллов справедливы соотношения (2.35) — (2.41).

Кристаллы этого класса прозрачны в инфракрасном диапазоне и могут быть использованы в этом диапазоне для создания модуляторов.

§ 2.4. Электрооптический эффект в кристаллах селена и кварца

Монокристалл селена, прозрачный в инфракрасном диапазоне, начиная от $0,7\ \mu\text{м}$, обладает наибольшим известным электрооптическим эффектом среди кристаллов класса 32 [34—36].

Значительно меньшим эффектом обладает α -кварц-кристалл, давно и очень широко применяемый в оптике. Высокие оптические качества кварца позволяют использовать его в модуляторах, несмотря на малость его электрооптического эффекта.

У кристаллов этого класса отличны от нуля следующие компоненты тензора $[r_{kn}]$:

$$r_{11} = -r_{21} = -r_{62} \text{ и } r_{41} = r_{52}.$$

Уравнение оптической индикатрисы имеет вид

$$(a_{10} + r_{11}E_x) x^2 + (a_{10} - r_{11}E_x) y^2 + a_{30} z^2 - \\ - 2r_{11}E_y xy + 2r_{41}E_x yz - 2r_{41}E_y zx = 1. \quad (2.50)$$

Как видно из уравнения (2.50), наложение электрического поля вдоль оптической оси кристалла OZ не влияет на оптическую индикатрису.

При пропускании света вдоль оптической оси, являющейся осью третьего порядка, имеет место двойной поперечный эффект Поггеля, описанный в § 2.2.

Сечение оптической индикатрисы плоскостью (001) представляет собой эллипс вида

$$(a_{10} - r_{11}E) x'^2 + (a_{10} + r_{11}E) y'^2 = 1, \quad (2.51)$$

где

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}.$$

Наведенные оси OX' и OY' повернуты относительно кристаллографических осей OX и OY на угол γ , причем

$$\operatorname{tg} 2\gamma = - E_y/E_x. \quad (2.52)$$

Разность фаз равна

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} r_{11} n_o^3 U \frac{l}{d}. \quad (2.53)$$

Электрооптический коэффициент r_{11} селена равен $2,5 \times 10^{-10}$ см/в, а для кварца $r_{11} = 0,47 \cdot 10^{-10}$ см/в. Высокий показатель преломления селена ($n_o = 2,78$; $n_e = 3,58$) делает его весьма эффективным материалом для модуляции. Однако существенными недостатками селена являются большое поглощение света [36] и низкое удельное сопротивление ($0,3 \cdot 10^6$ ом/см).

Высокое оптическое качество кварца позволяет создать модуляторы с относительно низким модулирующим напряжением, несмотря на малость коэффициента r_{11} , за счет больших l/d .

Амплитудная модуляция света возможна также при наклонном падении света по отношению к оптической оси. Получаемое при этом выражение для сдвига фаз между лучами света, поляризованными по оси OY и перпендикулярно к ней, совпадает с (1.23).

§ 2.5. Электрооптический эффект в кристаллах класса 2

Среди кристаллов класса 2 значительным электрооптическим эффектом обладает пирониобат кальция $\text{Ca}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ [37]. Этот двуосный кристалл имеет восемь различных электрооптических коэффициентов:

$$r_{12}, r_{22}, r_{32}, r_{41}, r_{43}, r_{52}, r_{61}, r_{63}. \quad (2.54)$$

Уравнение оптической индикатрисы записывается в виде

$$(a_{10} + r_{12}E_y)x^2 + (a_{20} + r_{22}E_y)y^2 + (a_{30} + r_{32}E_y)z^2 + 2(r_{41}E_x + r_{43}E_z)yz + 2r_{52}E_yxz + 2(r_{61}E_x + r_{63}E_z)xy = 1. \quad (2.55)$$

Ось OY является осью второго порядка. Если электрическое поле параллельно оси второго порядка

$$E_x = E_z = 0 \quad E_y = E,$$

уравнение (2.55) принимает вид

$$(a_{10} + r_{12}E)x^2 + (a_{20} + r_{22}E)y^2 + (a_{30} + r_{32}E)z^2 + 2r_{52}Eyz = 1. \quad (2.56)$$

Амплитудная модуляция возможна, например, при пропускании света вдоль осей OX , OY и OZ . Соответствующие разности фаз для этих трех случаев при учете только линейных по полю членов равны

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_x &= \Gamma_{=x} + \frac{\pi}{\lambda} (n_y^3 r_{22} - n_z^3 r_{32}) U \frac{l}{d}, \\ \Gamma_y &= \Gamma_{=y} + \frac{\pi}{\lambda} (n_x^3 r_{12} - n_z^3 r_{32}) U, \\ \Gamma_z &= \Gamma_{=z} + \frac{\pi}{\lambda} (n_x^3 r_{12} - n_y^3 r_{22}) U \frac{l}{d}, \end{aligned} \right\} \quad (2.57)$$

где Γ_x , Γ_y , Γ_z возникают за счет естественного двулучепреломления;

$$n_x = 1 / \sqrt{a_{10}}; \quad n_y = 1 / \sqrt{a_{20}}; \quad n_z = 1 / \sqrt{a_{30}}. \quad (2.58)$$

Если электрическое поле направлено вдоль осей OX или OZ , то может быть получена модуляция при пропускании света под углом в 45° к оси второго порядка OY . Выбор направлений электрического поля и поляризации света производится аналогично рассмотренному в § 1.1.

При модуляции света на кристалле $\text{Ca}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ всегда имеет место естественное двулучепреломление, поэтому использование этого кристалла требует обязательно применения монохроматического света и температурной стабилизации. Предпочтительно использовать пирониобат кальция в качестве фазового модулятора. В работе [37] проведено исследование электрооптических свойств пирониобата кальция. Электрическое поле было направлено по оси OY , свет распространялся вдоль OX . Была определена величина r_{22} — $n_z^3/n_y^3 r_{32}$, равная $1,4 \cdot 10^{-9} \text{ см/в}$ в статическом режиме и $1,3 \cdot 10^{-9} \text{ см/в}$ на частоте 3 Гц .

ГЛАВА 3

МОДУЛЯТОРЫ СВЕТА, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

В настоящее время наибольшее распространение получили модуляторы света, основанные на линейном электрооптическом эффекте. Они применяются в очень широком диапазоне модулирующих частот — от звуковых до частот в десятки гигагерц. В зависимости от своего назначения применяются как узкополосные резонаторные модуляторы, так и широкополосные типа бегущей волны.

§ 3.1. Модуляторы с сосредоточенными параметрами

На частотах ниже 100—200 *Мгц* модуляцию света можно осуществлять, используя электрооптические кристаллы, помещенные в зазоре конденсатора, включенного в контур с сосредоточенными элементами [1]. Емкость плоского конденсатора, заполненного электрооптическим веществом с диэлектрической постоянной ϵ , определяется его размерами:

$$C = \epsilon S / 4\pi d, \quad (3.1)$$

где S — площадь пластин конденсатора, d — расстояние между ними. Диэлектрические потери в модулирующем кристалле, характеризуемые $\operatorname{tg} \delta$, приводят к необходимости учитывать утечку, включенную параллельно емкости. Величина утечки равна

$$G = \Omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (3.2)$$

Обычно кроме емкости кристалла C в контуре имеется еще и дополнительная емкость C_p , а кроме диэлектрических потерь в кристалле имеют место потери и в осталь-

ных элементах контура. Поэтому эквивалентная схема контура модулятора должна быть представлена в виде параллельного соединения индуктивности L , емкостей C и C_p , а также утечек G и G_p . Источник модулирующего напряжения U_g с внутренним сопротивлением R_g должен быть согласован с контуром с помощью трансформатора для получения на кристалле максимального напряжения U . На рис. 3.1 приведена эквивалентная схема модулятора с сосредоточенными параметрами.

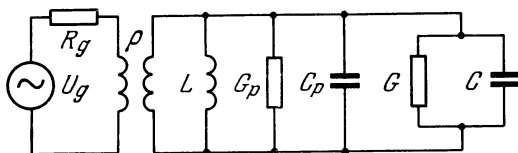


Рис. 3.1. Эквивалентная схема модулятора с сосредоточенными параметрами.

Если коэффициент трансформации равен ρ , то на резонансной частоте контура имеет место соотношение

$$\frac{U}{U_g} = \frac{\rho}{\rho^2 + R_g(G + G_p)}. \quad (3.3)$$

Отношение U/U_g достигает максимума при $\rho^2 = R_g(G + G_p)$:

$$\left(\frac{U}{U_g}\right)_{\text{макс}}^2 = \frac{1}{4R_g(G + G_p)}. \quad (3.4)$$

Таким образом, для получения максимального напряжения на кристалле необходимо уменьшать величину $R_g(G + G_p)$. В то же время полоса частот, в которой может работать модулятор, пропорциональна потерям в контуре $G + G_p$. Действительно, из эквивалентной схемы очевидно, что полоса частот, в которой

$$\left(\frac{U}{U_g}\right)^2 \geq \frac{1}{2} \left(\frac{U}{U_g}\right)_{\text{макс}}^2,$$

равна

$$\Delta\Omega = 2 \frac{G + G_p}{C + C_p}. \quad (3.5)$$

Для увеличения широкополосности модулятора необходимо уменьшать емкость контура и кристалла или увеличивать потери. Мощность, необходимая для создания на кристалле напряжения U , равна

$$P = \frac{U^2}{2} (G + G_p) = \frac{U^2}{4} (C + C_p) \Delta\Omega. \quad (3.6)$$

Таким образом, мощность P пропорциональна полосе модуляции, полной емкости модулирующего контура и квадрату напряжения.

В случае использования продольного электрооптического эффекта модулирующее напряжение, соответствующее заданной глубине модуляции m , не зависит от размеров кристалла и определяется только длиной волны света λ , показателем преломления n и электрооптической константой r

$$U = \frac{\lambda \arcsin m}{2\pi n^3 r}. \quad (3.7)$$

При этом уменьшение модулирующей мощности может быть достигнуто лишь за счет уменьшения потерь контура и кристалла. Для пропускания сквозь кристалл пучка света определенного диаметра необходимо, чтобы поперечные размеры кристалла были больше диаметра луча. Емкость кристалла длиной l (вдоль направления света) с квадратным поперечным сечением d^2 равна

$$C = \varepsilon d^2 / 4\pi l, \quad (3.8a)$$

а утечка

$$G = \varepsilon d^2 \Omega \operatorname{tg} \delta / 4\pi l. \quad (3.8b)$$

Если паразитная утечка контура G_p мала по сравнению с утечкой кристалла G , то модулирующая мощность пропорциональна величине d^2/l :

$$P = \frac{\lambda^2 (\arcsin m)^2}{32\pi^3} \frac{\varepsilon \operatorname{tg} \delta}{n^6 r^2} \frac{d^2}{l} \Omega. \quad (3.9)$$

Если же $G_p \gg G$, то мощность определяется соотношением

$$P = \frac{\lambda^2 (\arcsin m)^2}{8\pi^2 n^6 r^2} G_p = \frac{\lambda^2 \Gamma^2}{16\pi^2 n^6 r} (C + C_p) \Delta\Omega. \quad (3.10)$$

Для модуляторов с поперечным электрооптическим эффектом модулирующее напряжение снижается в лучшем случае в l/d раз. Емкость кристалла с квадратным поперечным сечением зависит только от его длины:

$$C = \epsilon l / 4\pi. \quad (3.11)$$

Для работы модулятора на поперечном эффекте необходима мощность

$$P = \frac{\lambda^2 (\arcsin m)^2 d^2}{8\pi^2 n^6 r l^2} (G + G_p). \quad (3.12)$$

При $G \gg G_p$ получаем выражение, полностью совпадающее с (3.9).

Таким образом, при отсутствии в контурах паразитной емкости модуляторы на продольном и поперечном эффектах требуют одинаковых модулирующих мощностей. Это связано с тем, что выигрыш по напряжению компенсируется проигрышем по величине емкости в $(l/d)^2$ раз.

Если потери контура велики ($G_p \gg G$), то модулятор с поперечным электрооптическим эффектом потребляет в $(l/d)^2$ раз меньшую мощность, чем модулятор с продольным эффектом.

На относительно низких частотах основной интерес представляет не столько величина потребляемой мощности, сколько рабочее напряжение модулятора. В этих условиях кристаллы с поперечным электрооптическим эффектом имеют несомненные преимущества. Кроме того, значительная величина емкости кристалла, в котором используется поперечный эффект Поக்கельса, позволяет на низких частотах обходиться без дополнительной емкости контура, что увеличивает широкополосность модулятора. Наоборот, на очень высоких частотах имеют преимущества модуляторы с продольным электрооптическим эффектом, так как они обладают меньшей емкостью при том же потреблении модулирующей мощности. Во всех случаях следует стремиться к тому, чтобы емкость модулятора определялась только емкостью кристалла, а потери — только поглощением энергии в электрооптической среде.

Проведенное выше рассмотрение показывает, что снижение модулирующей мощности при фиксированной

полосе может быть достигнуто в основном за счет уменьшения параметра d^2/l . Предел уменьшению этой величины кладут дифракционные эффекты.

Пусть световой луч, интенсивность которого изменяется по поперечному сечению в соответствии с кривой Гаусса, фокусируется с помощью линзы на диэлектрический цилиндр длины l с показателем преломления n . Можно показать [1], что если свет распространяется в цилиндре

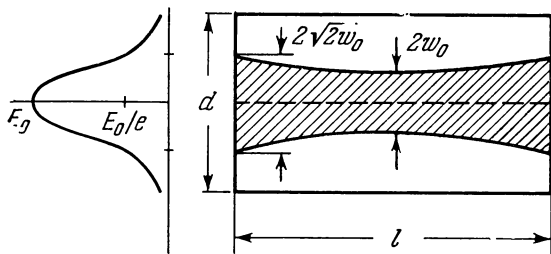


Рис. 3.2. Оптимальная геометрия светового пучка в кристалле длиной l .

как в конфокальном резонаторе (рис. 3.2), то диаметр луча в фокусе равен

$$2 w_0 = \sqrt{2\lambda l / \pi n}. \quad (3.13)$$

Ширина луча на концах цилиндра в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в фокусе (диаметр измеряется по точкам, в которых поле убывает в e раз по сравнению с полем на оси луча).

Описанный вариант фокусировки является оптимальным по d^2/l . Для уменьшения потерь света необходимо, чтобы диаметр диэлектрического стержня был в 3—6 раз больше ширины луча на концах стержня. Таким образом, поперечные размеры модулирующего кристалла длиной l могут быть уменьшены до величины

$$d_{\min} = (3 \div 6) \sqrt{8} w_0 = (3 \div 6) \sqrt{4\lambda l / \pi n}. \quad (3.14)$$

Отсюда минимальная величина d^2/l равна

$$\left(\frac{d^2}{l} \right)_{\min} = (3 \div 6)^2 \frac{4\lambda}{\pi n}. \quad (3.15)$$

Так, при $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ и $n = 1,5$ величина $(d^2/l)_{\min} = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$.

Исходя из соотношений (3.15) и (3.9), можно оценить минимальную мощность, необходимую для модуляции света заданной длины волны λ . При частоте модуляции Ω и глубине модуляции m величина минимальной мощности определяется электрическими и электрооптическими свойствами модулирующего вещества:

$$P_{\min} = \frac{9\lambda^3}{2\pi^4} \Omega (\arcsin m)^2 \frac{\varepsilon \operatorname{tg} \delta}{n^7 r^2}. \quad (3.16)$$

При выводе формулы (3.16) считалось, что паразитные емкость и потери в контуре малы по сравнению с емкостью и потерями электрооптического кристалла. В этих условиях относительная ширина полосы модулятора равна

$$\Delta\Omega/\Omega = 2\operatorname{tg} \delta. \quad (3.17)$$

Увеличение потерь в контуре сопровождается ростом мощности, потребляемой модулятором, с одновременным увеличением ширины полосы. Паразитная емкость C_p не влияет на потребляемую мощность, но уменьшает ширину полосы модулятора.

Максимальное значение качества модулятора, которое может быть достигнуто на длине волны λ при работе с кристаллом с заданными электрооптическими параметрами, равно

$$q_{\max} = \frac{2\pi^4 n^7 r^2}{9\lambda^3 \varepsilon \operatorname{tg} \delta}. \quad (3.18)$$

Для кристалла KDP оптимальных размеров в таблице V приведены значения $q_{\max}$ для различных частот модуляции и $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. Там же даны мощность, рассеиваемая в кристалле KDP оптимальных размеров при 100% модуляции, и ширина полосы.

На рис. 3.3 представлена эквивалентная схема модулятора, который может работать в диапазоне частот от нуля до Ω_c . В соответствии с этой схемой граничная частота Ω_c , на которой напряжение на кристалле падает в 2 раза по сравнению с напряжением на нулевой частоте, равна

$$\Omega_c = 1/RC(1 - \operatorname{tg} \delta). \quad (3.19)$$

Т а б л и ц а V

Частота, Мгц	1	10	100	1000
$\operatorname{tg} \delta$	$5 \cdot 10^{-4}$ [44]	$5 \cdot 10^{-4}$ [44]	$5 \cdot 10^{-4}$ [44]	$5 \cdot 10^{-4}$ [44]
$q_{\text{макс}}, \frac{\text{рад}^2}{\text{см}}$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^2$	20
$P_{\text{мин}}, \text{вт}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,12
$\frac{\Delta \Omega}{2\pi}, \text{Мгц}$	10^{-3}	10^{-2}	0,1	1

Здесь C — емкость кристалла, R — внутреннее сопротивление источника и сопротивление подводящих проводов и контактов. Так как обычно $\operatorname{tg} \delta \ll 1$, то $\Omega_c = 1/RC$ и не зависит от потерь в кристалле. В некоторых случаях, особенно при использовании прозрачных электродов, граничная частота может определяться не постоянной времени схемы, а максимальным током, который допустим в данной цепи (обычно ограничение связано с нагревом электродов кристалла). Для получения на кристалле напряжения U на частоте Ω через схему должен протекать ток

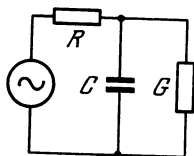


Рис. 3.3. Эквивалентная схема модулятора для видеосигнала.

Здесь C — емкость кристалла, R — внутреннее сопротивление источника и сопротивление подводящих проводов и контактов. Так как обычно $\operatorname{tg} \delta \ll 1$, то $\Omega_c = 1/RC$ и не зависит от потерь в кристалле. В некоторых случаях, особенно при использовании прозрачных электродов, граничная частота может определяться не постоянной времени схемы, а максимальным током, который допустим в данной цепи (обычно ограничение связано с нагревом электродов кристалла). Для получения на кристалле напряжения U на частоте Ω через схему должен протекать ток

$$I = \Omega C U. \quad (3.20)$$

Отсюда граничная частота, определяемая нагревом электродов, равна

$$\Omega_i = I_{\text{макс}}/CU, \quad (3.21)$$

где $I_{\text{макс}}$ — максимальный ток, допустимый в данной цепи. Если частота Ω_i меньше Ω_c , то необходимо понизить модулирующее напряжение U . Такое снижение напряжения возможно либо за счет использования нескольких соответствующим образом ориентированных

кристаллов (см. § 1.1), либо за счет поперечного электрооптического эффекта.

Описание модуляторов света, предназначенных для передачи звукового сопровождения кинофильмов, приведено в работе [4]. Описанные в [4] модуляторы обеспечивают в диапазоне частот от 30 *гц* до 15 *кгц* неравномерность частотной характеристики менее 1 *дб* при глубине модуляции в 71%. Нелинейные искажения составляли менее 2%.

Приведенные в этом параграфе результаты применимы для оценки оптимально достижимых величин модулирующей мощности, качества модулятора и ширины полосы не только для модуляторов с сосредоточенными параметрами, но во всех случаях, когда модулирующий кристалл находится в однородном электрическом поле, т. е. для модуляторов с тороидальным резонатором (см. § 3.2) и для систем с асинхронным взаимодействием (см. § 3.6).

§ 3.2. Коаксиальные и двухпроводные модуляторы света с кристаллом в емкостном зазоре

На частотах, превышающих 100—200 *Мгц*, невозможно использование модуляторов с сосредоточенными элементами. При этом до частот 1—3 *Ггц* применяются коаксиальные или двухпроводные резонаторы с емкостным зазором, заполненным электрооптическим веществом.

Такой резонатор представляет собой сосредоточенную емкость и отрезок коаксиальной или двухпроводной линии, играющей роль распределенной индуктивности. Поскольку электрооптический кристалл включен в емкостный зазор резонатора, поле в кристалле можно считать квазистатическим. Основные соотношения, полученные в предыдущем параграфе, применимы и к рассматриваемому случаю. Условие квазистатической работы модулятора состоит в том, что за время прохождения светом емкостного зазора напряженность электрического поля E в электрооптической среде не меняется:

$$t_{\text{св}} \ll T_{\text{мод}} \quad \text{или} \quad l n / c \ll 2\pi / \Omega. \quad (3.22)$$

При нарушении условия (3.22) необходимо учитывать изменение E за время прохождения светом кристалла. Этот случай будет подробно рассмотрен в § 3.4.

Модулятор света с двухпроводным резонатором описан в работе [5]. На рис. 3.4 приведена принципиальная схема этого модулятора. Отрезок экранированной двухпроводной линии, замкнутой на одном конце, нагружается на

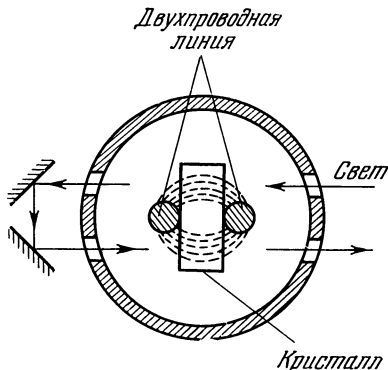


Рис. 3.4. Поперечное сечение модулятора с двухпроводным резонатором.

другом конце электрооптическим кристаллом, образующим сосредоточенную емкость. Свет дважды проходит через кристалл, это увеличивает в 2 раза глубину модуляции. При модулирующей мощности 20 вт на частоте 750 Мгц достигается глубина модуляции в 30%; $q = 4,5 \cdot 10^{-2}, \text{ рад}^2/\text{вт}$. Размеры примененного кристалла очень далеки от оптимальных, но некоторым преимуществом такого модулятора является отсутствие электродов на кристалле.

И. П. Каминовым создан модулятор света [6] на кристалле BaTiO_3 с размерами, близкими к оптимальным. Этот модулятор может работать в диапазоне от 5 до 200 Мгц . На низких частотах он работает как сосредоточенный элемент, а на частотах порядка 200 Мгц необходима подстройка с помощью коаксиального поршня. На рис. 3.5 дана принципиальная схема этого модулятора. По-

перечные размеры кристалла составляли $0,27 \times 0,34 \text{ мм}^2$, длина $3,8 \text{ мм}$. Проведенный эксперимент показал, что до частот в $40\text{—}60 \text{ МГц}$ имеют место резкие максимумы глубины модуляции, связанные с акустическими резонансами кристалла. Всего наблюдалось до 15 таких резонансов.

В соответствии с соотношением (3.16) модулятор на кристалле BaTiO_3 должен обеспечивать 100% модуляцию при мощности около 6 мвт/МГц . Однако в реальном

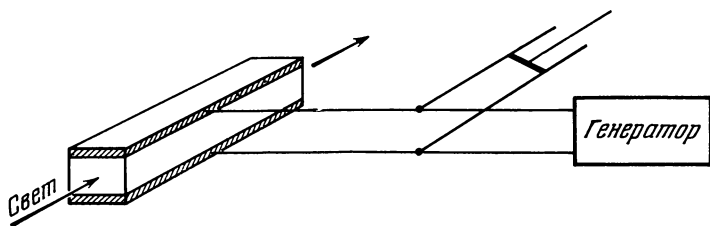


Рис. 3.5. Принципиальная схема модулятора с кристаллом BaTiO_3 на поперечном электрооптическом эффекте.

модуляторе эта величина возросла в 5 раз из-за влияния паразитных емкостей держателя и подстроечного элемента. Качество модулятора на частоте 200 МГц оказалось равным $4,65 \text{ рад}^2/\text{вт}$.

Наиболее широко на частотах $200\text{—}3000 \text{ МГц}$ применяются модуляторы света с тороидальными резонаторами, в емкостный зазор которых помещен электрооптический кристалл [7—10]. Первый модулятор такого типа описан Р. Блюменталем [7], который получил $\eta = 24\%$ на частоте 800 МГц .

На рис. 3.6 изображен модулятор, использующий продольный электрооптический эффект в кристалле АРР или КДР. Луч света проходит вдоль оси резонатора через отверстия, являющиеся запердельными волноводами для частоты модуляции. Такой метод пропускания света через электроды является наиболее приемлемым в диапазоне СВЧ. Резонатор можно рассматривать как отрезок коаксиальной линии, закороченный на одном конце

и нагруженный на другом емкостью кристалла. Собственная частота такого резонатора определяется из трансцендентного уравнения:

$$\operatorname{tg} kL = C_1/kC_0, \quad (3.23)$$

где k — волновое число, $C_0 = \epsilon r_1^2/4l$ — емкость зазора, $C_1 = 1/2 \ln \frac{r_2}{r_1}$ — погонная емкость коаксиальной линии. Формула (3.23) справедлива при выполнении соотношений

$$L \gg l \quad \text{и} \quad L \gg r_2 - r_1. \quad (3.24)$$

В случае малости геометрических размеров резонатора по

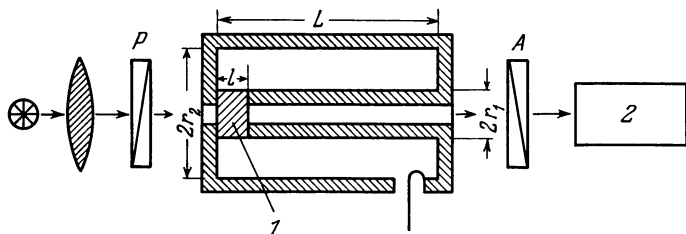


Рис. 3.6. Модулятор с тороидальным резонатором.

1 — кристалл; 2 — фотоприемник.

сравнению с длиной волны уравнение (3.23) упрощается и частота резонатора может быть определена формулой

$$\Omega = c / r_1 \sqrt{\frac{\epsilon L}{2l} \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (3.25)$$

Потери мощности в модуляторе складываются из потерь кристалла и потерь резонатора:

$$Q = \frac{Q_p Q_k}{Q_p + Q_k}, \quad (3.26)$$

где

$$Q_p = \frac{2L \ln \frac{r_2}{r_1}}{\mu \left[2 \ln \frac{r_2}{r_1} + L \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \right]},$$

$Q_k = 1 / \operatorname{tg} \delta$, $\mu = c' / \sqrt{2\pi\Omega\sigma}$ — глубина скин-слоя, σ — проводимость металла, из которого изготовлен резонатор.

Мощность, необходимая для получения на кристалле напряжения U , определяется соотношением

$$P = \Omega \epsilon r_1^2 U^2 / 8 l Q. \quad (3.27)$$

Таким образом, снижение модулирующей мощности может быть достигнуто либо за счет повышения добротности резонатора, либо за счет снижения емкости.

Увеличение добротности ограничено величиной $Q_k = 1 / \operatorname{tg} \delta$. Большие величины добротности могут быть получены при подключении параллельно кристаллу дополнительной емкости, но при этом рабочее напряжение не возрастает. Увеличение добротности резонатора уменьшает полосу модулятора. Некоторого расширения полосы можно добиться, используя два связанных резонатора [11]. При критической связи полоса расширяется в 1,4 раза, при оптимальной — в 3 раза.

Уменьшение емкости кристалла за счет его длины и поперечных размеров ограничено теми же условиями, что и в § 3.1.

При выполнении условия (3.22) для модуляторов с тороидальными резонаторами можно пользоваться таблицей V.

В работе [8] описан модулятор на кристалле ADP с рабочей частотой 700 Мгц. Зависимость глубины модуляции m от мощности приведена на рис. 3.7 для случая $C = 0,5$ пф. Уменьшение емкости до 0,2 пф (длина кристалла 30 мм, поперечные размеры 7×7 мм²) позволило

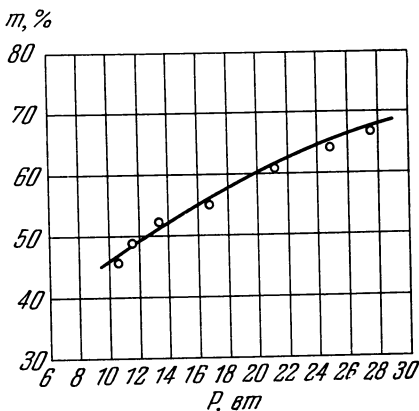


Рис. 3.7. Зависимость глубины модуляции от мощности на частоте 700 Мгц.

получить глубину модуляции 33% при $P = 1,2 \text{ вт}$, и 10% при $P = 100 \text{ мвт}$; $q \approx 10^{-1} \text{ рад}^2/\text{вт}$.

Глубина модуляции света СВЧ-сигналом может быть определена и в том случае, когда фотоприемник не решает частоты модуляции. Для этого рабочая точка выбирается на нижнем загибе модуляционной характеристики (рис. 1.3). Модуляция осуществляется в импульсном режиме, и приемник выделяет огибающую модулирующих импульсов. Сдвиг фаз Γ_0 определяется из соотношения (см. § 1.1):

$$A/A_0 = 0,5 - 0,5 J_0(\Gamma_0), \quad (3.28)$$

где A — амплитуда импульса на выходе приемника, A_0 — амплитуда сигнала на выходе приемника при 100% модуляции света, осуществляемой механическим прерывателем с частотой, близкой к частоте повторения импульсов модулирующего напряжения. С помощью Γ_0 , найденного из соотношения (3.28), величина m определяется по обычной формуле (1.29).

Другая возможность приема света, модулированного СВЧ-сигналом, с помощью низкочастотного приемника состоит в использовании двойной модуляции [12,13]. Система, осуществляющая прием модулированного света, состоит из электрооптического кристалла-преобразователя частоты, анализатора и фотодетектора (рис. 3.8). Если на кристалл, к которому приложено электрическое поле частоты Ω_2 , падает свет, модулированный частотой Ω_1 , то интенсивность света после анализатора будет промодулирована комбинационными частотами вида $n\Omega_1 + k\Omega_2$, где $k, n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Практический интерес представляет наинизшая разностная частота $\Omega_1 - \Omega_2$, которая может быть разрешена фотодетектором с относительно большой постоянной времени.

Наиболее эффективна такая система для приема света, модулированного по поляризации. В этом случае на преобразователь падает эллиптически поляризованная световая волна

$$E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \left(\omega t + \frac{\Gamma_1}{2} \right); \quad E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \left(\omega t - \frac{\Gamma_1}{2} \right), \quad (3.29)$$

где

$$\Gamma_1 = \Gamma_{=1} + \Gamma'_0 \cos \Omega_1 t.$$

При прохождении через кристалл преобразователя между компонентами света E_x и E_y возникает дополнительный фазовый набег

$$\Gamma_2 = \Gamma_{=2} + \Gamma''_0 \cos \Omega_2 t.$$

Среднее значение интенсивности света после анализатора на частоте $\Omega_1 - \Omega_2$ имеет вид

$$I = I_0 J_1(\Gamma'_0) J_1(\Gamma''_0) \cos (\Gamma_{=1} + \Gamma_{=2}), \quad (3.30)$$

где I_0 — интенсивность света на входе модулятора. Интенсивность максимальна при

$$\Gamma_{=1} + \Gamma_{=2} = 0.$$

Таким образом, для оптимального преобразования не

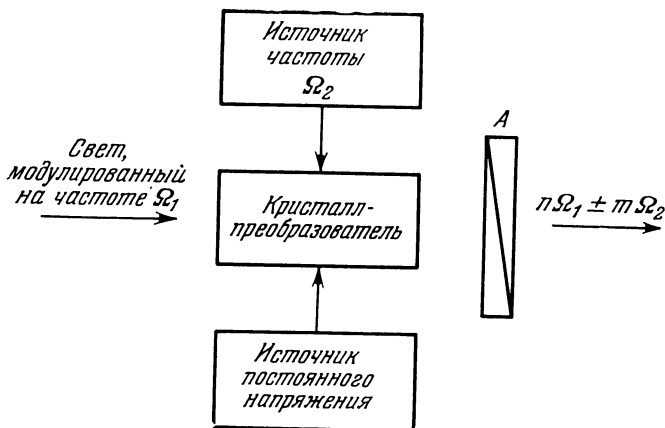


Рис. 3.8. Схема преобразования частоты модуляции.

требуется постоянного смещения. Интенсивность модуляции на разностной частоте зависит от напряжения сигнала частоты Ω_2 . Максимум I достигается при $\Gamma''_0 = 1,84$ и равен

$$I = 0,58 I_0 J_1(\Gamma'_0). \quad (3.31)$$

Сравнивая это выражение с (1.28), легко видеть, что минимальные потери преобразования при двойной модуляции составляют 2,4 дб.

Если принимаемый свет модулирован по амплитуде, то описанный выше метод преобразования частоты также применим. Однако при этом интенсивность света, модулированная разностной частотой, в 2 раза меньше, чем в (3.31), из-за наличия дополнительного поляроида.

В работе [13] экспериментально осуществлен прием света, модулированного по поляризации частотой 700 МГц

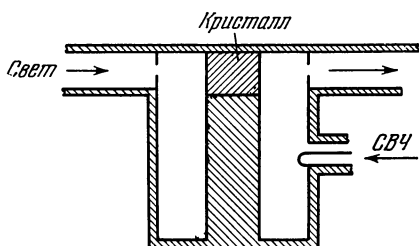


Рис. 3.9. Модулятор с тороидальным резонатором, использующий поперечный эффект.

с преобразованием этой модуляции в частоту 9 МГц (частота модуляции Ω_2 соответствует 691 МГц).

Увеличения разности фаз Γ_0 в 2 раза при том же уровне модулирующей мощности можно достичь с помощью двукратного прохождения света через кристалл. После резонатора помещается зеркало,

причем за время прохождения светом удвоенного пути от кристалла до зеркала фаза СВЧ поля должна измениться мало. Недостатком такого метода увеличения глубины модуляции являются дополнительные потери интенсивности света за счет отражений.

Тороидальные резонаторы с кристаллом, помещенным в емкостный зазор, используются также для модуляции света с помощью поперечного электрооптического эффекта [14—18]. В этом случае свет пропускается через отверстия в боковых стенках резонатора (рис. 3.9). Резонансная частота такого модулятора для кристаллов квадратного сечения определяется приближенным соотношением:

$$\Omega = c / \sqrt{\frac{\varepsilon L l}{2} \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (3.32)$$

Если размеры кристалла выбраны оптимальными, то рабочая емкость модулятора на поперечном эффекте оказывается значительной. Это ограничивает наивысшую частоту модуляции, на которой может быть применен модулятор с поперечным эффектом.

Модулятор инфракрасного диапазона ($\lambda = 3,39 \text{ мк}$) на кристалле LiNbO_3 описан в работе [15]. Исследованы

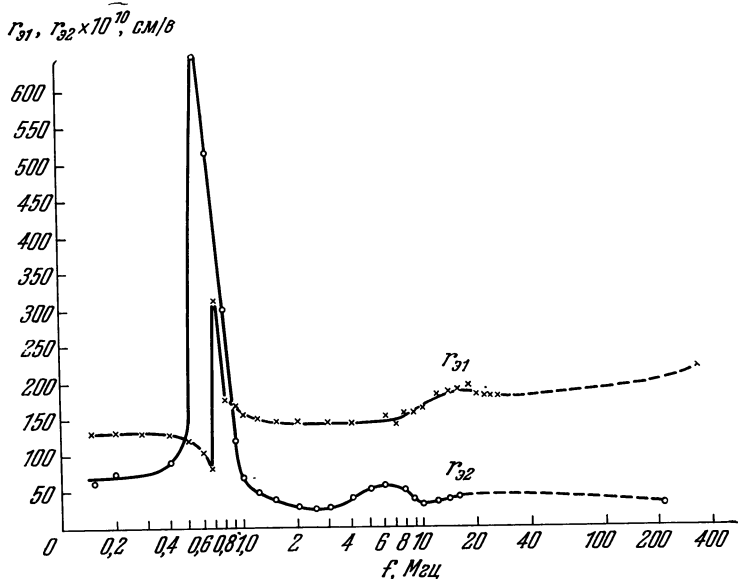


Рис. 3.10. Зависимость r_{31} и r_{32} от частоты для кристалла LiNbO_3 .

частотные характеристики такого модулятора в диапазоне от 0,15 МГц до 300 МГц при распространении света как вдоль оптической оси, так и перпендикулярно оптической оси кристалла. При модулирующем напряжении $U_{\text{эф}} = 120 \text{ в}$ на кристалле размерами $41 \times 3,3 \times 3,3 \text{ мм}^3$ глубина модуляции составила 13%. На рис. 3.10 приведена зависимость величин $r_{32} = n_o^3 r_{22}$ и $r_{31} = \frac{1}{2}(r_{13} n_o^3 - r_{33} n_e^3)$ от частоты. На низких частотах каждая из этих величин определяется как первичным, так и вторичным электрооп-

тическим эффектом. Причем для света, распространяющегося вдоль оси, оба эффекта имеют одинаковый знак, а для света, распространяющегося перпендикулярно оптической оси, вторичный электрооптический эффект имеет знак, противоположный первичному. Поэтому на высоких частотах r_{21} в 1,6 раза больше статического значения, а r_{22} в 1,5 раза ниже статического. На частотах около 0,6 МГц имел место пьезорезонанс кристаллов, сопровождавшийся увеличением вторичного электрооптического эффекта. Особенно значителен этот резонанс у кристалла, вырезанного вдоль оптической оси.

Амплитудная модуляция света осуществлена в [15] на частотах 214 МГц и 365 МГц при помещении кристалла LiNbO_3 в тороидальный резонатор. На частоте 214 МГц при модулирующей мощности 3 Вт глубина модуляции составила 15% при добротности $Q = 170$; $q = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{Вт}$. На частоте 365 МГц при мощности $P = 1,2 \text{ Вт}$ глубина модуляции составила 8,5% при добротности 140; $q = 6 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{Вт}$.

Модуляция света видимого диапазона с помощью кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 при размерах кристаллов, близких к оптимальным, проведена в работе [16]. На частоте 4 ГГц использовался тороидальный резонатор. При длине кристалла 3,8 мм его поперечное сечение составляло около $0,25 \times 0,25 \text{ мм}^2$, что близко к дифракционному пределу (3.15) для длины волны света 6330 Å. В модуляторе с кристаллом LiTaO_3 при модулирующей мощности 180 мВт достигалась глубина модуляции около 44% при полосе 40 МГц; $q = 1,2 \text{ рад}^2/\text{Вт}$. Кристалл LiNbO_3 обеспечил глубину модуляции 43% и полосу 45 МГц при той же величине модулирующей мощности; $q = 1,1 \text{ рад}^2/\text{Вт}$. Проведенный эксперимент показал, что если в модуляторе с LiTaO_3 глубина модуляции не зависит от интенсивности света вплоть до мощностей светового потока в 10 мВт, то модулятор с LiNbO_3 при больших световых мощностях ($> 1 \text{ мВт}$) резко снижает эффективность своей работы (см. § 2.3).

Модуляторы света с электрооптическими кристаллами кубической системы, позволяющими использовать сильно расходящиеся световые пучки (до 18°), описаны в [14]. Исследованный в [14] модулятор на кристалле CuCl ра-

ботал на частоте 1 Гц. Модулятор инфракрасного диапазона на арсениде галлия был испытан на частоте 1,7 Гц [18]. В обоих случаях использовался поперечный эффект. Данных о полученной глубине модуляции и модулирующей мощности в работах не приводится.

§ 3.3. Модуляторы на p - n переходе полупроводникового диода

Интересная возможность модуляции света с помощью линейного электрооптического эффекта открывается при пропускании светового луча вдоль p - n перехода полупроводникового диода, изготовленного из материала со значительным электрооптическим эффектом. В работах [19, 20] описаны такие модуляторы на диодах из GaP и GaAs для видимого и инфракрасного диапазонов.

Толщина p - n перехода d может варьироваться от 0,1 микрона до нескольких микрон. Количество свободных носителей в переходе значительно меньше, чем в окружающем материале, поэтому диэлектрическая проницаемость перехода выше, чем у окружающего полупроводника. Пренебрегая потерями света за счет поглощения на свободных носителях, можно считать, что

$$\epsilon_1 = \epsilon(1 - \omega_p^2 / \omega^2),$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала без свободных носителей, ω_p — плазменная частота свободных носителей. Область повышенной диэлектрической проницаемости обладает свойствами плоского диэлектрического волновода для световой энергии [21, 22]. Таким образом, свет распространяется вдоль p - n перехода в основном в области обедненного слоя. При приложении к диоду электрического напряжения, запирающего p - n переход, область сильного электрического поля совпадает с областью обедненного слоя. Таким образом, свет концентрируется в области сильного поля, что создает хорошие условия для модуляции.

Как известно [22], в плоском диэлектрическом волноводе могут распространяться волны Е-типа, обладающие компонентами электрического поля, направленными

поперек обедненного слоя, и волны Н-типа, у которых вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости p - n перехода. При этом волны E_{m0} и H_{m0} могут существовать лишь при условии

$$kd \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_1} \geq m \frac{\pi}{2},$$

где $k = \omega / c$. Обычно в p - n переходах

$$kd \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_1} < \frac{\pi}{2},$$

поэтому возможно существование лишь волн E_{00} и H_{00} . Постоянные распространения этих волн равны

$$\left. \begin{aligned} h_E &= k \sqrt{\varepsilon_1} + \frac{k^3 d^2}{2 \sqrt{\varepsilon_1}} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right)^2 (\varepsilon - \varepsilon_1)^2; \\ h_H &= k \sqrt{\varepsilon_1} + \frac{k^3 d^2}{2 \sqrt{\varepsilon_1}} (\varepsilon - \varepsilon_1)^2. \end{aligned} \right\} \quad (3.33)$$

При выводе этих соотношений предполагалось, что обедненный слой имеет резкие границы, а p - и n -области полупроводника оптически идентичны.

Приложение к диоду электрического напряжения по-разному изменяет диэлектрическую проницаемость p - n перехода в зависимости от его ориентации относительно кристаллографических осей. Если p - n переход перпендикулярен оси $[001]$, то для волны E -типа ε не зависит от электрического поля, а для волны H -типа в (3.33) следует заменить ε на $\varepsilon(1 + \varepsilon r_{41} E)$. В p - n переходе в направлении $[110]$ распространяются волны E_{00} и H_{00} . На выходе из диода длиной l разность фаз этих волн равна

$$\Gamma = (h_H - h_E) l = \frac{k^3 d^2 l}{2 \sqrt{\varepsilon_1}} [\varepsilon^2 \delta^3 (2 - \delta) + 2 \delta \varepsilon^3 r_{41} E + \varepsilon^4 r_{41}^2 E^2], \quad (3.34)$$

где $\delta = (\varepsilon - \varepsilon_1) / \varepsilon$; ($\delta \approx 10^{-3}$). Учитывая, что $\delta \ll 1$ и $\varepsilon r_{41} E \ll 2\delta$, получаем окончательно

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^3 d^2 l \delta}{\lambda^3} n^5 r_{41} E. \quad (3.35)$$

Если p - n переход перпендикулярен оси [111] кристалла, то разность фаз между волнами E_{00} и H_{00} равна

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^3}{\lambda^3} \sqrt{3} l \delta d^2 n^5 r_{41} E. \quad (3.36)$$

Отличие выражения (3.36) от (2.27) связано с тем, что часть энергии волн E_{00} и H_{00} распространяется по p - и n -областям полупроводника. Поэтому уменьшается зависимость скорости распространения этих волн от показателя преломления n обедненного слоя. С уменьшением толщины обедненного слоя этот эффект растет и Γ уменьшается. Таким образом, для модуляции следует применять диоды с большой толщиной p - n перехода.

Как известно, толщина обедненного слоя зависит от напряжения, приложенного к p - n переходу. Вследствие этой зависимости Γ оказывается нелинейной функцией приложенного к диоду напряжения. В случае резкого p - n перехода

$$d \sim \sqrt{U + \varphi},$$

где φ — контактная разность потенциалов, U — приложенное к диоду запирающее напряжение. Разность фаз на выходе из модулятора в диоде с резким p - n переходом пропорциональна $U \sqrt{U + \varphi}$; у диода с линейным p - n переходом

$$\Gamma \sim U \sqrt[3]{U + \varphi}.$$

Таким образом, модулятор света, основанный на линейном электрооптическом эффекте в p - n переходе полупроводникового диода, обладает нелинейной модуляционной характеристикой. Поэтому такой модулятор желательно использовать в импульсном режиме.

Малая толщина обедненного слоя и его высокое сопротивление дают возможность получать в модуляторах света напряженности поля до 10^5 в/см при напряжениях в несколько десятков вольт. Частотный предел диодного модулятора света связан с постоянной времени, определяемой сопротивлением и емкостью диода.

Уменьшение сопротивления диода достигается легированием, а уменьшение емкости — соответствующей

технологией выращивания перехода. Расчеты показывают [1], что модулятор света на полупроводниковом диоде может обеспечивать разность фаз $\pi/4$ на частоте 1 Гц при потребляемой мощности около 200 мвт.

В работе [19] модулятор на диоде из GaP ($\lambda = 5460\text{\AA}$) дает $\Gamma = 140^\circ$ при напряжении 31 в. Использовался диод длиной 0,6 мм с толщиной p - n перехода в 5 мк.

Кроме p - n переходов для модуляции света могут быть использованы pin -структуры, переходы металл — полупроводник и другие [45].

Основной недостаток модуляторов на p - n переходе связан с необходимостью пропускания светового потока вдоль тонкого p - n перехода.

§ 3.4. Модуляторы с длительным взаимодействием волн света и СВЧ

На высоких частотах, когда время прохождения света через кристалл становится сравнимым с периодом модулирующего сигнала, тороидальные резонаторы уступают место волноводным структурам СВЧ. Такие структуры позволяют устранить рассогласование фаз модулирующей волны и волны света и тем самым обеспечить их длительное взаимодействие [23—27, 2].

При выводе соотношения между разностью фаз и модулирующим полем в диапазоне СВЧ необходимо учитывать изменение фазы поля СВЧ за время распространения света через кристалл:

$$\Gamma = \frac{\pi}{U_{\lambda/2}} \int_0^l E_0 \cos(\Omega t - k_m z + \varphi) dz. \quad (3.37)$$

Так как длина волны света λ обычно значительно меньше длины волны модулирующего сигнала $\lambda_m = 2\pi/k_m$, то направление и скорость распространения света могут определяться по законам геометрической оптики. Пусть световой луч конечной ширины распространяется с групповой скоростью v_g в том же направлении, что и СВЧ-волна. Обозначим время вхождения света в кристалл через t_0 ($z = 0$). Тогда за промежуток времени $t - t_0$ световой

луч пройдет в направлении распространения модулирующей волны расстояние

$$z = v_{\Gamma} (t - t_0). \quad (3.38)$$

За это время фаза СВЧ-поля изменится на величину

$$\psi = \Omega \left(\frac{1}{v_{\Gamma}} - \frac{1}{v_m} \right) z. \quad (3.39)$$

Учитывая (3.38) и (3.39), получим следующее выражение для разности фаз на длине l :

$$\Gamma = \frac{\pi}{U_{\lambda/2}} E_0 l \frac{\sin u}{u} \sin(\Omega t + u + \varphi), \quad (3.40)$$

где $u = \psi/2$. Величину $E_0 \frac{\sin u}{u}$ можно рассматривать как эффективную напряженность поля в кристалле. При $\psi = 0$ разность фаз оптимальна и равна

$$\Gamma = \Gamma_{\sin x p} = \frac{\pi}{U_{\lambda/2}} E_0 l \sin(\Omega t + \varphi). \quad (3.41)$$

Обращение в нуль величины ψ имеет место при равенстве групповой скорости света и фазовой скорости (при отсутствии дисперсии) СВЧ-волны:

$$v_{\Gamma} = v_m. \quad (3.42)$$

Это условие синхронизма соответствующих скоростей обеспечивает длительное взаимодействие волн света и СВЧ. При заданной напряженности поля E_0 в случае синхронного взаимодействия разность фаз Γ пропорциональна длине кристалла. Если $v_m \neq v_{\Gamma}$, то накапливающееся взаимодействие волн света и СВЧ в нелинейной среде возможно до тех пор, пока $\psi \leq \pi$. Это накладывает ограничение на длину модулирующего кристалла l . Оптимальная длина

$$l_{\text{опт}} = \frac{\pi}{\Omega \left(\frac{1}{v_{\Gamma}} - \frac{1}{v_m} \right)}. \quad (3.43)$$

Условие синхронизма в самом общем случае может быть также выведено из законов сохранения энергии и

импульса при распространении трех волн [24]: плоской волны света

$$E_{\text{св}} e^{i(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})},$$

одномерной модулирующей волны

$$E_0 e^{i(\Omega t - \mathbf{k}_m \mathbf{r})}$$

и возникающей в нелинейной среде волны суммарной частоты (рис. 3.11)

$$E_1 e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})}.$$

Законы сохранения имеют вид

$$\omega_1(\mathbf{k}_1) = \omega(\mathbf{k}) + \Omega(\mathbf{k}_m), \quad (3.44a)$$

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_m. \quad (3.44b)$$

Соотношения (3.44) удовлетворяются точно при отсутствии дисперсии, когда $v_1 = v = v_m$, и коллинеарном распространении луча света и СВЧ-волны. Однако в реальных модуляторах $v \neq v_m$. Поэтому соотношения (3.44a) и (3.44b) могут быть выполнены лишь приближенно. Учитывая, что $\mathbf{k}_m$ по величине на много порядков меньше $\mathbf{k}$,

Рис. 3.11. Соотношение между волновыми векторами света и модулирующей волны при синхронизме.

разложим $\omega(\mathbf{k} + \mathbf{k}_m)$ в ряд. Ограничиваясь двумя первыми членами, получим

$$\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \mathbf{k}_m = \Omega.$$

Так как

$$\partial \omega / \partial \mathbf{k} = v_\Gamma,$$

то

$$v_\Gamma = v_m. \quad (3.45)$$

Для изотропной модулирующей среды (кубические кристаллы) и для обыкновенной волны в одноосных кристаллах, например типа KDP [2], групповая скорость v_Γ направлена по $\mathbf{k}$ и ее амплитуда не зависит от направле-

ния. Поэтому условие синхронизма (3.42) принимает вид

$$v_m = v_r \cos \gamma, \quad (3.46)$$

где γ — угол между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_m$.

Таким образом, возможны два способа осуществления синхронного взаимодействия:

— Коллинеарный (рис. 3.12, а). В этом случае луч света и волна СВЧ распространяются в одном направлении. Требуемое для выполнения условий синхронизма

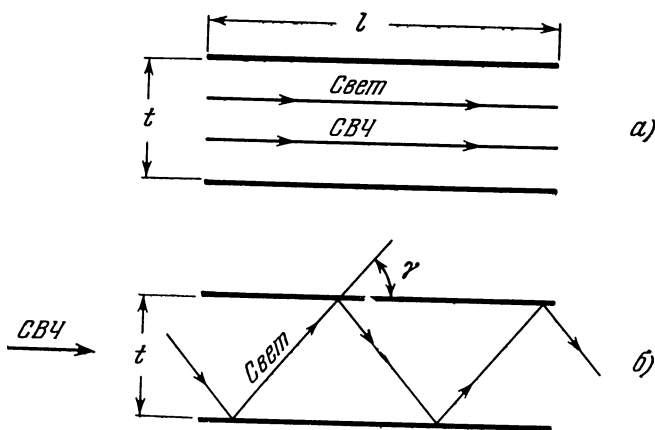


Рис. 3.12. Коллинеарное (а) и неколлинеарное (б) взаимодействие волн света и СВЧ.

(3.42) увеличение скорости СВЧ-волны по сравнению со скоростью в неограниченной диэлектрической среде достигается подбором конструкции и размеров СВЧ-волноводной линии и кристалла.

— Неколлинеарный (рис. 3.12, б). При этом способе выполнение условий синхронизма достигается замедлением скорости светового луча при его зигзагообразном распространении вдоль волноводной структуры, т. е. подбором соответствующего угла γ .

В этом параграфе в дальнейшем будут рассмотрены лишь модуляторы с коллинеарной геометрией,

Принципиальная схема модулятора света резонаторного типа на 9 ГГц [23], в котором осуществляется длительное взаимодействие световой волны с продольной составляющей электрического поля, представлена на рис. 3.13. Диэлектрический стержень из КДР (диаметр равен 4 мм; $l = 35,5$ мм), вырезанный вдоль оптической

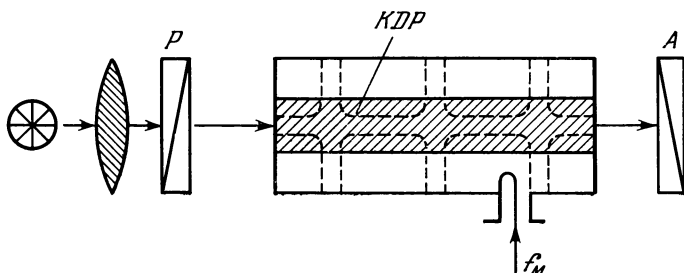


Рис. 3.13. Модулятор с длительным взаимодействием света и СВЧ-волны.

Пунктир — силовые линии электрического поля.

оси, занимает центральную часть резонатора. Остальное пространство заполнено согласующим диэлектриком с малыми потерями на СВЧ. Возбуждение резонатора осуществляется на волне TM_{013} . Условие синхронизма выполняется лишь для прямой бегущей волны.

Так как ϵ модулирующих кристаллов в диапазоне СВЧ обычно велико, основная часть модулирующей мощности сосредоточена вне кристалла. Однако, поскольку потери происходят в основном в кристалле, мощность потерь равна

$$P = W_k \Omega \operatorname{tg} \delta, \quad (3.47)$$

где W_k — энергия, запасенная в кристалле. Качество модулятора резонаторного типа при выполнении условия синхронизма может быть записано в виде

$$q = \beta \frac{32\pi^3 (n^3 r)^2 l}{\epsilon \lambda^2 S \Omega \operatorname{tg} \delta}, \quad (3.48)$$

где S — площадь поперечного сечения кристалла, а β — множитель, зависящий от характера распределения электрического поля для данного типа колебаний. В ра-

боте [23] глубина модуляции $m = 100\%$ достигается при пиковой мощности в 750 вт , т. е.

$$q \simeq 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}.$$

Качество модулятора такого типа было значительно улучшено при уменьшении диаметра стержня из KDP до $0,87 \text{ мм}$ и увеличении его длины до $94,5 \text{ мм}$ [29]. Двукратное прохождение света через кристалл дало дополнительный выигрыш разности фаз в 2 раза. Значение $\Gamma = 0,34$ было получено при уровне модулирующего сигнала 5 вт ($q = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ рад}^2/\text{вт}$).

Полоса резонаторного модулятора определяется не только добротностью кристалла, но зависит от степени заполнения резонатора электрооптической средой. Добротность Q такой системы имеет вид

$$Q = \frac{1 + W_p/W_k}{\text{tg } \delta}, \quad (3.49)$$

где W_p — энергия, запасенная в объеме резонатора. Чем больше отношение W_p/W_k , тем выше добротность. Так, в модуляторе [23] ширина полосы составляла 60 Мгц , что соответствовало нагруженной добротности резонатора $Q = 150$, хотя добротность самого кристалла $Q_k = 1/\text{tg } \delta$ была порядка 50.

Рассмотренные выше модуляторы резонаторного типа при относительной простоте конструкции являются достаточно эффективными, но обладают узкой полосой, определяемой высокой добротностью резонаторов.

Для широкополосной модуляции света необходимо применение систем типа бегущей волны, в которых условие синхронизма между групповой скоростью света и фазовой скоростью СВЧ-волны должно соблюдаться в широкой полосе частот. Требование $dv_m/d\Omega = 0$ эквивалентно условию

$$v_{\text{гм}} = v_m, \quad (3.50)$$

где $v_{\text{гм}}$ — групповая скорость модулирующей волны. Равенство (3.50) может быть обеспечено при применении широкополосной волноводной структуры, содержащей электрооптическую среду, в которой может распростра-

няться бегущая волна типа ТЕМ. Такой системой является, например, двухпроводная линия, полностью или частично заполненная электрооптическим кристаллом и согласующим диэлектриком с малыми потерями на СВЧ.

И. Каминов и Дж. Ли в [27] проводят анализ дисперсионных характеристик двухпроводной линии с двумя диэлектриками с точки зрения применения такой системы

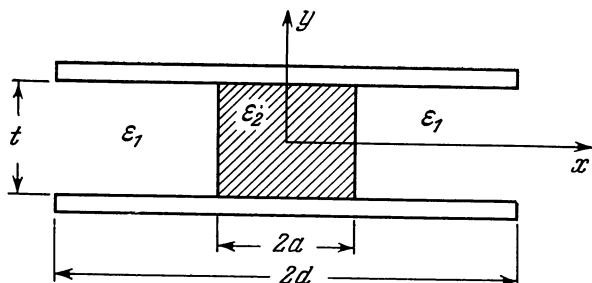


Рис. 3.14. Двухпроводная линия с двумя диэлектриками.

в качестве широкополосного модулятора (рис. 3.14). Рассматриваются только те поля, которые по своей структуре приближаются к типу ТЕМ при $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$. Дисперсионное уравнение исследуемой линии имеет вид

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\operatorname{tg} k_2 a}{\operatorname{th} k_1 (d - a)}, \quad (3.51)$$

где

$$k_1 = \frac{\omega^2}{c^2} (N^2 - \epsilon_1); \quad k_2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_2 - N^2);$$

$N = c/v_m$ — эффективный показатель преломления передающей линии. Смысл параметров d , t и a ясен из рис. 3.14.

Зависимость $N/\sqrt{\epsilon_2}$ от величины $v = \frac{2\pi}{\lambda_m} \sqrt{\epsilon_2} a$ для различных значений параметров $g = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \leq 1$ и $\zeta = \frac{d}{a} - 1$ при-

ведена на рис. 3.15 для $t \ll d$. Из графиков рис. 3.15 видно, что рассматриваемая передающая линия обладает малой дисперсией лишь для $v \ll 1$ и $v \gg 1$. Средняя мощность, проходящая через поперечное сечение линии:

$$P = \frac{cE_0^2 N t}{4\pi} (p_1 + p_2), \quad (3.52)$$

где E_0 — амплитуда поля при $x = 0$, а величины p_1 и

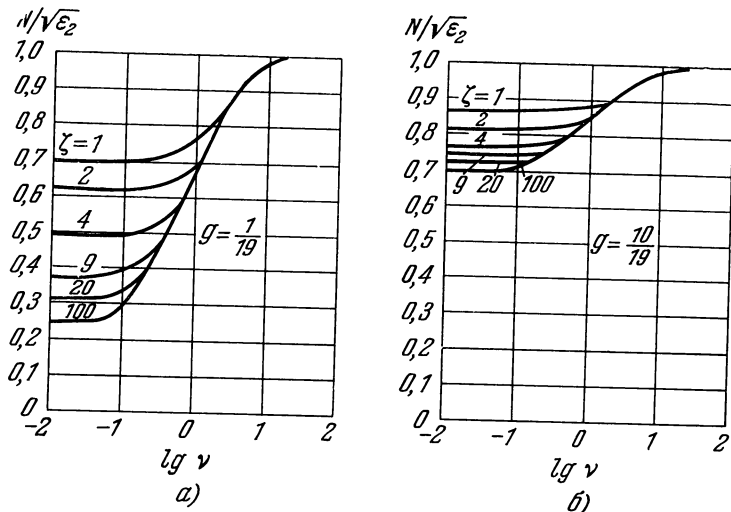


Рис. 3.15. Дисперсионные характеристики двухпроводной линии.

p_2 пропорциональны мощностям, распространяющимся в средах 1 и 2 соответственно:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \frac{1}{2} \frac{\cos^2 k_2 a}{\operatorname{ch}^2 k_1 a \zeta} \left(a \zeta + \frac{1}{2k_1} \operatorname{sh} 2k_1 a \zeta \right), \\ p_2 &= \frac{1}{2} \left(a + \frac{1}{2k_2} \operatorname{sh} 2k_2 a \right). \end{aligned} \right\} \quad (3.53)$$

При $v \ll 1$

$$a \ll \lambda_m / 2\pi \sqrt{\epsilon_2}. \quad (3.54)$$

Это означает, что ширина электрооптической среды 2 значительно меньше половины длины волны в среде, т. е.

поле практически постоянно в поперечном сечении диэлектрика 2. В этом случае

$$p_1 \rightarrow a\zeta = d - a; \quad p_2 \rightarrow a. \quad (3.55)$$

Синхронизм при коллинеарной геометрии имеет место при $N = n$, где n — показатель преломления для света. Для кристалла KDP $n = 1,5$ и $N/\sqrt{\epsilon_2} = 0,34$. Это соответствует $\zeta = 20$ (рис. 3.15), т. е. большая часть энергии сосредоточена вне кристалла ($p_1/p_2 = 20$).

На высоких частотах, где $v \gg 1$, величина $N/\sqrt{\epsilon_2} \rightarrow 1$ для любого ζ . Ширина электрооптической среды при этом значительно больше $\lambda_m/2\pi\sqrt{\epsilon_2}$ и основная часть энергии сосредоточена в электрооптической среде ($p_1 \rightarrow 0$, $p_2 \rightarrow a/2$). Однако распределение СВЧ-поля неоднородно по сечению светового луча. Поэтому при создании широкополосных модуляторов предпочтительна конструкция с $v \ll 1$.

Выясним зависимость качества модулятора на бегущей волне от его параметров. Фазовая задержка Γ с учетом затухания модулирующей волны равна

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 r}{\lambda} \int_0^l E_0 e^{-\alpha z} dz = \frac{2\pi n^3 r}{\lambda} \frac{E_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha l}), \quad (3.56)$$

где α — коэффициент затухания СВЧ-волны на единицу длины. Этот коэффициент может быть определен следующим образом:

$$\alpha = P_k/2P, \quad (3.57)$$

где P_k — мощность, теряемая в кристалле на единицу длины; P — поток мощности в линии.

Для $v \gg 1$ выражение (3.56) справедливо для достаточно тонкого луча света, распространяющегося вблизи оси кристалла. Коэффициент затухания связан с потерями следующими соотношениями:

$$\alpha = \frac{\Omega \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta}{2c} \frac{a}{d} \quad \text{при } v \ll 1 \quad (3.58)$$

и

$$\alpha = \frac{\Omega \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta}{2c} \quad \text{при } v \gg 1. \quad (3.59)$$

Мощность P , необходимая для создания фазовой задержки Γ , определяется выражением

$$P = \frac{cNt(p_1 + p_2)\lambda^2\Gamma\alpha^2}{16\pi^3(n^3r)^2(1 - e^{-\alpha l})^2}. \quad (3.60)$$

Рассмотрим два предельных случая: $\alpha l \ll 1$, и $\alpha l \gg 1$

1. Пусть выполняется условие $\alpha l \ll 1$. В этом случае энергия поглощается в основном в нагрузке и выражение для мощности (3.60) приобретает вид:

для $\nu \ll 1$

$$P = \frac{cNtd\lambda^2\Gamma^2}{16\pi^3(n^3r)^2l^2}, \quad (3.61a)$$

и для $\nu \gg 1$

$$P = \frac{c\sqrt{\varepsilon_2}at\lambda^2\Gamma^2}{32\pi^3(n^3r)^2l^2}. \quad (3.61b)$$

Таким образом, при малой длине электрооптического кристалла мощность, необходимая для модуляции, пропорциональна l^{-2} . Качество модулятора растет пропорционально l^2 и в случае $\nu \ll 1$ не зависит от ширины кристалла a .

2. Пусть выполняется условие $\alpha l \gg 1$. В этом случае энергия поглощается в основном в кристалле и модулирующая мощность равна:

для $\nu \ll 1$

$$P = \frac{\Omega^2\lambda^2N\varepsilon_2\Gamma^2a^2t\operatorname{tg}^2\delta}{64\pi^3(n^3r)^2cd}, \quad (3.62a)$$

и для $\nu \gg 1$

$$P = \frac{\Omega^2\lambda^2N\varepsilon_2\Gamma^2at\operatorname{tg}^2\delta}{128\pi^3(n^3r)^2c}. \quad (3.62b)$$

Мощность в этом случае не зависит от длины кристалла, т. е. увеличивать длину кристалла выше $l_{\text{опт}} = 1/\alpha$ нет смысла.

При отклонении от синхронизма, как уже указывалось, эффективная напряженность поля уменьшается в $(\sin u/u)^{-1}$ раз. Это также сужает полосу модулятора. Так, при

использовании кристалла KDP шириной 2 мм для рассмотренного ранее примера ($\xi = 20$ и $N/\sqrt{\epsilon_2} = 0,34$) уменьшение $\sin u/u$ до 0,9 ограничивает полосу до 3 ГГц ($-\infty < \ln v < -0,55$). Увеличение полосы частот до 9 ГГц требует уменьшения ширины электрооптического кристалла в 3 раза.

Широкополосный модулятор с полосой до 1 ГГц осуществлен Питерсом [25]. Модулятор Питерса представляет собой двухпроводную линию с кристаллом ADP

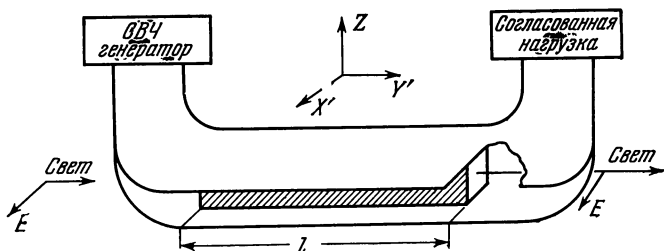


Рис. 3.16. Фазовый модулятор бегущей волны.

(рис. 3.16). Роль диэлектрической среды l играет воздух. Ширина электрооптической среды a выбрана так, чтобы выполнялось неравенство $v \ll 1$. Ширина линии определяется из условия синхронизма, а высота — требуемым волновым сопротивлением (50 ом). Свет, поляризованный вдоль одной из наведенных осей OX' , распространяется вдоль OY' (фазовая модуляция). Модулятор составлен из набора стержней из ADP, имеющих размеры: $t = 4,3$ мм, $a = 2$ мм, $l = 56$ мм. Общая длина модулятора около 40 см, что дает выигрыш по напряжению примерно в 90 раз. Величина at/l была близка к минимальной (см. (3.15)). Указанная система предъявляет жесткие требования к юстировке кристаллических стержней и требует обеспечения оптического контакта на их границах. Источником света служил рубиновый лазер с длиной волны $\lambda = 0,69$ мк. Фазовая модуляция была осуществлена на частотах 30 МГц и 1 ГГц. При $f_m = 30$ МГц коэффициент модуляции порядка единицы был получен при напряжении на кристалле 24 в. Оптические потери в этой системе составляли около 6 дБ, что связано в основном с юстировкой кри-

сталла и качеством оптического контакта между отдельными стержнями.

На основе фазового модулятора Питерсом [26] создан амплитудный модулятор на кристалле КДР с полосой порядка 1 Гц. Схема модулятора дана на рис. 3.17. Модулирующее электрическое поле приложено вдоль оси [001]. Падающий свет поляризован под углом 45° к [001]. Для того чтобы скомпенсировать естественное двулучепреломление, использовались два идентичных кристалла,

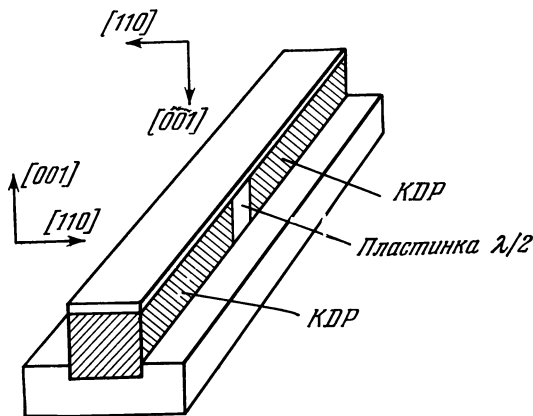


Рис. 3.17. Амплитудный модулятор бегущей волны.

повернутых друг относительно друга на 180° . Между кристаллами помещалась полуволновая пластинка, что дало возможность осуществлять модуляцию на двух кристаллах без поворота направления электрического поля. Полная разность фаз в этом случае равна

$$\Gamma = \frac{\pi n_o^3 r_{63}}{\lambda} U_0 \frac{l}{d},$$

где l — длина всего модулятора.

В осуществленной конструкции размеры кристаллов составляли $2,5 \times 2,5 \times 50$ мм³. Полная длина модулятора, состоящего из набора идентичных кристаллов,

равнялась примерно 40 см при апертуре 2,5 мм. Глубина модуляции порядка 100% достигнута при напряжении в 50 в, т. е. $q = 5 \cdot 10^{-2} \text{ рад}^2/\text{вт}$. Для уменьшения температурного градиента вдоль кристалла одна из пластинок передающей линии была выполнена в виде массивного медного блока.

В модуляторах бегущей волны необходимо учитывать затухание СВЧ-волны. В работе [30] предложена конструкция, которая позволяет устранить затухание. Модулятор состоит из двух связанных волноводов, в одном из которых помещен электрооптический кристалл. Между волноводами вдоль направления распространения СВЧ-волны имеется изменяющаяся с расстоянием связь. Экспериментально такая система осуществлена в работе [47], где исследовалась модуляция света частотой 36,6 Гц. Потери СВЧ-мощности на этой частоте весьма велики (коэффициент затухания по мощности равен $1,74 \text{ см}^{-1}$), поэтому при длине кристалла 3,36 см СВЧ-мощность поступала в резонатор через окна связи, расположенные по всей длине модулятора. Качество полученного модулятора составило $q = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}$.

§ 3.5. Неколлинеарные модуляторы света

Согласование скоростей света v_r и СВЧ-волны v_m возможно как за счет ускорения модулирующей волны, так и за счет замедления света [2, 31, 43]. В неколлинеарных модуляторах уменьшение скорости v_r достигается при зигзагообразном распространении света по отношению к оси волноводной структуры, так что угол между волновыми векторами света и СВЧ равен γ (см. рис. 3.11). Условие синхронизма для широкополосной системы в этом случае имеет вид

$$n = N \cos \gamma, \quad (3.63)$$

где N — эффективный показатель преломления для передающей линии.

Основываясь на дисперсионных характеристиках, приведенных на рис. 3.15, можно сделать заключение, что модулятор с неколлинеарной геометрией более широкополосен, чем система, в которой свет и СВЧ-волна рас-

пространяются в одном и том же направлении. Если для кристалла KDP при коллинеарной геометрии $\xi = 20$, то в модуляторах с зигзагообразным распространением света при соответствующем подборе угла γ величина ξ может быть выбрана значительно меньше 20 [2].

При неколлинеарной геометрии возможна полоса до 10 ГГц при подборе ϵ_1 согласующей среды примерно равной ϵ_2 .

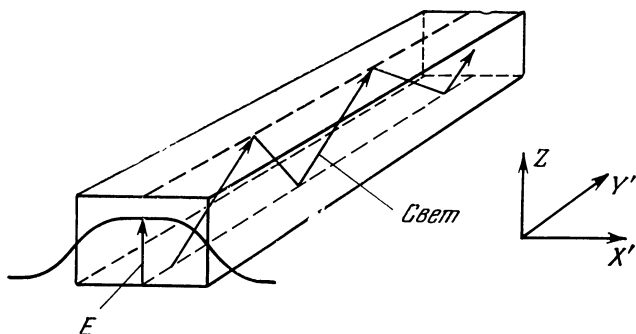


Рис. 3.18. Схема неколлинеарного модулятора света.

Анализ модуляторов с неколлинеарной геометрией наиболее полно проведен в работе [31]. В этой работе рассчитаны оптимальные параметры модуляторов на кристаллах CuCl и KDP. Типичная схема подобного модулятора дана на рис. 3.18. Свет распространяется в плоскости $Y'OZ$ под углом γ к OY' , отражаясь от зеркал, расположенных в плоскостях, параллельных $Y'OX'$. Сигнал СВЧ в виде волны типа ТЕМ распространяется вдоль оси OY' . Электрический вектор модулирующего поля может лежать как в плоскости падения света (рис. 3.18), так и в перпендикулярной к ней плоскости.

На рис. 3.19 дана проекция эллипсоида показателей преломления на плоскость падения. Видно, что компонента света, поляризованная перпендикулярно плоскости падения, распространяется со скоростью

$$v_{\perp} = c/n_{\perp},$$

где $n_{\perp} = n_{x'}$. Компоненте света, поляризованной параллельно плоскости падения, соответствует скорость

$$v_{\parallel} = c/n_{\parallel},$$

где

$$n_{\parallel} = \frac{1}{(\sin^2 \gamma / n_{y'}^2 + \cos^2 \gamma / n_z^2)^{1/2}},$$

$n_{x'}$, $n_{y'}$, n_z — показатели преломления света по главным осям эллипсоида.

Ограничение на монохроматичность источника света, связанное с естественным двулучепреломлением, в дан-

ном случае такого же порядка, как и при коллинеарной геометрии. Величина разности фаз, связанная с естественным двулучепреломлением, зависит также от непараллельности луча, т. е. разброса в значениях угла γ . Влиянием этого фактора можно пренебречь, если

$$2\pi \Delta n l \Delta \gamma \sin \gamma / \lambda < 1,$$

т. е.

$$\Delta \gamma < \lambda / 2\pi \Delta n l \sin \gamma. \quad (3.64)$$

При типичных условиях: $\Delta n = 0,04$; $l = 4$ см; $\gamma = 19^\circ$; $\lambda = 0,6$ мк величина $\Delta \gamma$ должна быть меньше $3,2 \cdot 10^{-5}$ рад. Разброс в γ нарушает также условие синхронизма, что

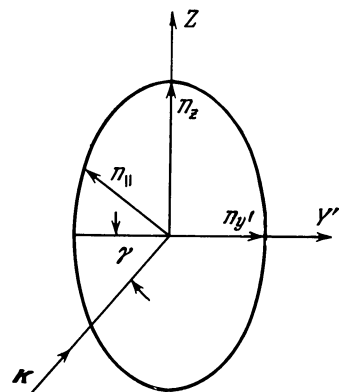


Рис. 3.19. Проекция оптической индикатрисы на плоскость падения.

приводит к снижению качества модулятора.

При работе модулятора с неколлинеарной геометрией необходимо обеспечить постоянство фазы модулирующего сигнала по сечению светового луча. Поэтому проекция диаметра луча на ось волноводной структуры должна быть меньше половины длины СВЧ-волны. Это условие определяет граничную частоту модуляции

$$f_{гр} = c/D\sqrt{\epsilon} \sin \gamma, \quad (3.65)$$

где D — диаметр светового луча.

При создании неколлинеарных модуляторов большие трудности вызывают ввод и вывод света. Эффективным согласующим элементом является интерферометр Фабри — Перо, который, однако, вносит дополнительные ограничения на полосу частот модулятора.

На основе приведенных данных может быть сделан вывод о том, что неколлинеарные модуляторы с оптимальными параметрами обеспечивают широкополосную модуляцию при малой модулирующей мощности. При использовании CuCl отпадает также необходимость применения зеркал, так как угол $(\pi/2) - \gamma$, обеспечивающий синхронизм, больше угла полного внутреннего отражения.

Таким образом, зигзагообразное распространение света может быть осуществлено в хорошо отполированном кристалле за счет многократного полного внутреннего отражения.

Неколлинеарные модуляторы могут обеспечить согласование скоростей в широком диапазоне модулирующих частот. Однако значительные потери света, связанные с многократными отражениями, затрудняют практическое применение таких систем.

§ 3.6. Асинхронные модуляторы света

В данном параграфе будут рассмотрены системы, которые позволяют обеспечить длительное взаимодействие волн света и СВЧ, не требуя выполнения условия синхронизма [33—35, 3].

Оптимальная длина электрооптического кристалла, при которой еще существует накопление фазовой задержки, определяется выражением (3.43). Обычно в асинхронных модуляторах используется поле, однородное в направлении распространения света. Фазовая скорость в этом направлении равна бесконечности. Оптимальная длина кристалла равна расстоянию, которое свет проходит за половину периода СВЧ колебания, т. е.

$$l_{\text{опт}} = c/2f_m n; \quad f_m = \Omega/2\pi. \quad (3.66)$$

В этом случае в соответствии с (3.40) разность фаз Γ уменьшается в $\pi/2$ раз по сравнению с $\Gamma_{\text{синхр}}$.

Увеличение длины взаимодействия может быть получено при использовании системы N электрооптических кристаллов с общей длиной $L = Nl_{\text{опт}}$. При этом должны быть выполнены определенные фазовые соотношения: при прохождении каждого последующего кристалла волна света должна взаимодействовать с модулирующим полем той же фазы, что и при прохождении предыдущего.

Если модулирующее поле однородно вдоль направления распространения света (продольный эффект), то коррекция фазы достигается поворотом каждого последующего кристалла на 90° вокруг оптической оси по отношению к предыдущему.

Такая ориентация приводит к суммированию разностей фаз, создаваемых отдельными кристаллами. Полная разность фаз на длине L равна

$$\Gamma = \frac{n_o^3 r_{63} E_0 N l_{\text{опт}}}{\lambda}. \quad (3.67)$$

При заданной напряженности поля E_0 разность фаз Γ пропорциональна числу кристаллов N . При заданной модулирующей мощности P напряженность убывает как $1/\sqrt{N}$, а Γ растет как $\sqrt{N}$ [33, 3].

Ширина полосы асинхронного модулятора определяется двумя факторами: добротностью резонатора и изменением фазы ψ с частотой. В работе [34] показано, что основное ограничение на ширину полосы накладывает добротность системы. Так, например, при 20 кристаллах ширина полосы, обусловленная зависимостью ψ от частоты, составляет 2%. Ширина полосы резонатора СВЧ обычно менее 1%.

Экспериментально асинхронный модулятор осуществлен на частоте 16 ГГц [34]. В качестве электрооптической среды использовались кристаллы ADP, KDP, DKDP и сфалерит ZnS.

Кристаллы KDP прямоугольной формы, помещенные в специальный держатель, резонировали на собственном электрическом типе колебаний E_{110} . На частоте 16 ГГц добротность кристалла $Q_k = 1/\text{tg}\delta \simeq 50$, $\epsilon = 22$. При пиковой мощности около 400 Вт для модулятора, состоящего

из двух кристаллов ($\psi = 1,06\pi$), разность фаз Γ равнялась $\sim 15^\circ$, что соответствует качеству $q \simeq 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}$.

Асинхронный модулятор с однородным полем (тип колебаний E_{100}) на частоте $f_m = 2926 \text{ МГц}$ с кристаллом KDP исследован в [33]. Модулятор состоял из двух кристаллов каждый длиной $l_{\text{опт}} = 3,43 \text{ см}$. При мощности $7,5 \text{ вт}$ глубина модуляции для одного кристалла составляла 21%, для двух — 30%; $q_1 = 5,9 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}$; $q_2 = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ рад}^2/\text{вт}$.

Исследованию асинхронного модулятора на частоте $f_m = 9360 \text{ МГц}$ посвящена работа [3]. Использован прямоугольный резонатор, частично заполненный кристаллами ADP или KDP, в котором возбуждалось колебание типа E_{110} . Модуляция света осуществлялась за счет продольного электрооптического эффекта в кристалле, длина которого в соответствии с (3.66) была равна 10 мм , а поперечное сечение представляло квадрат с размерами $3 \times 3 \text{ мм}^2$. Для настройки на частоту модуляции одна из стенок резонатора была сделана подвижной. Общий вид резонатора с электрооптическим кристаллом дан на рис. 3.20.

При модулирующей мощности 9 вт в импульсе пиковое значение Γ для модулятора с кристаллом ADP составляло 0,12, что соответствовало качеству системы $q = 1,4 \times 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}$.

Зависимость m от мощности сигнала P для модулятора с кристаллом KDP представлена на рис. 3.21. При $P = 32 \text{ вт}$ глубина модуляции $m = 44\%$, при $P = 5 \text{ вт}$ $m = 20\%$. Качество модулятора составляет $q = 7,25 \times 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}$. Отношение d^2/l для этого модулятора не является оптимальным.

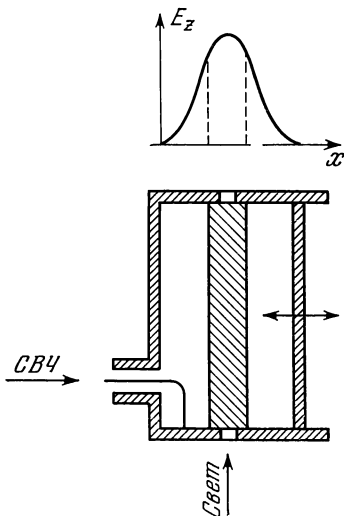


Рис. 3.20. Асинхронный модулятор.

Эффективность модулятора была увеличена за счет двукратного прохождения света через кристалл. Качество возросло при этом в 3,7 раза.

Зависимость величины наблюдаемого сигнала от положения подвижного зеркала представлена на рис. 3.22.

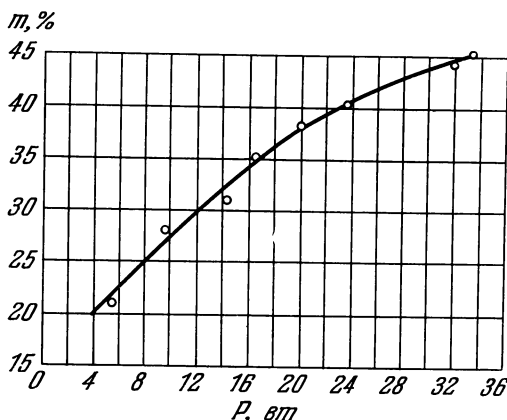


Рис. 3.21. Зависимость m от модулирующей мощности при частоте 9360 МГц.

Расстояние между положениями подвижного зеркала, соответствующими максимальной и минимальной интенсивности света на выходе, равно четверти длины волны модулирующего сигнала.

Увеличение глубины модуляции при заданном уровне модулирующей мощности может быть получено при прохождении света через последовательность резонаторов, возбуждаемых СВЧ-полем соответствующей фазы. Длина каждого кристалла должна составлять $l_{\text{опт}}$. В работе [3] был исследован модулятор, состоящий из двух идентичных резонаторов с кристаллами ADP (рис. 3.23). Оба резонатора возбуждались от одного генератора. При помощи фазовращателя осуществлялось изменение фазы СВЧ колебаний в одном из резонаторов. Для получения накапливающегося эффекта свет при прохождении резонатора 2 взаимодействовал с модулирующим полем той же фазы,

что и при прохождении резонатора 1. Увеличение Γ составило 1,75. Изменение фазы СВЧ-поля на π от оптимальной приводило к вычитанию разностей фаз и уменьшению глубины модуляции до нуля.

Эффект накопления разности фаз был получен также при прохождении света через прямоугольный резонатор

с двумя кристаллами KDP. Кристаллы были ориентированы таким образом, что их оптические оси совпадали, а индуцированные оси одного из кристаллов составляли угол 90° с соответствующими индуцированными осями второго. В резонаторе возбуждались колебания типа E_{110} . Длина каждого кристалла выбиралась равной $l_{\text{опт}}$. Качество оптического модулятора с двумя кристаллами составляло $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ рад}^2/\text{см}$. Таким образом, качество исследуемой системы выше качества системы с одним кристаллом в 1,8 раза.

В работе [36] предложена схема модулятора с несколько иным методом компенсации различия между скоростями света и СВЧ-волны, что дает возможность осуществить их длительное взаимодействие. В качестве электрооптической среды выбраны кубические кристаллы класса 23 — трен-хлорид N ($\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_3\text{Cl}^-$)₂ и трен-бромид N ($\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_3\text{Br}^-$)₂, обладающие оптической активностью. Ряд кристаллов помещен в круглый волновод, в котором распространяется циркулярно-поляризованная TE_{11} -волна. Ось третьего порядка кристаллов направлена по оси волновода. Вдоль нее распространяется свет так, что имеет место двойной поперечный эффект Погкельса. При вращении

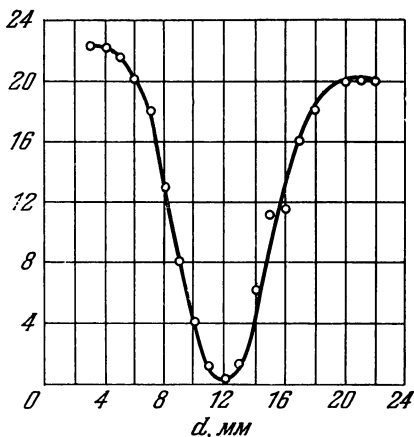


Рис. 3.22. Зависимость интенсивности модулированного света в условных единицах от положения подвижного зеркала.

поля СВЧ-волны на угол ϕ вращаются и индуцированные в электрооптической среде оси на угол $-\phi/2$. Накапливающееся взаимодействие между светом и СВЧ-волной будет лишь в том случае, если индуцированные оси будут неподвижны относительно направления поляризации света на всем пути его распространения вдоль волноводной структуры. Эта неподвижность достигается, во-первых, за

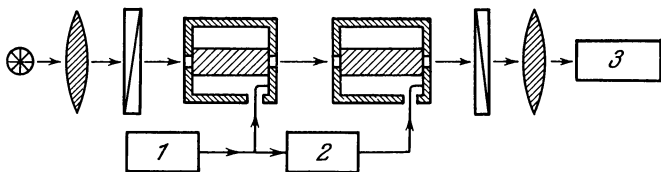


Рис. 3.23. Схема двухрезонаторного модулятора с фазовой коррекцией.

1 — генератор СВЧ-сигнала; 2 — фазовращатель; 3 — фотоприемник.

счет оптической активности и, во-вторых, за счет дополнительного поворота кристаллов.

Такой модулятор осуществлен экспериментально [36]. Использовано 20 кристаллов диаметром 0,5 см. Для поддержания постоянства групповой скорости в широком диапазоне частот (от 7,5 до 12 ГГц) кристаллы окружены диэлектрическими дисками с чередующимися диэлектрическими постоянными ($\epsilon_1 = 1,8$ и $\epsilon_2 = 1,12$). Получена глубина модуляции в 40% при пиковой мощности 200 кВт. Большая часть этой мощности сосредоточена в дисках, имеющих значительно меньшую диэлектрическую постоянную, чем электрооптическая среда.

В работе [28] предложен электрооптический модулятор с прерывистым взаимодействием. Волны света и СВЧ идут по разным путям и взаимодействуют лишь в дискретных областях, где помещен электрооптический кристалл. Накапливающееся взаимодействие будет иметь место, если в каждой области взаимодействия свет будет встречать СВЧ-волну с одной и той же фазой.

Экспериментально модулятор с прерывистым взаимодействием волн света и СВЧ (рис. 3.24) осуществлен в

работе [48]. Частота модуляции составляла 9470 Мгц. Кристалл ADP диаметром 0,3 см имел длину 4,6 см. Качество этого модулятора оказалось равным $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}^2/\text{вт}$.

Майерсом [32] предложена схема модулятора, в которой отпадает необходимость в волноводной структуре. Модулятор состоит из двух призм (KDP или ZnS), ориентированных таким образом, что при наложении поля вдоль OZ система представляет собой призму Волластона (рис. 3.25). При пересечении светом границы между призмами наведенные оси OX' и OY' меняются местами. В системе координат, приведенной на рис. 3.25, имеем

$$\left. \begin{aligned} n_x &= n_o \pm \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E, \\ n_y &= n_o \mp \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E, \\ n_z &= n_o. \end{aligned} \right\} \quad (3.68)$$

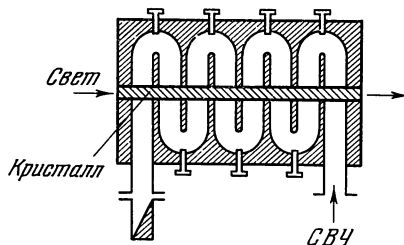


Рис. 3.24. Модулятор с прерывистым взаимодействием волн света и СВЧ.

Верхний знак соответствует случаю $z > x \operatorname{tg} \gamma$, нижний — $z < x \operatorname{tg} \gamma$.

Если свет поляризован в направлении [100] и распространяется вдоль [001], разность фаз равна

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) l = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{41} (h - x \operatorname{tg} \gamma). \quad (3.69)$$

Пусть СВЧ-волна бежит вдоль OX:

$$E = E_0 \sin (\Omega t - k_{\text{м}} x).$$

Если свет входит в призму в момент времени t_0 , то за время $t - t_0$ он пройдет путь

$$z = c (t - t_0) / n.$$

Полная разность фаз между ортогонально поляризованными компонентами света на пути h может быть определена

следующим образом:

$$\Gamma(x, t) = \int_0^{x \operatorname{tg} \gamma} \frac{2\pi r_{41} n_o^3 E_0}{\lambda} \sin(\Omega t - k_M z) dz - \\ - \int_{x \operatorname{tg} \gamma}^h \frac{2\pi r_{41} n_o^3 E_0}{\lambda} \sin(\Omega t - k_M z) dz. \quad (3.70)$$

Потребуем выполнения следующих условий:

$$\Omega n_o h / c = \pi, \quad \Omega n_o \operatorname{tg} \gamma / c = k_M. \quad (3.71)$$

Выполнение первого условия означает, что свет проходит оба кристалла за половину периода модулирующего

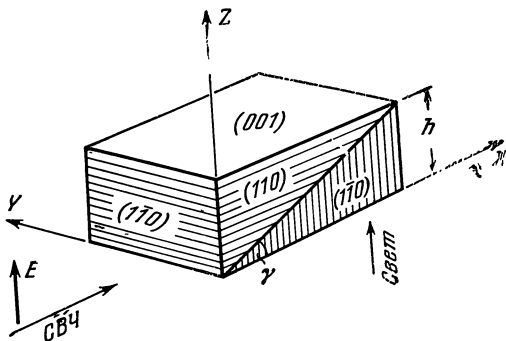


Рис. 3.25. Модулятор с призмой Волластона.

напряжения. Для данной частоты модуляции тем самым задается h . Второе условие требует согласования диагональных составляющих скоростей света и СВЧ-волны. При выполнении соотношений (3.71) выражение для Γ не зависит от x , т. е. от размеров апертуры, и может быть записано в виде

$$\Gamma = 4\pi r_{41} n_o^3 E_0 \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\lambda k_M} \cos \Omega t = \frac{4r_{41} n_o^3 E_0 h}{\lambda} \cos \Omega t. \quad (3.72)$$

Рассмотренная призма является лишь одним элементом более сложной структуры. Располагая такие элементы один за другим в направлениях OX и OZ , можно получить

модулятор бегущей волны с большой апертурой и значительной длиной взаимодействия.

Асинхронные модуляторы позволяют относительно простыми способами увеличивать длину взаимодействия волн света и СВЧ. Это преимущество проявляется особенно сильно при использовании однородного поля.

§ 3.7. Модуляторы с многократным прохождением света через кристалл

В электрооптических модуляторах потери модулирующей мощности не зависят от интенсивности света. Поэтому возможно увеличение глубины модуляции за счет многократного прохождения света через один и тот же модулирующий кристалл. В ряде работ [23, 3] используется, например, двукратное прохождение света через модулятор.

Одной из интересных конструкций, обеспечивающих такой выигрыш, является интерферометр Майкельсона с электрооптическими кристаллами в обоих плечах [37—39, 46]. Как известно, интенсивность света на выходе интерферометра Майкельсона зависит от оптической разности путей между двумя лучами

$$I = I_0 \cos^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} (l_2 n_2 - l_1 n_1) \right], \quad (3.73)$$

где l_1 и l_2 — длины плеч, а n_1 и n_2 — показатели преломления среды в каждом из плеч интерферометра.

К электрооптическим кристаллам, помещенным в оба плеча интерферометра, прикладываются напряжения таким образом, чтобы фазовые задержки света имели разные знаки. В этом случае при $l_1 \approx l_2 = l$ интенсивность света на выходе интерферометра меняется от I_0 до нуля при изменении показателя преломления в каждом плече на величину

$$\Delta n = \lambda/8l. \quad (3.74)$$

Выражение (3.73) показывает, что наибольшая эффективность модулятора достигается при условии:

$$l_2 n_2 - l_1 n_1 = \frac{\lambda}{8} + k \frac{\lambda}{2}, \quad (3.75)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Выбор такой оптимальной рабочей точки может быть осуществлен небольшим изменением длины одного из плеч интерферометра. При выполнении условия (3.75) для модулятора на кристалле KDP, к которому приложен сигнал $U_0 \sin \Omega t$, (3.73) примет вид

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[1 - \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{l}{d} U_0 \sin \Omega t \right) \right], \quad (3.76)$$

где d — толщина кристалла в направлении электрического поля. Полуволновое напряжение в этом случае равно

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{n_o^3 r_{63}} \frac{d}{2l}. \quad (3.77)$$

При $U_0 = 0,35 U_{\lambda/2}$ глубина модуляции достигает 85 % при искажениях сигнала не более 5 %.

Создание модулятора света на основе интерферометра Майкельсона связано со значительными трудностями, так как точность установки зеркал и качество обработки поверхностей кристаллов должны быть весьма высокими. Так, угловая ошибка в установке зеркал $\Delta\phi$ должна быть много меньше $\lambda/4D$, где D — диаметр луча света. При $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ и $D = 2 \text{ мм}$ ошибка в установке зеркала $\Delta\phi \ll 15''$.

Для уменьшения роли тепловых уходов необходима высокая степень идентичности кристаллов, устанавливаемых в плечах интерферометра. В работе [37] использовались кристаллы KDP с $l_1 - l_2 \leq 0,05 \text{ мм}$ и $2l/d = 16,5$. При подаче на модулятор переменного напряжения с амплитудой 150 в осуществлялась модуляция света с $m = 38 \div 42\%$ на ряде дискретных частот от 1 до 100 Мгц. Предельная частота ограничивалась собственной емкостью модулятора, составляющей около 30 пф. Модулирующее напряжение удалось снизить в 2 раза при замене KDP на кристалл ADP, вырезанный под углом 45° к оси OZ [39, 49, 50].

В интерферометре Майкельсона свет проходит через каждый электрооптический кристалл 2 раза. Значительно больший выигрыш по модулирующему напряжению можно получить, используя для модуляции света интерферометр Фабри — Перо, заполненный электрооптической средой [40—42].

Интенсивность света на выходе интерферометра Фабри—Перо следующим образом зависит от его параметров:

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \varphi}, \quad (3.78)$$

где R — коэффициент отражения зеркал по интенсивности, φ — фазовый сдвиг при однократном прохождении света

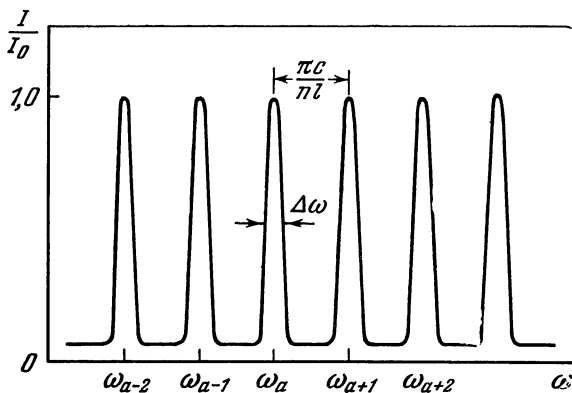


Рис. 3.26. Частотная характеристика интерферометра Фабри — Перо.

от одного зеркала до другого. При нормальном падении света φ равно

$$\varphi = \omega n l / c, \quad (3.79)$$

где l — длина интерферометра, n — показатель преломления среды. Изменение оптической длины резонатора приводит к модуляции проходящего через интерферометр света. Электрическое управление оптической длиной интерферометра осуществляется при изменении n за счет электрооптического эффекта.

Относительная интенсивность света на выходе интерферометра в зависимости от частоты представлена на рис. 3.26. Максимальное значение интенсивности получается

на частотах

$$\omega_a = \pi a / nl. \quad (3.80)$$

где a — целое число. При этом $\varphi = a\pi$. Разность частот между соседними пиками равна

$$\Delta = \pi c / nl. \quad (3.81)$$

Наложение на кристалл KDP модулирующего поля $U = U_0 \cos \Omega t$ приводит к изменению фазовой задержки во времени (свет поляризован вдоль OX'):

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \cos \Omega t.$$

Значительная глубина модуляции света может быть получена уже при $\delta \ll 1$. В этом случае выражение (3.78) принимает вид

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \left(\frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \right)^2 \cos^2 \Omega t}. \quad (3.82)$$

Из выражения (3.82) может быть определена эффективность модулятора с интерферометром Фабри — Перо. При малой глубине модуляции, когда

$$\frac{4R}{(1-R)^2} \left(\frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \right)^2 \ll 1, \quad (3.83)$$

выходящий свет модулирован частотой 2Ω , причем эффективность модулятора равна

$$\eta = \frac{4R}{(1-R)^2} \left(\frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \right)^2. \quad (3.84)$$

Таким образом, модулятор с интерферометром Фабри — Перо имеет эффективность при малых глубинах модуляции в $4R/(1-R)^2$ раз большую, чем эффективность модулятора без интерферометра. При использовании зеркал с высоким коэффициентом отражения этот выигрыш может быть достаточно большим.

Для получения модуляции с частотой Ω необходимо так изменить длину резонатора Фабри — Перо, чтобы частота света соответствовала линейному участку характеристики рис. 3.26. Оптимальная настройка интерферометра соответствует фазовому сдвигу φ_0 , зависящему от

коэффициента отражения зеркал:

$$\varphi_0 = \frac{1-R}{2\sqrt{3R}}. \quad (3.85)$$

В этом случае

$$I = \frac{I_0}{\frac{4}{3} + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{R}}{1-R} \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \cos \Omega t}. \quad (3.86)$$

Для малых глубин модуляции интенсивность света на выходе модулятора может быть записана в виде

$$I = \frac{3}{4} I_0 - \frac{\pi \sqrt{3R} I_0}{2(1-R)\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \cos \Omega t. \quad (3.87)$$

Эффективность модулятора с интерферометром равна

$$\eta = \frac{\sqrt{3R}}{2(1-R)} \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0. \quad (3.88)$$

Выигрыш в эффективности по сравнению с модулятором без интерферометра (1.27) при одинаковых амплитудах переменного напряжения U_0 определяется коэффициентом отражения зеркал интерферометра и равен $\sqrt{3R}/2(1-R)$.

Выигрыш по эффективности модуляции сопровождается уменьшением полосы модулирующих частот из-за резонансных свойств интерферометра Фабри — Перо. Полоса интерферометра определяется его длиной и качеством зеркал:

$$\Delta\omega \approx c(1-R)/nl\sqrt{R}. \quad (3.89)$$

Для интерферометра длиной в 1 см и $R = 0,9$ полоса составляет 300 Мгц. Если модуляция света осуществляется в основной полосе интерферометра, то наивысшая частота модуляции ограничивается полосой интерферометра:

$$\Omega_{\text{макс}} \approx \Delta\omega/2. \quad (3.90)$$

Если частота модуляции кратна $\pi c/nl$, а скорость света в кристалле равна фазовой скорости СВЧ-волны, то возможна модуляция в боковых полосах интерферометра Фабри — Перо.

Выражение (3.78) выведено в предположении, что свет идеально коллимирован. На практике приходится иметь дело с расходящимися пучками. В этом случае разность фаз между лучами, падающими на интерферометр под углом θ , равна

$$\varphi = \frac{\omega n l}{c} \cos \theta. \quad (3.91)$$

Интенсивность центрального максимума уменьшается в 2 раза при

$$\theta = \theta_1 = c (1 - R) / \omega n l \sqrt{R}$$

по сравнению со случаем $\theta = 0$. Таким образом, из реального пучка света используется для модуляции лишь та часть, для которой $\theta \leq \theta_1$.

Модулятор света с использованием интерферометра Фабри — Перо очень чувствителен к уходом температуры, изменяющим оптическую длину кристалла. Так, у кристалла длиной в 1 см температура должна поддерживаться с точностью в $0,1^\circ \text{C}$.

В работе [42] описан модулятор, работающий на частоте в 1 Гц в основной полосе интерферометра Фабри — Перо. Модуляция света осуществлялась на кристалле KDP, имеющем длину 0,5 мм. Пространство между кристаллом и зеркалами было заполнено иммерсионной жидкостью для уменьшения отражений на границе кристалла. Коэффициент отражения зеркал составлял 98,4% на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. При эффективном напряжении 88 в была получена глубина модуляции в 50%. Если использовать всю полосу этого модулятора (порядка 1 Гц), то мощность модулирующего сигнала составит около 1 квт.

Интерферометр Фабри — Перо, использующий пьезооптические свойства кристалла ADP, описан в работе [51]. Модулирующее напряжение, необходимое для получения 50% глубины модуляции, составляло около 2 в.

ГЛАВА 4

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА НА ОСНОВЕ КВАДРАТИЧНОГО ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

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

Наибольшим квадратичным эффектом обладают кристаллы группы перовскитов ABO_3 и жидкости — нитробензол и сероуглерод.

§ 4.1. Основы теории квадратичного электрооптического эффекта

Квадратичный электрооптический эффект наблюдается в той или иной степени во всех веществах.

Уравнение оптической индикатрисы при приложении к электрооптической среде поля с точностью до членов второго порядка малости может быть записано в виде [1]

$$\sum_{ijkl} \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l \right) x_i x_j = 1, \quad (4.1)$$

где индексы i, j, k, l пробегает значения от 1 до 3;

$$n_{i,j} = 0 \text{ при } i \neq j.$$

Член $r_{ijk} E_k$ характеризует рассмотренный выше линейный электрооптический эффект, член $R_{ijkl} E_k E_l$ — квадратичный эффект. Электрооптические коэффициенты R_{ijkl}

являются компонентами тензора четвертого ранга, симметричными как по паре индексов i и j , так и по паре l и k , т. е. $R_{ijkl} = R_{jilk}$. Поэтому они могут быть охарактеризованы двумя индексами m и n , пробегающими значения от 1 до 6.

При практически достижимых электрических полях имеет место следующее соотношение:

$$1 \gg r_{ijk}E_k \gg R_{ijkl}E_kE_l, \quad (4.2)$$

т. е. квадратичный эффект дает малые (по сравнению с линейным) изменения коэффициентов оптической индикатрисы. Однако в кристаллах centrosymmetricheskikh классов и в изотропных телах, в частности в жидкостях, 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:

$$g_{ijkl} = \frac{\partial a_{ij}}{\partial \mathcal{P}_k \partial \mathcal{P}_l}, \quad (4.3)$$

где a_{ij} — коэффициенты оптической индикатрисы, $\mathcal{P}_l$, $\mathcal{P}_k$ — компоненты вектора поляризации среды. Тензор $[g_{ijkl}]$ слабо зависит от температуры вещества и длины волны света.

Уравнение оптической индикатрисы (4.1) принимает вид

$$\sum_{ijkl} \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ijk}E_k + g_{ijkl}\mathcal{P}_k\mathcal{P}_l \right) x_i x_j = 1. \quad (4.4)$$

Квадратичный электрооптический эффект, так же как и линейный эффект (см. § 1.2), может быть разделен на первичный (истинный) 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} [3—5]:

$$\begin{aligned} g_{11} = g_{22} = g_{33}; \quad g_{12} = g_{21} = g_{13} = g_{31} = g_{23} = g_{32}; \\ g_{44} = g_{55} = g_{66}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Уравнение оптической индикатрисы в этом случае имеет вид

$$a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 z^2 + 2a_4 yz + 2a_5 xz + 2a_6 xy = 1, \quad (4.6)$$

где коэффициенты a_n равны

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{n_0^2} + g_{11} \mathcal{P}_x^2 + g_{12} (\mathcal{P}_y^2 + \mathcal{P}_z^2), \\ a_2 &= \frac{1}{n_0^2} + g_{11} \mathcal{P}_y^2 + g_{12} (\mathcal{P}_x^2 + \mathcal{P}_z^2), \\ a_3 &= \frac{1}{n_0^2} + g_{11} \mathcal{P}_z^2 + g_{12} (\mathcal{P}_x^2 + \mathcal{P}_y^2), \\ a_4 &= g_{44} \mathcal{P}_z \mathcal{P}_y; \quad a_5 = g_{44} \mathcal{P}_x \mathcal{P}_z; \quad a_6 = g_{44} \mathcal{P}_y \mathcal{P}_x. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Если вектор поляризации $\mathcal{P}$ имеет лишь одну компоненту, отличную от нуля, например $\mathcal{P}_z = \mathcal{P}$, то уравнение (4.6) принимает вид

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + g_{12} \mathcal{P}^2 \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + g_{12} \mathcal{P}^2 \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + g_{11} \mathcal{P}^2 \right) z^2 = 1. \quad (4.8)$$

Таким образом, при наложении электрического поля вдоль оси OZ кубические кристаллы класса $m3m$ становятся одноосными с оптической осью, направленной вдоль OZ . Показатели преломления вдоль главных осей равны

$$\left. \begin{aligned} n_x &= n_y = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 g_{12} \mathcal{P}^2 \right), \\ n_z &= n_0 \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 g_{11} \mathcal{P}^2 \right). \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

При распространении света вдоль оптической оси возможна фазовая модуляция. Если свет, поляризованный под углом 45° к OZ , распространяется в плоскости XY , то имеет место амплитудная модуляция. Разность фаз Γ на длине кристалла l при этом равна

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0) l = \frac{\pi}{\lambda} (g_{11} - g_{12}) n_0^3 \mathcal{P}^2 l. \quad (4.10)$$

Случаи, когда поляризация $\mathcal{P}$ имеет только компоненту $\mathcal{P}_x$ или $\mathcal{P}_y$, аналогичны рассмотренному.

Амплитудная модуляция с использованием коэффициента g_{44} возможна, если вектор поляризации $\mathbf{P}$ направлен по [110]. В этом случае

$$\mathcal{P}_x = \mathcal{P}_y = \frac{\mathcal{P}}{\sqrt{2}}; \quad \mathcal{P}_z = 0. \quad (4.11)$$

Уравнение оптической индикатрисы (4.6) для света, распространяющегося вдоль [001], будет

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + (g_{11} + g_{12} + g_{44}) \frac{\mathcal{P}^2}{2} \right] (x^2 + y^2) + 2g_{44} \frac{\mathcal{P}^2}{2} xy = 1. \quad (4.12)$$

Переходя к новым осям OX' , OY' , повернутым на угол 45° вокруг оси OZ , получим уравнение в главных осях:

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + (g_{11} + g_{12} + g_{44}) \frac{\mathcal{P}^2}{2} \right] x'^2 + \left[\frac{1}{n_0^2} + (g_{11} + g_{12} - g_{44}) \frac{\mathcal{P}^2}{2} \right] y'^2 = 1. \quad (4.13)$$

Разность фаз компонент света, поляризованных по OX' и OY' , равна

$$\Gamma = \frac{\pi n_0^3}{\lambda} g_{44} \mathcal{P}^2 l. \quad (4.14)$$

Применение этих кристаллов для целей модуляции света будет рассмотрено в § 4.2.

Рассмотрим квадратичный электрооптический эффект в жидкостях. В отсутствие электрического поля жидкости представляют собой аморфную среду. 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 направления его поляризации. Разность фаз на пути l между компонентами света, поляризованными вдоль электрического поля и перпендикулярно полю,

будет

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) = 2\pi B l E^2, \quad (4.15)$$

где B — постоянная Керра.

Изменения коэффициентов преломления для света, поляризованного вдоль электрического поля и перпендикулярно к нему, связаны между собой соотношением Хавелока [7]:

$$-(n_e - n_o) = 2(n_o - n_0), \quad (4.16)$$

где n_0 — показатель преломления жидкости в отсутствие поля.

Таким образом, как для перовскитов, так и для жидкостей характерна квадратичная зависимость разности фаз

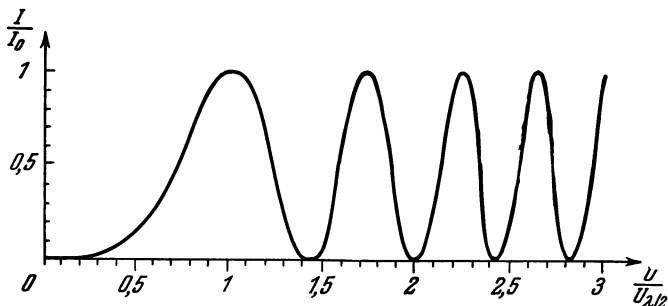


Рис. 4.1. Зависимость относительной интенсивности света от $U/U_{\lambda/2}$ при квадратичном электрооптическом эффекте.

от модулирующего напряжения U , приложенного к соответствующей электрооптической среде, т. е.

$$\Gamma \sim E^2 \sim U^2. \quad (4.17)$$

На рис. 4.1 дана зависимость относительной интенсивности света на выходе модулятора с «квадратичной» средой от $U/U_{\lambda/2}$:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} = I_0 \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{U}{U_{\lambda/2}} \right)^2 \right], \quad (4.18)$$

где $U_{\lambda/2}$ — напряжение, при котором $\Gamma = \pi$. Полуволновое напряжение уменьшается, если к модулятору приложить дополнительное постоянное поле E_+ . Чем больше поле E_+ , тем меньшее модулирующее напряжение требуется для получения данной глубины модуляции. Это постоянное поле нарушает центросимметричность кристалла. Для случая $(\mathcal{P}_+)_z = \mathcal{P}_+$ и $\mathcal{P}_z = \varepsilon E$ разность фаз Γ в предположении $\varepsilon E \ll \mathcal{P}_+$ имеет вид

$$\Gamma = \Gamma_+ + \Gamma_1 = \frac{\pi n_0^3}{\lambda} (g_{11} - g_{12}) \mathcal{P}_+^2 l + \\ + \frac{2\pi n_0^3}{\lambda} (g_{11} - g_{12}) \varepsilon \mathcal{P}_+ E l. \quad (4.19)$$

Разность фаз Γ_1 , обусловленная модулирующим сигналом, пропорциональна E , поэтому коэффициент $(g_{11} - g_{12})\varepsilon \mathcal{P}_+$ может быть назван эффективным линейным электрооптическим коэффициентом. Постоянная разность фаз, возникающая при наложении постоянного поля, обычно выбирается так, чтобы

$$\Gamma_+ = (2m + 1) \frac{\pi}{2}.$$

При модуляции света сигналом СВЧ необходимо учитывать изменение фазы поля за время прохождения светом модулятора. Разность фаз Γ в общем случае может быть записана в виде

$$\Gamma = A \int_0^l E^2(x) dx, \quad (4.20)$$

где A — постоянная величина, зависящая от свойств среды и длины волны света. Если поле однородно вдоль светового луча, то

$$E = E_+ + E_0 \sin \Omega t. \quad (4.21)$$

Интегрируя (4.20) при учете изменения фазы СВЧ-поля за время прохождения светом пути l , получим

$$\Gamma = A l \left[\left(E_+^2 + \frac{E_0^2}{2} \right) + 2E_+ E_0 \frac{\sin u}{u} \sin(\Omega t + u) - \right. \\ \left. - E_0^2 \frac{\sin 2u}{2u} \cos(2\Omega t + 2u) \right]. \quad (4.22)$$

В выражение (4.22) входят два параметра: u (см. (3.39) и (3.40)) и постоянное смещение E_+ , от выбора которых зависит эффективность модулятора. Так, в отсутствие постоянного смещения ($E_+ = 0$) оптимальная длина модулятора $l_{\text{опт}}$ равна:

$$l_{\text{опт}} = \pi c / 2n_0\Omega = c / 4f_m n_0, \quad (4.23)$$

т. е. в 2 раза меньше, чем для модулятора, работающего на линейном электрооптическом эффекте (см. § 3.6). При оптимальной длине разность фаз Γ равна

$$\Gamma = \Gamma_+ - \Gamma_0 \cos 2(\Omega t + u), \quad (4.24)$$

где

$$\Gamma_+ = \frac{AE_0^2}{2} l_{\text{опт}}; \quad \Gamma_0 = \frac{2AE_0^2}{\pi} l_{\text{опт}}.$$

Если амплитуда модулирующего поля E_0 выбрана так, что

$$\Gamma_+ = \left(a + \frac{1}{2}\right)\pi,$$

где $a = 0, 1, 2, \dots$, то глубина модуляции

$$m = \sin \Gamma_0 = \sin \left(\frac{2AE_0^2}{\pi} l_{\text{опт}} \right).$$

Если к модулятору приложено постоянное смещение, а длина ячейки выбрана так, что $u = \pi/2$, то разность фаз Γ равна

$$\Gamma = \Gamma_+ + \Gamma_0 \cos \Omega t, \quad (4.25)$$

где

$$\Gamma_+ = Al_{\text{опт}} \left(E_+^2 + \frac{E_0^2}{2} \right); \quad \Gamma_0 = Al_{\text{опт}} \frac{4E_+E_0}{\pi}.$$

Оптимальная длина модулятора при этом совпадает с (3.43).

При

$$\Gamma_+ = \left(a + \frac{1}{2}\right)\pi$$

интенсивность света на выходе промодулирована частотой Ω с глубиной $m = \sin \Gamma_0$, т. е. имеет место линейная

модуляция. Если величина напряженности поля ограничена допустимым пробивным напряжением, то оптимален случай, когда $E_- = E_0$.

Перейдем теперь к рассмотрению применения квадратичного эффекта в перовскитах и жидкостях с большой постоянной Керра в модуляторах света.

§ 4.2. Модуляция света на кубических перовскитах

Среди центросимметричных кристаллов наибольшим квадратичным эффектом обладают кубические монокристаллы группы перовскитов, находящихся в параэлектрической фазе [5, 9]. К ним принадлежат: титанат бария BaTiO_3 [10, 11], танталат калия KTaO_3 [12], титанат стронция SrTiO_3 [3] и кристаллы $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ [4, 3].

В таблице VI приведены температуры Кюри, диэлектрические и электрооптические коэффициенты вышеуказанных кристаллов, а также интервал температур, в котором производились измерения. Максимальный квадратичный эффект обнаруживают кристаллы KTN ($\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$). Точки Кюри этих кристаллов лежат в области комнатных температур. К сожалению, до сих пор не удается вырастить эти кристаллы с достаточной степенью однородности.

Т а б л и ц а VI

Кристалл	$T_K, ^\circ\text{C}$	Интервал температур $T, ^\circ\text{C}$	$g_{11} \cdot 10^{15}, \frac{\text{см}^2}{\text{с}^2}$	$g_{12} \cdot 10^{15}, \frac{\text{см}^2}{\text{с}^2}$
BaTiO_3	128	135 ÷ 160	+1,48	—0,12
SrTiO_3		—272 ÷ +27		
KTaO_3	—272	—271 ÷ —196		
$\text{KTa}_{0,65}\text{Nb}_{0,35}\text{O}_3$	40	12 ÷ +37	1,68	—0,46

Т а б л и ц а VI (продолжение)

Кристалл	$(g_{11}-g_{12}) \cdot 10^{15},$ $\frac{\text{с.м}^2}{\text{с}^2}$	$g_{44} \cdot 10^{15}, \frac{\text{с.м}^2}{\text{с}^2}$	n_0	Литература
BaTiO ₃	+1,6 [4] +1,2 [11]		2,4	[4], [11], [3]
SrTiO ₃	+1,73		2,38	[4], [3]
KTaO ₃	+1,97	+1,48	2,24	[4], [3]
KTa _{0,65} Nb _{0,35} O ₃	+2,15	+1,81	2,29	[4], [3]

Все перечисленные кристаллы обладают высокой диэлектрической проницаемостью, которая растет по мере приближения к температуре Кюри по закону:

$$\varepsilon = c/(T - T_K).$$

Поэтому при работе вблизи точки Кюри необходима термостабилизация кристалла. Перовскиты прозрачны от 0,4 мк до 6 мк. Квадратичный эффект в кристаллах этого класса безынерционен до частот порядка 200 Ггц.

Детальное исследование кристалла KTN проведено в работе [4]. На рис. 4.2 приведены диэлектрическая постоянная и тангенс угла потерь на частоте $f_M = 10$ кгц в зависимости от температуры вблизи точки Кюри. Диэлектрическая постоянная достигает значений порядка 10^4 .

Как видно из таблицы VI, для модулятора на KTN оптимальным является случай, когда Γ пропорциональна эффективному электрооптическому коэффициенту $n_0^3(g_{11} - g_{12})$. Необходимо учесть, что приведенные в таблице VI коэффициенты измерены на низких частотах, т. е. включают вторичный эффект:

$$\begin{aligned} (g_{11} - g_{12})^* = \\ = (g_{11} - g_{12}) + (\pi_{11} - \pi_{12})(q_{11} - q_{12}) = (c_{11} - c_{12}). \end{aligned} \quad (4.26)$$

Здесь член $g_{11} - g_{12}$ относится к первичному эффекту; π_{mn} — пьезооптические коэффициенты; c_{mn} — упругие коэффициенты; q_{mn} — электрострикционные коэффициенты.

Если к KTN приложено постоянное поле, нарушающее центросимметричность кристалла, то происходит изменение и диэлектрической постоянной ϵ .

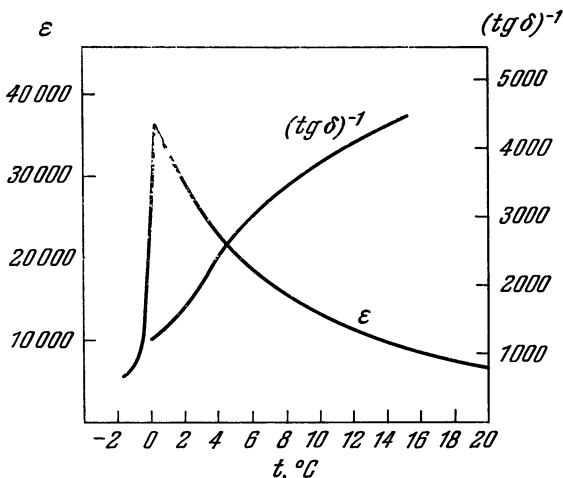


Рис. 4.2. Зависимость ϵ и $\text{tg } \delta$ от температуры для кристалла KTN на частоте 10 кГц.

Полуволновое напряжение для кристалла, смещенного в состояние с постоянной поляризацией $\mathcal{P}_=$, может быть определено из (4.10):

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda l}{2n^3 (g_{11} - g_{12}) \mathcal{P}_= \epsilon_0 d}, \quad (4.27)$$

где $\epsilon_0 = (\partial \mathcal{P} / \partial E)_0$ — диэлектрическая постоянная в рабочей точке, d — размер кристалла в направлении приложенного поля.

Эквивалентные схемы модуляторов на KTN аналогичны схемам рис. 3.1 и 3.3. До частот порядка 500 МГц можно пренебречь влиянием потерь в кристалле на полосу

модулятора и считать $\Delta\Omega \simeq 1/RC$. Тогда мощность, запасенная в кристалле с размерами $b \times d \times l$ при 100% модуляции и полосе $\Delta\Omega$, равна

$$P = \frac{1}{8} \left[\frac{\lambda}{2n_0^3(g_{11} - g_{12})} \right]^2 \left(\frac{bd}{l} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_0 \mathcal{P}_{\perp}} \right) \Delta\Omega. \quad (4.23)$$

С ростом $\mathcal{P}_{\perp}$ мощность P быстро уменьшается. Однако одновременно благодаря насыщению поляризации уменьшается и ε_0 . Поэтому существует оптимальное состояние постоянной поляризации $\mathcal{P}_{\text{опт}}$, при котором P минимально. Для KTN значение $\mathcal{P}_{\text{опт}}$ равно примерно 6 мккулон/см² при $\varepsilon = 10^4$ (т. е. при $T - T_K \simeq 15^\circ \text{C}$). Для данного $\mathcal{P}_{\text{опт}}$ и заданной ширины полосы дальнейшее уменьшение мощности возможно за счет изменения отношения bd/l или, при квадратном сечении образца, d^2/l .

Экспериментально [4] была исследована модуляция на образце с размерами $b = d = 0,64$ мм и $l = 2,36$ мм с напыленными золотыми электродами. Кристалл помещался в отрезок короткозамкнутой коаксиальной линии. На кристалл подавалось постоянное напряжение и сигнал СВЧ. Система поддерживалась при постоянной температуре с точностью до $\pm 0,3^\circ \text{C}$. Апертура светового луча составляла 0,25 мм. При постоянном смещении $\Gamma_{\perp} = 15 \pi$ (~ 300 в) статическое полуволновое напряжение составляло 15 ± 2 в. Из-за неоднородности кристалла отношение минимальной интенсивности света на выходе модулятора к максимальной составляло только 50%. Зависимость интенсивности света от амплитуды высокочастотного напряжения U_0 на кристалле KTN дана на рис. 4.3 для различных частот; здесь же сплошной линией приведена

расчетная кривая $I = kJ_1 \left(\frac{\pi U}{U_{\lambda/2}} \right)$. Из рисунка видно, что полуволновое высокочастотное напряжение выше статического значения, что объясняется существованием вторичного квадратичного электрооптического эффекта.

Таким образом, модуляторы на KTN весьма перспективны с точки зрения мощностей, требуемых для получения большой глубины модуляции. Ширина полосы в несколько сотен мегагерц достижима при входной мощности порядка нескольких ватт [3]. Однако выращивание

оптически высококачественных кристаллов КТН — трудная технологическая задача.

Кристаллы титаната бария имеют температуру Кюри $T_K \approx 120^\circ \text{C}$. Таким образом, для получения заметного квадратичного эффекта их необходимо нагревать. Исследование свойств BaTiO_3 проведено в работе [10] для образца в виде диска с диаметром 3 мм и толщиной $d = 0,5 \text{ мм}$

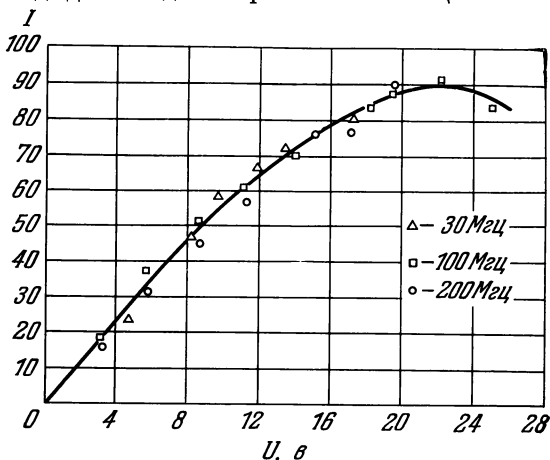


Рис. 4.3. Зависимость интенсивности света от амплитуды напряжения на кристалле КТН при различных частотах модуляции.

I — в условных единицах.

в статическом режиме. Зависимость интенсивности света на выходе модулятора от напряженности электрического поля E исследована в диапазоне температур $119\text{--}131^\circ \text{C}$. Вблизи точки Кюри 100% модуляция получилась при $E = 6,8\text{--}8,8 \text{ кВ/см}$, т. е. при напряжении на кристалле $U = 2,3\text{--}3,0 \text{ кВ}$. Эффективный электрооптический коэффициент $(R_{11} - R_{12}) n_0^3$ не изменялся с длиной волны в пределах от $4000 \text{ \AA}$ до $6000 \text{ \AA}$. С ростом температуры этот коэффициент линейно уменьшался, что связано с уменьшением оптической нелинейности BaTiO_3 при удалении от точки Кюри.

Точка Кюри для кристалла KTaO_3 соответствует температуре $1 \pm 0,5^\circ \text{K}$. Электрооптические свойства танталата

калия исследованы вблизи температур $4,2^\circ \text{ К}$ и 77° К [12]. Статическое электрическое поле прикладывалось вдоль [001], свет распространялся в плоскости XU . Кристалл имел длину $4,33 \text{ мм}$ в направлении [110] и ширину $4,18 \text{ мм}$ вдоль оси [001].

Были найдены коэффициенты $\gamma = n^3 / (g_{11} - g_{12}) \epsilon^2$ для двух вышеуказанных температур, оказавшиеся соответственно равными $\gamma_1 = 3 \cdot 10^{-11} (\text{см/в})^2$ и $\gamma_2 = 6 \cdot 10^{-13} (\text{см/в})^2$.

В отношении кристалла SrTiO_3 имеются лишь теоретические оценки возможности его использования для модуляции света [13].

Кристаллы группы перовскитов являются весьма перспективными для неколлинеарных модуляторов. Их диэлектрические постоянные достаточно велики, так что угол γ , необходимый для синхронизма, близок к $\pi/2$. Это приводит к резкому увеличению пути света в кристалле, т. е. к эффективному использованию модулирующей мощности.

Квадратичный электрооптический эффект наблюдался также в ферроэлектрических монокристаллах, вкрапленных в стеклянную матрицу [14].

§ 4.3. Жидкостные ячейки Керра

Из изученных к настоящему времени жидкостей наибольшим квадратичным эффектом обладает нитробензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$, постоянная Керра которого на два порядка выше, чем у других жидкостей. Поэтому ячейки с нитробензолом уже давно находят применение в качестве оптических затворов. В диапазоне от $0,45 \text{ мк}$ до $1,1 \text{ мк}$ нитробензол практически прозрачен. Он обладает постоянным дипольным моментом и, следовательно, относительно большой диэлектрической постоянной. На рис. 4.4 дана зависимость ϵ и $\text{tg } \delta$ нитробензола от частоты [6]. Потери малы до частот порядка 10^7 гц . Однако величина потерь существенно зависит от степени чистоты жидкости.

Постоянная Керра нитробензола зависит от температуры жидкости:

$$B = \frac{1}{5\lambda} \frac{n_0 - 1}{n_0} \left(\frac{\mu}{kT} \right)^2, \quad (4.29)$$

где n_0 — показатель преломления в отсутствие поля, μ — постоянный дипольный момент, k — постоянная Больцмана.

В области температур 20—40°С величина B увеличивается на 1,2% на 1°С. Значение постоянной Керра также

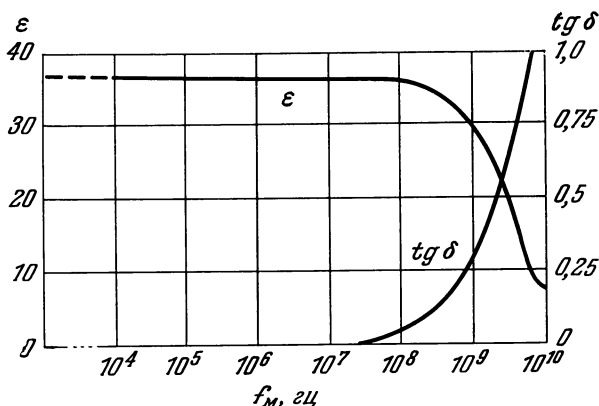


Рис. 4.4. Зависимость ϵ и $\text{tg } \delta$ нитробензола от частоты.

сильно зависит от чистоты жидкости. При 20°С и $\lambda = 0,55 \text{ мк}$ для обычно используемого нитробензола $B = 24 \cdot 10^{-11} \text{ см/в}^2$; это значение может быть увеличено в 2 раза при тщательной очистке нитробензола. Значения B при разных длинах волн λ даны в таблице VII.

Ввиду большой химической активности нитробензола в качестве электродов модулятора — ячейки Керра — могут быть использованы лишь никель или благородные металлы. Кювета для жидкости обычно изготавливается из стекла или тефлона. Напряжение на ячейке Керра, требуемое для получения $\Gamma = \pi$, равно.

$$U_{\lambda/2} = \sqrt{d^2/2Bl}, \quad (4.30)$$

где d — расстояние между электродами ячейки Керра.

Минимальное отношение d^2/l (см. § 3.1), определяемое дифракционными потерями, дает нижнюю границу полуволнового напряжения. На длине волны $\lambda = 0,63 \text{ мк}$

Т а б л и ц а VII

$\lambda, \text{ мк}$	0,500	0,525	0,550	0,575	0,600	
$B \times 10^{10}, \frac{\text{см}}{\text{в}^2}$	5,5	5,2	5,0	4,5	4,3	
$\lambda, \text{ мк}$	0,625	0,650	0,675	0,700	0,750	0,800
$B \times 10^{10}, \frac{\text{см}}{\text{в}}$	4,1	4,0	3,7	3,6	3,5	3,4

это напряжение составляет около 500 в. Как уже указывалось, для повышения эффективности квадратичного модулятора к ячейке необходимо прикладывать дополнительное постоянное поле. Напряжение пробоя для обычного нитробензола составляет $5 \cdot 10^4$ в/см, для сверхчистого — $15 \cdot 10^4$ в/см.

Максимально допустимая напряженность модулирующего поля определяется диэлектрическими потерями, при которых еще не происходит образования свилей в жидкости. Эти потери примерно оцениваются величиной 200 мвт/см^3 [6].

Ячейка Керра с сверхчистым нитробензолом, заполнение которой производилось в азотной атмосфере, исследована в работе [15]. Размеры ячейки были равны $0,25 \times 0,5 \times 3 \text{ см}^3$. Максимальное постоянное напряжение составляло 30 кв. Ячейка имела сопротивление 500—600 ом. Использовалось водяное охлаждение. Была получена модуляция света от He — Ne лазера на 6328 Å. Глубина модуляции на основной частоте, равной 5 Мгц, при напряжении 1270 в была больше 50%. До частоты 25 Мгц релаксационных эффектов не наблюдалось.

Имеется сообщение о модуляции света с помощью ячейки Керра с нитробензолом на частоте порядка 9 Ггц [16].

Для неполярных жидкостей, у которых отсутствует постоянный дипольный момент, время релаксации должно быть меньше, чем 10^{-11} сек . Однако при этом уменьшается и постоянная B . Наивысшее значение постоянной Керра

из неполярных жидкостей имеет жидкий сероуглерод CS_2 . Хотя B для сероуглерода на два порядка ниже ($B = 3,2 \times 10^{-12} \text{ см/б}^2$), чем для нитробензола, CS_2 является весьма перспективным материалом для создания ячеек Керра в диапазоне СВЧ. Это связано с малыми потерями сероуглерода; тангенс угла потерь CS_2 до частот 15 Ггц не превышает 10^{-4} . Оптические потери в видимом и близком инфракрасном (до 2 мк) диапазонах также малы. Так как сероуглерод является неполярной жидкостью, то его диэлектрические постоянные в оптическом диапазоне и диапазоне

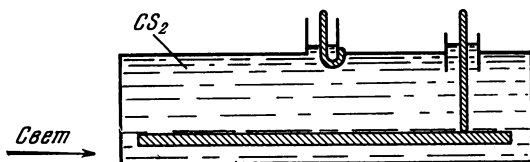


Рис. 4.5. Ячейка Керра на сероуглероде.

СВЧ близки [17—18]. Это облегчает создание модуляторов типа бегущей волны с малой дисперсией и оптимальным взаимодействием волн света и СВЧ.

Типичная ячейка Керра с CS_2 приведена на рис. 4.5. Свет распространяется между проводниками передающей линии, погруженными в сероуглерод. Скорость света и фазовая скорость распространения СВЧ-сигнала вдоль линии равны, т. е. имеет место синхронизм.

Требуемая для данной глубины модуляции мощность определяется в основном омическими потерями в линии. Если считать, что электрическое поле однородно между проводниками, то потери мощности, связанные с током проводимости в линии, могут быть записаны в виде

$$P_{\text{ом}} = \frac{2Rbl}{Z^2} E_0^2, \quad (4.31)$$

где R — поверхностное сопротивление проводника; E_0 — амплитуда поля волны, бегущей в направлении распространения света; b — ширина полосковой линии; Z — волновое сопротивление среды. Мощность, связанная с ди

электрическими потерями в CS_2 , равна

$$P_g = \sigma b d l E_0^2,$$

где

$$\sigma = \Omega \varepsilon \operatorname{tg} \delta. \quad (4.32)$$

Полная мощность потерь

$$P = \left(\sigma d + \frac{2R}{Z^2} \right) b l E_0^2. \quad (4.33)$$

До частот ~ 10 Гц преобладает первый член. На частоте 15 Гц при $d = 0,2$ см оба члена — одного порядка.

Исключая из (4.33) E_0 , получим, что для получения данной глубины модуляции m требуется мощность

$$P = \left(\sigma d + \frac{2R}{Z^2} \right) \frac{b (\arcsin m)^2}{16\pi^2 B l E_-^2}, \quad (4.34)$$

где E_- — постоянная напряженность, обеспечивающая линейную зависимость между Γ и E_0 . Из этого выражения следует, что P изменяется обратно пропорционально B^2 . Для неполярных жидкостей $B \sim 1/T$, т. е. $P \sim T^2$, где T — абсолютная температура.

Экспериментально ячейки Керра с сероуглеродом исследованы в работах [17, 18]. Одна из ячеек представляла несимметричную полосковую линию длиной $l = 37$ см и шириной $d = 0,2$ см. Линия разомкнута на концах. На частоте $f_m = 3$ Гц длина линии равна целому числу полуволн. Постоянное напряжение до 30 кВ подавалось через тонкий зонд. Были определены значения модулирующих мощностей P_1 и P_2 , необходимых для получения глубины модуляции $m = 50\%$ при разных температурах ($T_1 = 293^\circ$ и $T_2 = 218^\circ$) и различных постоянных смещениях E_- . При заданной постоянной напряженности поля E_- отношение мощностей P_1/P_2 оказалось пропорциональным квадрату отношения соответствующих температур T_1^2/T_2^2 . Лучшие результаты были получены на ячейке Керра в виде разомкнутой полосковой линии с размерами $l = 44$ см, $b = 0,9$ см, $d = 0,2$ см. Постоянное напряжение подавалось через высокоомное сопротивление. На частоте 3 Гц модулирующая мощность при $m = 50\%$ составляла менее

190 *вт*, при $m = 18\%$ — 48 *вт*. При экстраполировании этих результатов можно ожидать, что $m = 5 \div 10\%$ достижимо при нескольких ваттах модулирующей мощности, что позволит осуществить модуляцию в непрерывном режиме.

При добротности ~ 700 полоса модулятора составляла $\simeq 4$ *Мгц*. Однако полоса частот, внутри которой содержится информация для ячейки Керра подобного типа, может быть значительно расширена.

Как известно, полосковая линия имеет бесконечное число собственных частот, расстояние между которыми одинаково и равно $\Delta f = c/2\sqrt{\epsilon}l$, где ϵ — диэлектрическая постоянная жидкости. Модуляция может быть осуществлена на любой из этих частот. Так, при длине ячейки $l = 1$ м полоса $\Delta f = 100$ *Мгц*. Если на ячейку подать набор поднесущих (модулирующих частот от 100 *Мгц* до 10 000 *Мгц*), настроенных на собственные частоты линии, каждая с полосой 10 *Мгц*, то полная полоса модулятора будет порядка 10^3 *Мгц*.

Экспериментально была исследована возможность модуляции описанной выше ячейки Керра двумя частотами — 2,5 *Гц* и 2,92 *Гц*, совпадающими с соответствующими собственными частотами линии. Результаты эксперимента близки к ожидаемым из теории.

* * *

Таким образом, квадратичный электрооптический эффект может быть успешно использован для модуляции света.

Из известных в настоящее время веществ наибольшим коэффициентом $g_{11} - g_{12}$ обладает кристалл $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$. Приложение к средам, обладающим квадратичным эффектом, постоянного напряжения делает эти среды эквивалентными кристаллам с линейным электрооптическим эффектом. Эффективный линейный электрооптический коэффициент кристалла KTN при напряженности постоянного смещения 1000 *в/см* равен $6,5 \cdot 10^{-9}$ *см/в*, т. е. лучше, чем у кристаллов типа KDP.

Из жидкостных сред наиболее перспективны ячейки с CS_2 , так как на них могут быть созданы модуляторы бегущей волны.

ГЛАВА 5

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ УПРАВЛЕНИИ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Методы модуляции, основанные на изменении коэффициента поглощения света средой, позволяют осуществлять лишь амплитудную модуляцию. При этом обязательно имеют место потери световой энергии в модулирующем устройстве. Несмотря на это, такие методы модуляции находят применение на практике, так как в ряде случаев они позволяют создать простые и компактные модуляторы, потребляющие малую мощность.

Все материалы, позволяющие осуществлять электрическое управление коэффициентом поглощения, являются полупроводниками. Существует целый ряд механизмов, обеспечивающих управляемое поглощение света полупроводниковыми материалами [1]. Из них практическое применение нашли лишь два: поглощение света на свободных носителях (т. е. при внутризонных переходах) и поглощение, связанное с электронными переходами из валентной зоны в зону проводимости.

Интенсивность света, прошедшего через пластинку полупроводника толщиной l , равна

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (5.1)$$

где I_0 — интенсивность света на входе, α — коэффициент поглощения материала. Изменяя величину α , можно модулировать интенсивность прошедшего света. Если α меняется в пределах $\alpha_1 \leq \alpha \leq \alpha_2$, то пределы изменения интенсивности света:

$$I_{\min} = I_0 e^{-\alpha_2 l} \leq I \leq I_0 e^{-\alpha_1 l} = I_{\max}. \quad (5.2)$$

Отсюда глубина модуляции света равна

$$m = \frac{e^{(\alpha_2 - \alpha_1)l} - 1}{e^{(\alpha_2 - \alpha_1)l} + 1}. \quad (5.3)$$

Эта величина стремится к единице при неограниченном увеличении l . Однако достижение больших глубин модуляции за счет увеличения толщины поглощающего слоя сопровождается уменьшением интенсивности света на выходе, что снижает эффективность модулятора η (см. (1.26)). В соответствии с соотношением (5.2) эффективность модулятора достигает максимума при

$$\alpha_1 l = \frac{\ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1}}{\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1}. \quad (5.4)$$

Таким образом, важнейшее значение для эффективной работы модулятора имеет относительное изменение коэффициента поглощения $k = \alpha_2/\alpha_1$. Абсолютная же величина α_1 не существенна, так как при заданном k соотношение (5.4) может быть удовлетворено при любом α_1 подбором l .

При оптимальном значении $\alpha_1 l$ эффективность модулятора равна

$$\eta = (k - 1)k^{\frac{k-1}{k}}. \quad (5.5)$$

Зависимость η от k приведена на рис. 5.1. Из рис. 5.1 видно, что эффективность достигает значения 0,7 при десятикратном изменении коэффициента поглощения. Оптимальному значению η соответствует глубина модуляции

$$m = \frac{k-1}{k+1};$$

поэтому при $k = 10$ глубина модуляции прошедшего света $m = 82\%$.

Таким образом, получение значительных глубин модуляции без существенных потерь интенсивности света возможно лишь при изменении коэффициента поглощения не менее чем в 10 раз. Большинство известных методов

управления поглощением не позволяет получить таких изменений α .

Существенной особенностью модулятора на поглощении является нелинейность зависимости интенсивности

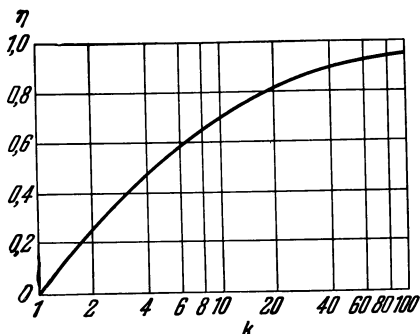


Рис. 5.1. Зависимость эффективности модулятора от относительного изменения коэффициента поглощения k .

прошедшего света от величины коэффициента поглощения. Пусть

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \cos \Omega t.$$

Тогда интенсивность прошедшего через модулятор света равна

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 l} \left(1 + \frac{\alpha_1^2 l^2}{4} - \alpha_1 l \cos \Omega t + \frac{\alpha_1^2 l^2}{4} \cos 2\Omega t - \dots \right). \quad (5.6)$$

Чисто синусоидальной модуляция будет лишь в случае $\alpha_1 l \ll 1$, т. е. при малом индексе модуляции.

Поглощение света в зоне прозрачности полупроводников плавно возрастает с длиной волны излучения. Коэффициент поглощения для данной длины волны пропорционален концентрации свободных носителей. Это поглощение связано с электронными переходами внутри одной зоны, например зоны проводимости. Простейшая теория [1, 2] дает следующее выражение для коэффициента поглощения на свободных носителях:

$$\alpha = \frac{N q^3}{\pi^3 c^3 n \mu m^*} \lambda^2, \quad (5.7)$$

где N — концентрация свободных носителей, m^* — их эффективная масса, μ — подвижность, q — заряд, c — скорость света, n — показатель преломления, λ — длина волны света. (При выводе (5.7) предполагалось, что период колебаний поглощаемого излучения много меньше времени релаксации носителей.)

Выражение (5.7) показывает, что изменение коэффициента поглощения возможно либо за счет изменения концентрации свободных носителей, либо за счет их подвижности.

Ниже будут рассмотрены наиболее широко применяемые методы модуляции, основанные на поглощении света свободными носителями: инжекция носителей через p - n переход [3—9], создание обедненного слоя с помощью обратного смещенного p - n перехода [10, 11], изменение подвижности [12] и селективное поглощение за счет сложной структуры зоны [13].

§ 5.1. Модулятор с инжекцией носителей

Наиболее эффективным методом увеличения концентрации свободных носителей в полупроводниковом материале является инжекция через p - n переход, к которому

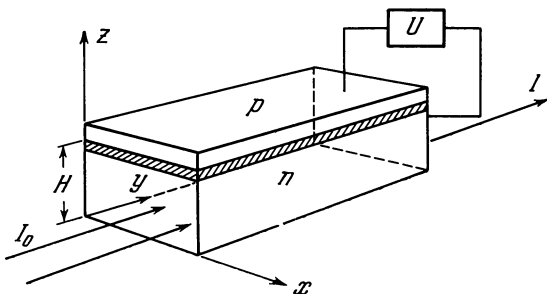


Рис. 5.2. Модулятор с инжекцией носителей.

приложено напряжение в прямом направлении. Рассмотрим работу модулятора света, изображенного на рис. 5.2.

Свет проходит вдоль оси OY через полупроводник с электронной проводимостью. В плоскости $z = H$ находится p - n переход, к которому приложено модулирующее

напряжение

$$U = U_0 + U_1 \cos \Omega t. \quad (5.8)$$

Под действием этого напряжения в полупроводник инжектируются дырки. При малом уровне инжекции плотность дырок у p - n перехода связана с напряжением следующим соотношением:

$$p(H) = p_n e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (5.9)$$

Здесь p_n — концентрация дырок при отсутствии напряжения, k — постоянная Больцмана, T — температура образца. Инжектированные дырки диффундируют от p - n перехода по направлению к омическому контакту, расположенному в плоскости $z = 0$. Уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{L_p^2} - \frac{\tau_p}{L_p^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad (5.10)$$

где L_p — диффузионная длина, τ_p — время жизни дырок.

Для нахождения распределения дырок по объему модулирующего полупроводника необходимо решить уравнение диффузии с граничными условиями на плоскостях $z = 0$ и $z = H$. Граничное условие в плоскости p - n перехода ($z = H$) определяется (5.9). Условие на омическом переходе ($z = 0$) зависит от скорости рекомбинации дырок на этом переходе. Если положить для простоты, что эта скорость равна бесконечности, то граничное условие при $z = 0$ принимает вид

$$p(0) = 0. \quad (5.11)$$

Граничное условие (5.9) в плоскости p - n перехода можно разложить в ряд Фурье:

$$\begin{aligned} p(H) &= \sum_{s=-\infty}^{+\infty} p_s(H) e^{is\Omega t} = \\ &= p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (-i)^s J_s \left(i \frac{qU_1}{kT} \right) e^{is\Omega t}, \end{aligned} \quad (5.12)$$

где $J_s(x)$ — функция Бесселя s -го порядка.

Для каждой фурье-компоненты справедливо следующее уравнение диффузии:

$$\frac{d^2 p_s}{dz^2} - \kappa_s^2 p_s = 0, \quad (5.13)$$

где

$$\kappa_s = \frac{\sqrt{1 + is\Omega\tau_p}}{L_p}.$$

Решение этого уравнения с выписанными выше граничными условиями определяет $p_s(z)$:

$$p_s(z) = (-i)^s p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} J_s \left(i \frac{qU_1}{kT} \right) \frac{\text{sh } \kappa_s z}{\text{sh } \kappa_s H}. \quad (5.14)$$

Таким образом, распределение дырок по объему модулятора имеет вид

$$p(z) = p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (-i)^s J_s \left(i \frac{qU_1}{kT} \right) \frac{\text{sh } \kappa_s z}{\text{sh } \kappa_s H} e^{is\Omega t}. \quad (5.15)$$

В случае малого поглощения света, когда можно считать

$$e^{-\alpha_p p l} \approx 1 - \alpha_p p l,$$

где α_p — поперечное сечение поглощения света дырками, легко рассчитать интенсивность света, прошедшего через модулятор:

$$\begin{aligned} I &= \frac{I_0}{H} \int_0^H e^{-\alpha_0 l} [1 - \alpha_p p(z) l] dz = \\ &= I_0 e^{\alpha_0 l} \left\{ 1 - \alpha_p l \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{p_s(H)}{\kappa_s H} \frac{\text{ch } \kappa_s H - 1}{\text{sh } \kappa_s H} e^{is\Omega t} \right\}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Здесь α_0 — коэффициент поглощения света материалом полупроводника при отсутствии дырок.

Если толщина образца велика по сравнению с диффузионной длиной, так что $H/L_p \geq 2$, выражение (5.16) уп-

рощается. В этом случае

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 l} \left\{ 1 - \alpha_p l p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{(-i)^s J_s \left(i \frac{qU_1}{kT} \right)}{\kappa_s H} e^{i s \Omega l} \right\}. \quad (5.17)$$

Постоянная составляющая интенсивности света на выходе модулятора $I_ =$ равна

$$I_ = I_0 e^{-\alpha_0 l} \left[1 - \alpha_p l p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} \frac{L_p}{H} J_0 \left(i \frac{qU_1}{kT} \right) \right]. \quad (5.18)$$

Переменная составляющая частоты Ω может быть представлена в виде

$$I_\Omega = 2I_0 e^{-\alpha_0 l} \alpha_p l p_n e^{\frac{qU_0}{kT}} \frac{L_p}{H} J_1 \left(i \frac{qU_1}{kT} \right) \frac{\sin \left(\Omega t - \frac{\Phi}{2} \right)}{\sqrt[4]{1 + \Omega^2 \tau_p^2}}, \quad (5.19)$$

где $\Phi = \arctg(\Omega \tau_p)$.

Оптимальная длина модулятора определяется собственными потерями света в кристалле:

$$l_{\text{опт}} = 1/\alpha_0. \quad (5.20)$$

Предельная частота модуляции связана со временем жизни свободных носителей, инжектированных через p - n переход. Переменная составляющая интенсивности света I_Ω на частоте $\Omega = \sqrt{15}/\tau_p$ уменьшается в 2 раза по сравнению со случаем $\Omega \ll 1/\tau_p$. Поскольку τ_p обычно порядка 10^{-6} сек, модуляторы с инжекцией свободных носителей могут работать до частот $10^5 - 10^6$ гц.

Интересное решение проблемы создания модулятора инфракрасного диапазона с инжекцией носителей предложено в работе [7]. Модулятор представляет собой многослойную конструкцию из нескольких pin структур. Такая конструкция позволяет получить большую глубину модуляции (за счет малой толщины каждой структуры) и хорошее пропускание света (за счет большой площади входной грани).

Нелинейность модуляционной характеристики, а также нагрев при пропускании больших токов в прямом направлении делают целесообразной работу таких устройств в

импульсном режиме. Преимущества модуляторов с инжекцией через p - n переход состоят в использовании малых рабочих напряжений, а также в простоте и надежности конструкции.

§ 5.2. Модулятор с обедненным слоем

Другой способ модуляции света, основанный на изменении концентрации свободных носителей, состоит в использовании обратно смещенного p - n перехода. Известно, что p - n переход представляет собой тонкий слой, в

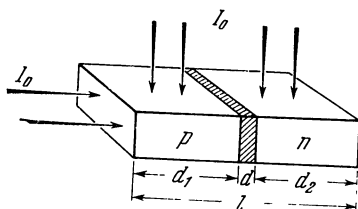


Рис. 5.3. Модулятор с обедненным слоем.

котором почти нет свободных электронов и дырок. Ширина этого обедненного слоя зависит от приложенного к переходу напряжения. Если поглощение света материалом полупроводника много меньше поглощения на свободных носителях, то, изменяя ширину p - n перехода, можно модулировать свет по интенсивности.

На рис. 5.3 изображен модулятор света, состоящий из двух брусков полупроводника с p - и n -проводимостями. Пусть концентрация электронов в n -области равна n_n , а дырок в p -области — p_p .

Если к резкому p - n переходу приложено напряжение

$$U = U_0 + U_1 \sin \Omega t, \quad (5.21)$$

то границы обедненного слоя в p - и n -областях полупроводника могут быть определены в виде

$$\left. \begin{aligned} x_p &= x_p^0 \left(1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \Omega t \right)^{1/2}, \\ x_n &= x_n^0 \left(1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \Omega t \right)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.22)$$

где x_p^0 и x_n^0 — границы p - n перехода при $U_1 = 0$. На-

писанные выражения справедливы до частот

$$\Omega \ll 1/C_0 r = \Omega_{\text{кр}}, \quad (5.23)$$

где C_0 — емкость p - n перехода, а r — сопротивление растекания полупроводника. Критическая частота $\Omega_{\text{кр}}$ может достигать $2\pi \cdot 10^{12}$ гц. Быстродействие модулятора с обедненным слоем связано с тем, что изменение ширины p - n перехода обусловлено полевым эффектом и не связано со временем жизни носителей.

Ширина обедненного слоя, а также слоев p и n полупроводника, к которому приложено напряжение (5.21), равны

$$\left. \begin{aligned} d &= x_p + x_n = (x_p^0 + x_n^0) \left(1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \Omega t \right)^{1/2}, \\ d_1 &= \frac{l}{2} - x_p = \frac{l}{2} - x_p^0 \left(1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \Omega t \right)^{1/2}, \\ d_2 &= \frac{l}{2} - x_n = \frac{l}{2} - x_n^0 \left(1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \Omega t \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

Для осуществления модуляции свет может пропускаться через полупроводник (рис. 5.3) либо перпендикулярно p - n переходу, либо вдоль p - n перехода. В первом случае интенсивность света на выходе модулятора имеет вид

$$I = I_0 \exp \{ -\alpha_p p_p d_1 - \alpha_n n_n d_2 - \alpha_0 d \}, \quad (5.25)$$

где α_p и α_n — поперечные сечения поглощения для дырки и электрона соответственно, а α_0 — коэффициент поглощения света в p - n переходе. При малой глубине модуляции, когда

$$\frac{l}{2} \frac{U_1}{U_0} n_n x_n^0 (\alpha_p + \alpha_n) \ll 1,$$

имеем

$$\left. \begin{aligned} I &= I_0 \exp \left\{ -\frac{e}{2} (\alpha_p p_p + \alpha_n n_n) + n_n x_n^0 (\alpha_p + \alpha_n) - \right. \\ &\quad \left. - \alpha_0 (x_p^0 + x_n^0) \right\}, \\ I_{\Omega} &= I = \frac{U_1}{2U_0} [n_n x_n^0 (\alpha_p + \alpha_n) - \alpha_0 (x_p^0 + x_n^0)] \sin \Omega t. \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

Если свет проходит через модулятор параллельно p - n переходу, то интенсивность света на выходе из модулятора равна

$$I = \frac{I_0}{l} (d_2 e^{-\alpha_n n_n w} + d_1 e^{-\alpha_p p_p w} + d e^{-\alpha_0 w}), \quad (5.27)$$

где w — длина полупроводника в направлении распространения света. Подставляя в это выражение значения d , d_1 и d_2 из (5.24), получаем в случае $\frac{U_1}{U_0} \ll 1$

$$\left. \begin{aligned} I = & \frac{I_0}{l} \left\{ \left(\frac{l}{2} - x_n^0 \right) e^{-\alpha_n n_n w} + \left(\frac{l}{2} - x_p^0 \right) e^{-\alpha_p p_p w} + \right. \\ & \left. + (x_p^0 + x_n^0) e^{-\alpha_0 w} \right\}; \\ I_\Omega = & \frac{I_0}{2l} \frac{U_1}{U_0} \left\{ -x_n^0 (e^{-\alpha_0 w} - e^{-\alpha_n n_n w}) + \right. \\ & \left. + x_p^0 (e^{-\alpha_0 w} - e^{-\alpha_p p_p w}) \right\} \sin \Omega t. \end{aligned} \right\} \quad (5.28)$$

Обычно степень легирования p и n материала полупроводника примесями различна. Пусть, например, $p_p \gg \gg n_n$. Это предположение позволяет определить оптимальное w , при котором I_Ω достигает максимума:

$$w_{\text{опт}} = \frac{\ln \frac{n_n \alpha_n}{\alpha_0}}{\alpha_n n_n - \alpha_0}, \quad (5.29)$$

$$I_{\Omega \text{ макс}} = \frac{I_0}{2l} \left(1 - \frac{\alpha_0}{n_n \alpha_n} \right) \frac{U_1}{U_0} x_n^0 e^{-\alpha_0 w_{\text{опт}}} \sin \Omega t. \quad (5.30)$$

При выборе материала для модулятора с обратным смещенным p - n переходом надо исходить из необходимости получения большого пробивного напряжения, чтобы осуществлять в широких пределах изменение ширины обедненного слоя. Такими параметрами обладают материалы с малым легированием. Однако при слабом легировании мала разница между оптическим поглощением в нейтральном кристалле и в обедненном слое. Поэтому приходится искать компромиссное решение. Особенно удобным материалом

является арсенид галлия, так как оптическое поглощение в GaAs *p*-типа очень велико.

В работе [14], предлагается использовать несколько диодов с обратно смещенными *p-n* переходами, включенных в замедляющую структуру, для создания модулятора бегущей волны инфракрасного излучения. Результаты расчета показывают, что модулирующая ячейка с 10 диодами может обеспечить глубину модуляции в 30—50% с полосой в несколько сотен мегагерц. Не давая выигрыша по эффективности по сравнению с одним диодом, такая система позволяет значительно уменьшить искажения.

§ 5.3. Модуляция света, основанная на изменении подвижности носителей

Экспериментально установлено, что при увеличении электрического поля ток через полупроводник возрастает медленнее, чем поле. Это связано с относительным уменьшением подвижности носителей. Но, как следует из выражения (5.7), изменение подвижности сопровождается изменением коэффициента поглощения. При этом оптическое поглощение определяется не статической подвижностью $\mu = v/E$, а градиентом dv/dE , т. е. быстротой изменения дрейфовой скорости v с увеличением приложенного поля E .

Результаты, полученные Ганном [15] при воздействии на германий сильных электрических полей, показывают, что, начиная с полей порядка $5 \cdot 10^3$ в/см, дальнейшее увеличение поля не вызывает изменения дрейфовой скорости электронов. Таким образом, величину dv/dE практически можно изменять примерно в 20 раз, что дает основания надеяться осуществить эффективную модуляцию света.

Поскольку изменение подвижности носителей связано с получением ими избыточной энергии за счет приложенного поля, постоянная времени процесса определяется временем рассеяния этой энергии при соударениях. Обычно это время порядка 10^{-11} сек, т. е. достаточно мало.

Основная трудность осуществления модуляции света, основанной на изменении подвижности носителей, связана с рассеиванием в образце огромной мощности, выделяемой

в низкоомном полупроводнике полями в тысячи вольт на сантиметр. Повышение же удельного сопротивления сопровождается снижением числа носителей и эффективности модуляции.

§ 5.4. Селективное поглощение свободными носителями

Сложная структура валентной зоны некоторых полупроводников (например, германия) обуславливает появление интенсивного поглощения свободными носителями определенных частот излучения. Эти частоты связаны с переходами носителей с одной «ветви» зоны на другую [1].

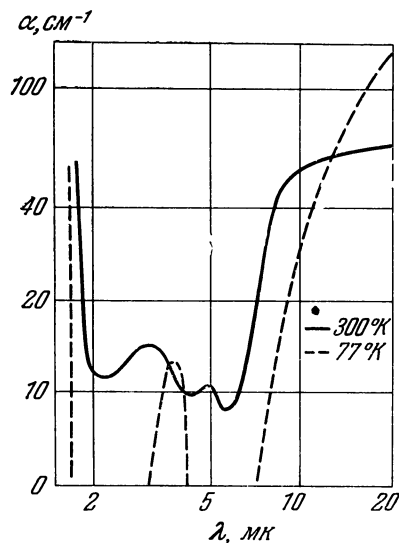


Рис. 5.4. Зависимость коэффициента поглощения p -германия от длины волны света при разных температурах.

Величина такого селективного поглощения зависит от температуры свободных носителей, которую можно менять, воздействуя на полупроводник электрическим полем. Сильные электрические поля приводят к появлению в полупроводнике «горячих» носителей, т. е. к перераспределению носителей по ветвям зоны. Постоянная времени этого процесса определяется временем восстановления теплового равновесия и равна 10^{-11} сек.

Экспериментальное исследование такой модуляции света проводилось в работе [13] на кристаллах германия p -типа. Валентная зона германия состоит из трех ветвей, что приводит к появлению трех линий поглощения: $\lambda_1 = 3,4 \mu\text{м}$; $\lambda_2 = 4,7 \mu\text{м}$; $\lambda_3 = 15 \mu\text{м}$. На рис. 5.4 изображена зависимость коэффициента поглощения p -германия от длины волны излучения при комнатной темпера-

туре и температуре жидкого азота. На определенных длинах волн имеется значительное изменение коэффициента поглощения с температурой. Как установлено в работе [16], при воздействии поля с напряженностью 250 в см на охлажденную жидким азотом пластинку германия p -типа коэффициент поглощения пластинки изменяется на $0,1 \text{ см}^{-1}$, что эквивалентно возрастанию температуры на 20° .

При использовании этого метода удалось получить глубину модуляции около 10 %.

§ 5.5. Модуляция света, основанная на сдвиге края основной полосы оптического поглощения

Наличие в полупроводниках запрещенной зоны определенной ширины $\mathcal{E}_g$, разделяющей заполненную электронами валентную зону и свободную зону проводимости, является причиной того, что у всех полупроводников имеется широкая спектральная область собственного оптического поглощения, соответствующая переходам электронов из валентной зоны в зону проводимости. Эта основная полоса оптического поглощения имеет резкий край со стороны длинных волн. Действительно, при $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$ энергии фотона недостаточно для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости и кристалл не поглощает, а при $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$ происходит интенсивное поглощение света, сопровождаемое электронными переходами. Наложение внешнего электрического поля приводит к размытию края основной полосы поглощения. Квантовая теория этого эффекта, предсказанного Л. В. Келдышем и В. Францем, изложена в работах [17, 18].

Во внешнем электрическом поле электрон приобретает дополнительный импульс. В соответствии с принципом неопределенности электрону с импульсом p нельзя приписать какую-либо определенную энергию, так как его координата не определена, а значит, не определена и потенциальная энергия. Если, наоборот, зафиксировать потенциальную энергию электрона, т. е. его положение в кристаллической решетке, то импульс электрона сможет принимать любое значение, а значит, кинетическая энергия станет неопределенной [1].

Ошибка в определении энергии электрона при наличии внешнего поля напряженности E равна

$$\Delta \mathcal{E} = \Delta T + \Delta W, \quad (5.31)$$

где ΔT и ΔW — ошибки в определении кинетической и потенциальной энергий соответственно. Таким образом,

$$\Delta \mathcal{E} \sim \frac{(\Delta p)^2}{2m^*} + qE\Delta x, \quad (5.32)$$

где m^* — эффективная масса электрона, q — его заряд, Δx и Δp — неопределенности координаты и импульса. Учитывая соотношение неопределенностей

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \quad (5.33)$$

получаем для $\Delta \mathcal{E}$:

$$\Delta \mathcal{E} \geq \frac{(\Delta p)^2}{2m^*} + \frac{qE\hbar}{\Delta p}. \quad (5.34)$$

Минимум правой части (5.34) достигается при

$$\Delta p = \sqrt[3]{qEm^*\hbar}.$$

В этом случае минимальная ошибка в определении энергии электрона равна

$$\Delta \mathcal{E}_{\min} \approx \sqrt[3]{q^2 E^2 \hbar^2 / m^*}. \quad (5.35)$$

Таким образом, в полупроводнике, находящемся под действием электрического поля E , край валентной зоны размывается на величину порядка $\Delta \mathcal{E}_{\min}$. Поэтому размывается и край полосы поглощения, и становится возможным поглощение квантов излучения с энергией меньше $\mathcal{E}_g$. Описанное явление обычно трактуется как сдвиг края полосы поглощения на величину

$$\Delta \omega = \frac{\Delta \mathcal{E}}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \left[(qE)^2 \frac{\hbar^2}{m^*} \right]^{1/2}. \quad (5.36)$$

Формула (5.36) была получена Л. В. Келдышем [17] для случая идеальной формы валентной зоны и зоны проводимости полупроводника. Она показывает, что сдвиг края поглощения особенно велик у материалов с малой эффективной массой носителей.

Край полосы поглощения реальных полупроводников отличается от идеального. В работе [18] полагают-

ся, что зависимость коэффициента поглощения α от частоты вблизи края полосы может быть аппроксимирована экспонентой:

$$\alpha = \alpha_0 e^{s(\omega - \omega_0)}, \quad (5.37)$$

где α_0 — коэффициент поглощения при $\omega = \omega_0$; s характеризует крутизну края в отсутствие внешнего поля. Теоретический расчет, проведенный В. Францем для этого случая, определяет смещение края полосы $\Delta\omega$ в виде

$$\Delta\omega = s^2 \frac{q^2}{12\hbar m^*} E^2. \quad (5.38)$$

Таким образом, для увеличения $\Delta\omega$, кроме малости эффективной массы носителей, необходимо иметь большую крутизну края поглощения при отсутствии электрического поля.

Изменение коэффициента поглощения определяется в [18] выражением

$$\alpha = \alpha_0 e^{\left[\frac{q^2 E^2 s^2}{12\hbar m^*} + s(\omega - \omega_0) \right]}. \quad (5.39)$$

Эффект Келдыша — Франца носит характер полевого эффекта, поэтому частотные ограничения модулятора света, основанного на сдвиге края оптического поглощения, могут быть связаны лишь со временем релаксации решетки, которое не превышает $\tau \sim 10^{-13}$ сек.

К настоящему времени сдвиг края поглощения под действием электрического поля обнаружен экспериментально у целого ряда кристаллов (Ge, Si, Ga As, CdTe, SiC, PbJ₂, HgJ₂, CdS_xSe_{1-x} и других [19—25]). Напряженность электрического поля во всех случаях составляла 10^4 — 10^5 в/см, поэтому эффект можно было наблюдать лишь в кристаллах с высоким удельным сопротивлением (10^7 — 10^{11} ом·см).

Имеются работы, в которых коэффициент поглощения полупроводника изменялся при наложении переменных электрических полей. Так, в [20] произведена модуляция света с $\lambda = 0,93$ мк на кремнии при частоте модуляции 10 Мгц, а в работе [26] показано, что

сдвиг края полосы поглощения в кристалле GaAs на частоте 10 Гц совпадает с рассчитанным из

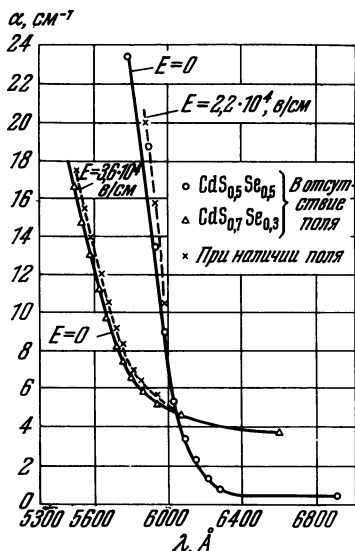


Рис. 5.5. Зависимость коэффициента поглощения смесей $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ от длины волны.

низкочастотных измерений. Таким образом, эксперимент подтвердил малую инерционность эффекта Келдыша — Франца. Для модуляции света определенной частоты необходимо подобрать такой полупроводниковый кристалл, чтобы край его полосы поглощения совпал с частотой модулируемого света. В связи с этим представляют значительный интерес кристаллы смесей типа $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$. Изменяя химический состав этой смеси, можно плавно сдвигать край полосы поглощения от $\lambda = 0,55 \text{ мк}$ (чистый CdS) до $\lambda = 0,8 \text{ мк}$ (чистый CdSe). На рис. 5.5 приведена зависимость коэф-

фициента поглощения от длины волны для кристаллов $\text{CdS}_{0,5}\text{Se}_{0,5}$ и $\text{CdS}_{0,7}\text{Se}_{0,3}$ при воздействии электрического поля $\sim 10^4 \text{ в/см}$ [21]. Изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ при увеличении электрического поля для трех фиксированных длин волн приведено на рис. 5.6. Все измерения были проведены при температуре жидкого азота, так как понижение температуры полупроводникового кристалла сопровождается увеличением крутизны края оптического поглощения. При комнатной температуре крутизна края невелика и наблюдение эффекта Келдыша — Франца затруднено.

Проведем оценку возможностей модулятора, основанного на эффекте Келдыша — Франца [27]. Пусть на кристалл, имеющий длину l и коэффициент поглощения α , падает монохроматический свет частоты ω_0 ,

совпадающей с частотой края поглощения. В соответствии с (5.39) зависимость изменения коэффициента поглощения от напряженности электрического поля имеет вид

$$\Delta\alpha(E) = \alpha e^{(E/E_0)^2}, \quad (5.40)$$

где

$$E_0 = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{12\hbar m^*}{s^3}},$$

а α — коэффициент поглощения при отсутствии внешнего поля.

Относительная интенсивность света на выходе модулятора

$$\frac{I}{I_0} = \exp\{-\alpha l e^{(E/E_0)^2}\}.$$

(5.41)

Оценку модулятора целесообразно проводить графическим методом, так как этот метод пригоден для любых глубин модуляции. Подобный же метод может быть применен и в рассмотренных выше случаях модуляции, основанных на поглощении света носителем тока.

Представим зависимость (5.41) графически (рис. 5.7). Для эффективной работы модулятора параметр αl следует выбрать таким, чтобы свет от источника не был слишком сильно ослаблен и в то же время можно было бы получить достаточную глубину модуляции (например, $\alpha l = 0,5$). Для получения линейной зависимости интенсивности модулированного светового потока от величины модулирующего напряжения следует подать на кристалл постоянное смещение (см. рис. 5.7).

Например, в случае монокристалла селенида кадмия, крутизна края полосы поглощения которого характеризуется величиной $s = \hbar/0,46 kT$ [28], можно

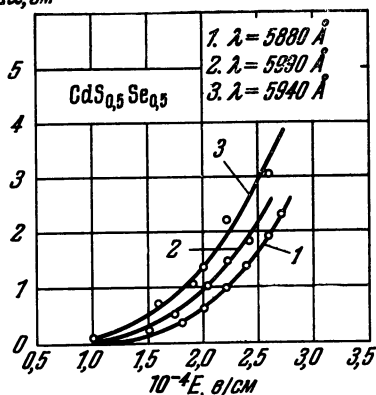


Рис. 5.6. Зависимость $\Delta\alpha$ для кристалла $\text{CdS}_{0,5}\text{Se}_{0,5}$ от напряженности электрического поля.

получить глубину модуляции света $m = 85\%$ при температуре жидкого азота $T = 77^\circ \text{ К}$. При этом на кристалл толщиной в 1,5 мм надо подать постоянное напряжение в 1 кВ и переменное напряжение в 300 в. (Эффективная масса считается равной 0,1 массы свободного

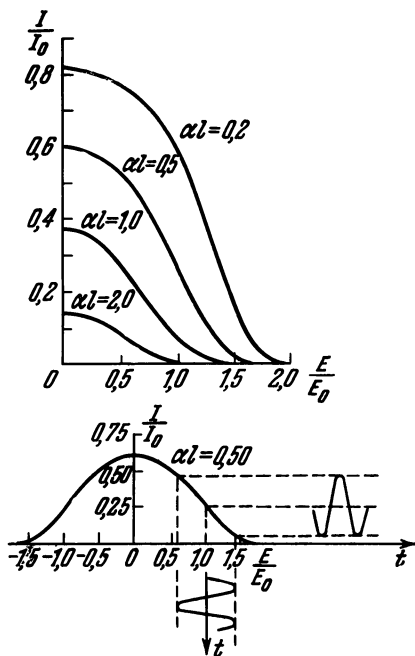


Рис. 5.7. Зависимость относительной интенсивности света от E/E_0 для модулятора со сдвигом края поглощения.

электрона.) При комнатной температуре напряжения, подаваемые на кристалл, необходимо увеличить в 8 раз.

К сожалению, во всех экспериментах с эффектом Келдыша — Франца наблюдалось лишь малое изменение коэффициента поглощения, так как большие поля приводят к пробоем полупроводника.

Для получения высокой напряженности электрического поля при малых рабочих напряжениях было предложено использовать запертый p - n переход. Отсутствие свободных носителей позволяет получить в p - n переходе очень большие поля. Модулятор такого типа описан в работе [29]. Рабочим веществом модулятора служил арсенид галлия p -типа. Для создания n -слоя толщиной около 1 мк в образец была введена примесь цинка (рис. 5.8). Почти все приложенное поле было сосредоточено в p -области, которая и влияла на поглощение света, так как в n -слое может поглощаться только свет с более короткой длиной волны. Использование такой конструкции позволило получить модуляцию света с глубиной в несколько процентов на длине волны $0,9 \text{ мк}$. Частота модуляции составляла 100 кГц , модулирующее напряжение было $6\text{—}7 \text{ в}$. Частотная характеристика такого устройства ограничивается емкостью и сопротивлением модулирующего диода.

Следует отметить, что методы модуляции, основанные на изменении поглощения света, не нашли до настоящего времени такого широкого применения, как электрооптические, что связано с трудностью получения больших изменений коэффициента поглощения. По-видимому, наиболее перспективным в этом смысле является низкочастотный модулятор инфракрасного диапазона с инжекцией носителей через p - n переход. Что касается остальных методов, то их практическое применение станет возможным только после того, как будут разработаны новые материалы, позволяющие получать большие изменения коэффициента поглощения.

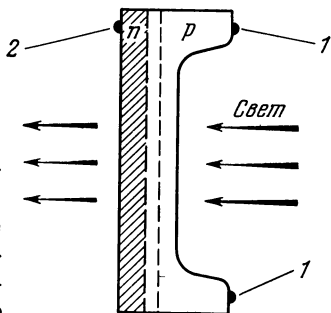


Рис. 5.8. Модулятор на p - n переходе в арсениде галлия.

1 — кольцевой контакт; 2 — точечный контакт.

ГЛАВА 6

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Магнитное поле изменяет оптические характеристики материалов, что приводит к возникновению магнитооптических эффектов. Магнитооптические эффекты могут быть разделены на эффекты первого порядка, пропорциональные первой степени внешнего магнитного поля или намагниченности, и эффекты второго и более высоких порядков. К эффектам первого порядка относятся магнитное вращение плоскости поляризации — эффект Фарадея, экваториальный, полярный и меридиональный эффекты Керра. К эффектам второго порядка относится двойное магнитное лучепреломление — эффект Коттона-Муттона. Для модуляции оптического излучения наибольший интерес представляют магнитооптические эффекты первого порядка. Наиболее перспективными являются модуляторы, основанные на использовании эффекта Фарадея в прозрачных материалах, поскольку в этом случае угол поворота плоскости поляризации пропорционален длине пути излучения в веществе и при достаточной прозрачности может быть сделан сколь угодно большим. Для получения вращения плоскости поляризации в несколько десятков градусов в парамагнетиках и диамагнетиках необходимы магнитные поля порядка десятков и даже сотен тысяч эрстед.

В ферромагнетиках эффект Фарадея пропорционален намагниченности. Это позволяет уменьшить управляющее магнитное поле до величины порядка 2000 *oe*, необходимой, например, в модуляторах с пластинкой железо-иттриевого граната, намагничиваемой перпендикулярно ее плоскости. В этом случае размагничивающее поле, препятствующее намагничиванию, максимально и

равно $4\pi I_s = 1700 \text{ oe}$. В ферромагнитных образцах со значительно меньшими размагничивающими полями, например в тонкой пластинке, намагничиваемой в плоскости, управляющее поле может быть уменьшено до 100, а возможно, и до нескольких десятков эрстед. Для создания магнитооптических модуляторов большое значение имеет прозрачность ферромагнетиков. В последнее время получены монокристаллы феррита-граната иттрия, в которых на толщине в 1 см интенсивность инфракрасного излучения уменьшается всего на несколько процентов. Все это позволило осуществить магнитооптические модуляторы, работающие при комнатной температуре с частотой модуляции до 200 Мгц и с глубиной модуляции в несколько десятков процентов при управляющей мощности 0,1 вт.

§ 6.1. Феноменологическая теория магнитооптических эффектов

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в изотропной неферромагнитной среде, помещенной в магнитное поле, направленное вдоль оси OZ .

Диэлектрическая проницаемость такой среды описывается антисимметричным тензором следующего вида [1, 2, 3]:

$$[\varepsilon] = \begin{vmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{vmatrix}. \quad (6.1)$$

Здесь ε — компонента диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, ε_0 — вдоль поля; g — проекция на ось OZ вектора гирации, определяемого из уравнения

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + i [\mathbf{E} \mathbf{g}]. \quad (6.2)$$

Пусть на поверхность такой среды падает плоскополяризованная волна. Эту волну можно представить в виде суммы двух волн, поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения и различными скоростями распространения. Показатели

преломления этих двух волн могут быть определены из уравнений Максвелла и уравнения (6.2).

Принимая во внимание, что $g \ll 1$, получим

$$n_{\mp} = n_0 \mp g/2n_0. \quad (6.3)$$

Здесь n_0 — показатель преломления среды при $H = 0$; знаки $\mp$ в этой формуле соответствуют волнам, поляризованным по правому и левому кругу.

Фазовые задержки каждой из волн на пути l равны

$$\delta_{\mp} = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{\mp} - n_0). \quad (6.4)$$

Различные фазовые задержки для волн, поляризованных по правому и левому кругу, приводят к повороту плоскости поляризации волны. Угол поворота плоскости поляризации на пути l равен

$$\Psi = \frac{1}{2} (\delta_+ - \delta_-) = \frac{\pi l}{\lambda} (n_+ - n_-). \quad (6.5)$$

Подставляя сюда $n_{\pm}$ из (6.3), получим

$$\Psi = \pi g l / \lambda n_0. \quad (6.6)$$

Так как вектор гирации g пропорционален магнитному полю H , то выражение (6.6) может быть представлено в виде

$$\Psi = C H l. \quad (6.7)$$

В этом выражении C — постоянная Верде, зависящая от частоты излучения и температуры и выражаемая обычно в *мин/эрст·см*. Экспериментальные значения постоянной Верде для некоторых материалов приведены в таблице VIII.

Из таблицы VIII и выражения (6.7) видно, что для получения вращения плоскости поляризации в несколько десятков градусов в таких веществах, как CS_2 , H_2O и кварц, необходимы магнитные поля 10^4 — 10^5 *ое*. Значительно большие постоянные Верде имеют парамагнетики $\text{Tb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, EuF_2 . С понижением температуры постоянная Верде парамагнетиков сильно возрастает. В ферромагнетиках постоянная Верде велика даже при комнатных температурах. Это объясняется тем, что в

Таблица VIII

Материал	Постоянная Верде, мин/эрт·см	Длина волны, мк	Температура, °К
H ₂ O	0,019	0,486	300
CS ₂	0,067	0,486	300
кварц	0,025	0,486	300
EuF ₃	—1,0	0,6	300
Tb ₃ Al ₅ O ₁₂	—0,62	0,63	300
Tb ₃ Al ₅ O ₁₂	—2,008	0,635	77
Tb ₃ Al ₅ O ₁₂	—102,16	0,45	4,2
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	6,5	1,15	300
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	2,2	4,5—9	4,2—300
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	34,5	0,7	300
CrBr ₃	101,0	0,47	1,5

ферромагнетиках под действием больших внутренних обменных полей существуют области спонтанного намагничивания и внешнее магнитное поле лишь ориентирует магнитные моменты этих областей в направлении поля.

Магнитооптические эффекты в ферромагнитных материалах пропорциональны намагниченности.

Экспериментальное исследование эффекта Фарадея в ферритах-гранатах показало, что наряду с гиротропией диэлектрической проницаемости в инфракрасной области спектра существенна также гиротропия магнитной проницаемости, причем в интервале длин волн от 1 до 3 мк вклады недиагональных компонент тензоров $[\epsilon]$ и $[\mu]$ во вращение плоскости поляризации сравнимы по величине и составляют несколько десятков градусов на сантиметр [4, 5].

Диэлектрическая и магнитная проницаемости ферромагнетика, помещенного в магнитное поле, направленное вдоль оси OZ , описываются антисимметричными тензорами следующего вида [1, 3, 6]:

$$[\epsilon] = \begin{vmatrix} \epsilon & -i\epsilon M & 0 \\ i\epsilon M & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{vmatrix}; \quad [\mu] = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu M' & 0 \\ i\mu M' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{vmatrix}. \quad (6.8)$$

Здесь μ — компонента магнитной проницаемости в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, μ_0 — вдоль поля; M и M' — магнитооптические параметры, пропорциональные первой степени намагниченности. Из (6.8) и (6.1) следует, что в ферромагнетиках вектор гирации $\mathbf{g}$ распадается на два вектора — электрический $\mathbf{g}_\varepsilon$ и магнитный $\mathbf{g}_\mu$, причем

$$g_\varepsilon = \varepsilon M, \quad g_\mu = \mu M'.$$

Компоненты тензоров $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ являются, в общем случае, комплексными величинами, т. е.

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_1 - i\varepsilon_2, & \varepsilon_0 &= \varepsilon_{01} - i\varepsilon_{02}, \\ \mu &= \mu_1 - i\mu_2, & \mu_0 &= \mu_{01} - i\mu_{02}, \\ M &= M_1 - iM_2, & M' &= M'_1 - iM'_2. \end{aligned}$$

Поэтому и показатель преломления намагниченного ферромагнетика является комплексным:

$$n^* = n - i\kappa.$$

Уравнение для определения n^* имеет следующий вид [6]:

$$\begin{aligned} &[\mu_0\gamma^2 + \mu(\alpha^2 + \beta^2)][\varepsilon_2\gamma^2 + \varepsilon(\alpha^2 + \beta^2)]n^{*4} - \\ &- [\varepsilon^2\mu\mu_0(1 - M^2)(\alpha^2 + \beta^2) + \varepsilon_0\varepsilon\mu^2(1 - M'^2)(\alpha^2 + \\ &+ \beta^2) + 2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu(1 + MM')\gamma^2]n^{*2} + \varepsilon_0\mu_0\varepsilon^2\mu^2 \times \\ &\times (1 - M^2)(1 - M'^2) = 0. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Здесь α , β и γ — направляющие косинусы волновой нормали. Экспериментальные исследования магнитооптических эффектов показали, что входящие в уравнение (6.9) параметры M и M' значительно меньше единицы. При этом условии из (6.9) получается следующее выражение для показателей преломления:

$$n_{\mp}^* = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \left[1 \mp \frac{1}{2} \gamma(M + M') \right], \quad (6.10)$$

причем знаки $\mp$ в этой формуле, как и выше, соответствуют волнам, поляризованным по правому и левому кругу. Угол вращения плоскости поляризации по ана-

логии с (6.6) записывается следующим образом:

$$\Psi = \frac{\pi n_0}{\lambda} (M_1 + M'_1) \gamma l. \quad (6.11)$$

Входящие в (6.11) параметры M_1 и M'_1 весьма сложным образом зависят от частоты.

Таким образом, недиагональные компоненты тензоров $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ вносят свой независимый вклад во вращение плоскости поляризации. Если направление распространения электромагнитной волны совпадает с направлением намагничивания, т. е. $\gamma = 1$, вращение плоскости поляризации максимально. Если эти направления взаимно перпендикулярны, то $\gamma = 0$ и $\Psi = 0$. 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 случае экваториального эффекта Керра вектор намагниченности направлен перпендикулярно плоскости падения.

Относительное изменение интенсивности отраженного света зависит от поляризации падающей волны. Для электромагнитной волны с электрическим вектором, лежащим в плоскости падения (p -волна), это изменение равно [7]

$$\frac{I_p - I_0}{I_0} = 2 \sin 2\varphi \frac{M_1 A - M_2 B}{A^2 + B^2}, \quad (6.12)$$

где

$$A = \varepsilon_2 \cos^2 \varphi - \mu_2 - \frac{\varepsilon_2 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}, \quad B = \varepsilon_1 \cos^2 \varphi - \mu_1 + \frac{\varepsilon_1 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}.$$

Здесь φ — угол падения; I_0 — интенсивность света, отраженного от ненамагниченного ферромагнетика; I_p — интенсивность света, отраженного от ферромагнетика при его намагничивании для p -волны. Для волны, электрический вектор которой перпендикулярен плоскости падения (s -волна), относительное изменение интенсивности имеет вид

$$\frac{I_s - I_0}{I_0} = 2 \sin 2\varphi \frac{M'_1 A' - M'_2 B'}{A'^2 + B'^2}, \quad (6.13)$$

где

$$A' = \mu_2 \cos^2 \varphi - \varepsilon_2 - \frac{\mu_2 \sin^2 \varphi}{\mu_1^2 + \mu_2^2},$$

$$B' = \mu_1 \cos^2 \varphi - \varepsilon_1 + \frac{\mu_1 \sin^2 \varphi}{\mu_1^2 + \mu_2^2}.$$

Здесь I_s — интенсивность света, отраженного от намагниченного ферромагнетика.

Из (6.12) и (6.13) видно, что экваториальный эффект Керра является эффектом первого порядка относительно M и M' . Если среда гирослектрическая, т. е. если отличны от нуля недиагональные компоненты тензора $[\varepsilon]$, экваториальный эффект Керра будет наблюдаться только для p -волны. Если среда гиромагнитна, т. е. отличны от нуля недиагональные компоненты тензора $[\mu]$, экваториальный эффект Керра отличен от нуля только для s -волны. Таким образом, описанный эффект позволяет разделить влияние недиагональных компонент тензоров $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ на изменение коэффициентов отражения p - и s -волн при намагничивании ферромагнетика.

Экваториальный эффект Керра ферромагнитных металлов невелик. Так, относительное изменение интенсивности отраженного света в видимой области спектра не превышает 10^{-2} для p -волны и 10^{-5} для s -волны. Таким образом, при перемагничивании ферромагнитного металлического зеркала магнитным полем можно получить глубину модуляции около 1%. Эта величина может быть увеличена в несколько раз, если на отражающую поверхность нанести несколько тонких диэлектрических пленок и использовать многократные отражения [3]. Наибольшее изменение интенсивности отраженного света получено в настоящее время на ферромагнетике EuO на длине волны 0,8 мк. При температуре 10°К относительное изменение интенсивности отраженного света при перемагничивании составило 30% для p -волны [8].

Наряду с линейными эффектами при поперечном намагничивании существуют и квадратичные. Из (6.9) при условии $\gamma = 0$ получаем следующие выражения

для показателей преломления p - и s -волн:

$$n_p^{*2} = \varepsilon\mu_0(1 - M^2), \quad n_s^{*2} = \varepsilon_0\mu(1 - M'^2). \quad (6.14)$$

Таким образом, показатели преломления для p - и s -волн в случае поперечного намагничивания различны. Это явление двойного магнитного преломления называется эффектом Коттона-Мутона. Поскольку $M \ll 1$ и $M' \ll 1$, использование этого эффекта для модуляции оптического излучения не представляется перспективным.

§ 6.2. Магнитооптические свойства ферромагнетиков, прозрачных в видимой и инфракрасной областях спектра

Для создания магнитооптических модуляторов света необходимы прозрачные ферромагнитные материалы с большим вращением плоскости поляризации. В настоящее время синтезированы некоторые ферромагнитные монокристаллы, прозрачные в видимой и инфракрасной областях спектра: $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, CrBr_3 , RbNiF_3 , CdCr_2Se_4 и некоторые другие. Особое место в этом ряду занимает $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. В видимой области спектра прозрачность его невелика, коэффициент поглощения α достигает нескольких сотен обратных сантиметров [9]. В интервале длин волн от 1,1 до 8 $\mu\text{м}$ прозрачность $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ значительно возрастает. В работе [10] сообщалось, что в указанном интервале длин волн $\alpha = 25 \text{ см}^{-1}$, в работе [11] исследовались кристаллы $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с $\alpha = 5 \text{ см}^{-1}$ и указывалось, что выращивание оптически однородных кристаллов и их охлаждение позволяют еще более уменьшить поглощение. В работе [12] было получено $\alpha \leq 0,07 \text{ см}^{-1}$ в интервале длин волн от 1,2 до 4,45 $\mu\text{м}$ при 300° К; при 77° К край поглощения сдвигался в сторону еще более коротких длин волн, и коэффициент поглощения α не превышал $0,07 \text{ см}^{-1}$ уже начиная с длины волны 1,05 $\mu\text{м}$.

Коэффициент поглощения $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в инфракрасной области спектра приведен на рис. 6.1 [12].

Влияние различных примесей на прозрачность $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ было исследовано в работах [13, 14], причем

было показано, что добавление двух атомных процентов Si уменьшает коэффициент поглощения при $\lambda = 1,06 \text{ мк}$ с 10 до 3 см^{-1} .

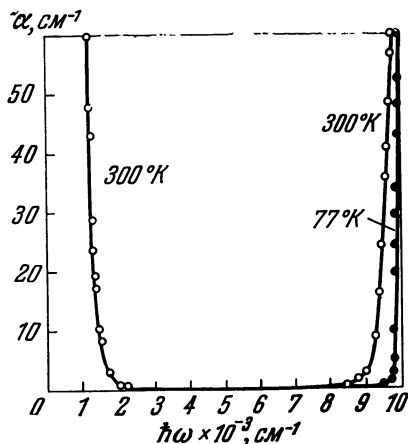


Рис. 6.1. Коэффициент поглощения $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в инфракрасной области спектра.

Удельное вращение плоскости поляризации в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в видимой области спектра [10] представлено на рис. 6.2. Вращение достаточно велико, однако большое поглощение приводит к необходимости работать с образцами толщиной порядка 100 мк.

Удельное вращение плоскости поляризации в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в инфракрасной области спектра при комнатной температуре приведено на рис. 6.3. При длинах волн меньше 1 мк вращение плоскости поляризации в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вызвано в основном электронными переходами в ионах Fe^{3+} октаэдрической подрешетки [15, 16] и определяется недиагональной компонентой тензора $[\epsilon]$. По мере продвижения в инфракрасную область вращение уменьшается, а начиная с 4,5 мк остается постоянным [4, 5], равным 63 град/см.

Объяснение не зависящего от длины волны вращения плоскости поляризации в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и других прозрачных ферромагнетиках было предложено в работе [5].

Недиагональная компонента тензора магнитной проницаемости [17] на частотах $\omega \gg \omega_H$ и $\omega \gg \omega_{\text{рел}}$ (ω_H — частота ферромагнитного резонанса, $\omega_{\text{рел}}$ — частота релаксации) приобретает следующий вид:

$$M'_1 = 4\pi GI/\omega. \quad (6.15)$$

Здесь I — намагниченность ферромагнетика;

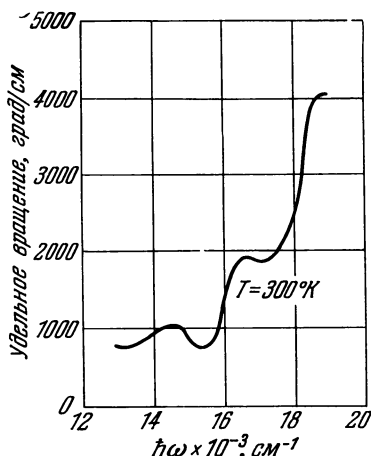


Рис. 6.2. Удельное вращение плоскости поляризации в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в видимой области спектра.

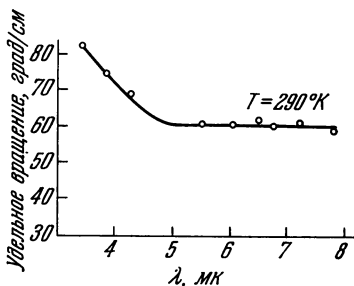


Рис. 6.3. Удельное вращение плоскости поляризации в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в инфракрасной области спектра.

$G = \Lambda q/2mc$ — гиромагнитное отношение; Λ — фактор Ланде. Подстановка (6.15) в (6.11) при $\gamma = 1$ приводит к следующему, не зависящему от частоты, выражению для удельного вращении плоскости поляризации

$$\frac{\Psi}{l} = \frac{2\pi n_0}{c} GI_l. \quad (6.16)$$

Принимая $n_0 = 2,2$, $I = 140 \text{ гс}$, получаем $\Psi/l = 63 \text{ град/см}$ в согласии с экспериментом.

Таким образом, использование эффекта Фарадея в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ позволяет модулировать инфракрасное излучение, причем глубина модуляции в диапазоне от 1,15 $\mu\text{м}$ до 4 $\mu\text{м}$ падает в 4 раза, а затем до 8 $\mu\text{м}$ остается неизменной. Это последнее обстоятельство отличает магнитооптические модуляторы от модуляторов, в которых используются электрооптические эффекты. Не

зависящее от длины волны вращение плоскости поляризации в интервале длин волн от 4,5 мк до 8 мк имеет место и в редкоземельных ферритах-гранатах [5].

Особый интерес представляет исследование эффекта Фарадея в ферромагнитном CdCr_2Se_4 [33]. Температура Кюри этого соединения равна 130° К. Коэффициент поглощения монокристаллов CdCr_2Se_4 в области от 6

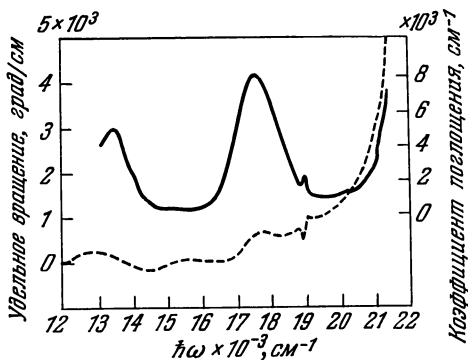


Рис. 6.4. Удельное вращение плоскости поляризации ($T = 1,5^\circ \text{K}$) (пунктир) и коэффициент поглощения ($T = 4,2^\circ \text{K}$) CrBr_3 в зависимости от энергии фотона.

до 17 мк при 77° К составляет 15 см^{-1} . Во всей области прозрачности CdCr_2Se_4 обладает довольно большим вращением плоскости поляризации. На длине волны 10,6 мк Ψ/l составляет около 100 град/см. На длинах волн, больших 14 мк, $\Psi/l = 150 \text{ град/см}$ и не зависит от длины волны в соответствии с (6.16).

Для создания магнитооптических модуляторов могут быть использованы и другие прозрачные монокристаллы ферромагнетиков, такие как CrBr_3 , RbNiF_3 , EuSe , RbFeF_3 .

Кристалл CrBr_3 является ферромагнетиком при температурах ниже 36° К. Удельное вращение плоскости поляризации в CrBr_3 и его коэффициент поглощения [18] приведены на рис. 6.4. Вращение плоскости поляризации в CrBr_3 особенно велико в районе края полосы поглощения.

Гексагональный кристалл RbNiF_3 ферромагнитен при температурах ниже 140°K . Кристалл RbNiF_3 прозрачен вплоть до 11 мк . Магнитооптические свойства этого кристалла изучены в работе [19]. На рис. 6.5

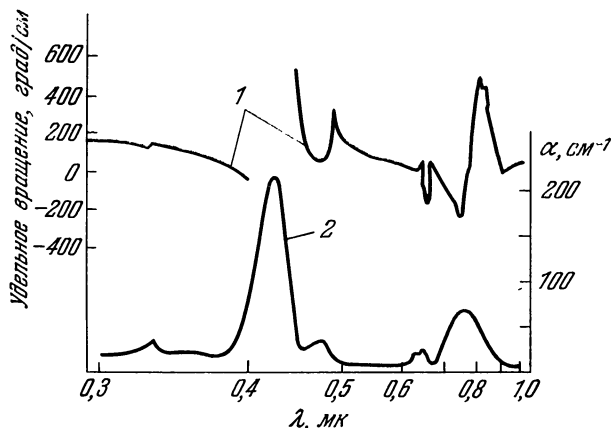


Рис. 6.5. Удельное вращение плоскости поляризации (кривая 1) и коэффициент поглощения (кривая 2) в зависимости от длины волны для RbNiF_3 .

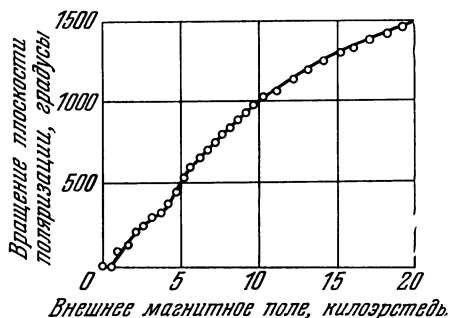


Рис. 6.6. Вращение плоскости поляризации в образце EuSe толщины 157 мк в зависимости от намагничивающего поля на длине волны $0,8 \text{ мк}$ при $4,2^\circ \text{K}$.

представлены результаты исследования коэффициента поглощения и удельного вращения плоскости поляризации в RbNiF_3 в видимой области спектра [19].

В этой области спектра прозрачен также монокристалл RbFeF_3 [20].

Выше уже отмечалась большая величина экваториального эффекта Керра в EuO . В других соединениях, содержащих двухвалентные ионы Eu , магнитооптические эффекты в видимой области спектра также весьма велики [21]. Наибольший интерес с этой точки зрения представляют монокристаллы EuSe , EuF_2 и Eu_2SiO_4 . При температуре $4,2^\circ\text{K}$ в магнитных полях, больших 8000 oe , EuSe ферромагнитен. Зависимость вращения плоскости поляризации в EuSe от магнитного поля на длине волны $0,8\text{ мк}$ приведена на рис. 6.6.

В этом кристалле весьма значителен и эффект Коттона-Мутона.

Кристалл EuF_2 парамагнитен даже при очень низких температурах. По-

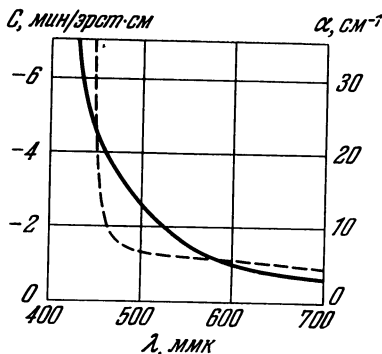


Рис. 6.7. Постоянная Верде (сплошная кривая) и коэффициент поглощения (пунктирная кривая) EuF_2 в видимой области спектра при $T = 300^\circ\text{K}$.

стоянная Верде и коэффициент поглощения этого кристалла приведены на рис. 6.7.

Поскольку CrBr_3 , EuSe , RbNiF_3 , RbFeF_3 , EuO ферромагнитны только при низких температурах, модуляторы оптического излучения, в которых используются эти кристаллы, значительно менее удобны, чем модуляторы на $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, работающие при комнатной температуре.

§ 6.3. Магнитооптические модуляторы излучения

Схема низкочастотного магнитооптического модулятора света на $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ представлена на рис. 6.8. Свет от источника излучения через поляризатор направляется на пластинку феррита-граната, помещенную в намагничивающую катушку. Переменный ток, протекаю-

щий в обмотке, перемагничивает ферромагнетик, что приводит к периодическому изменению угла вращения плоскости поляризации в образце. С помощью анализатора полученная фазовая модуляция может быть преобразована в амплитудную. Если анализатор повернут на угол 45° относительно поляризатора, частота модуляции будет равна частоте намагничивающего поля и чувствительность системы будет максимальной. Действительно, через поляризатор и анализатор, повернутые на угол

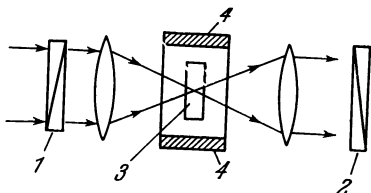


Рис. 6.8. Схема фарадеевского модулятора излучения на $Y_3Fe_5O_{12}$.

1 — поляризатор; 2 — анализатор; 3 — пластинка $Y_3Fe_5O_{12}$; 4 — намагничивающая катушка.

φ относительно друг друга, пройдет свет интенсивности

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (6.17)$$

где I_0 — интенсивность света, прошедшего через поляризатор. Величина производной

$$dI/d\varphi = -I_0 \sin 2\varphi \quad (6.18)$$

будет наибольшей при $\varphi = \pi/4$.

Если поляризатор и анализатор повернуты относительно друг друга на угол $\pi/2$, частота модуляции света будет равна удвоенной частоте магнитного поля. Чувствительность системы в этом случае при небольших углах вращения будет меньше, чем в предыдущем случае.

Модулятор описанного типа исследовался в работе [22], где в магнитном поле 2000 ое была получена 20% модуляция в ближней инфракрасной области спектра на частотах до 60 кГц. Больших частот модуляции в этой работе получить не удалось из-за значительной индуктивности намагничивающей катушки.

Значительно более высокие частоты модуляции вплоть до нескольких мегагерц были получены в модуляторах, где пластинка $Y_3Fe_5O_{12}$ помещалась в радиочастотную катушку, состоящую из десятка витков. В работе [23]

была получена 40% модуляция излучения газового лазера He — Ne на длине волны 3,39 мк на частоте 2 Мгц. В работе [24] магнитооптический модулятор на $Y_3Fe_5O_{12}$ был помещен непосредственно в резонатор лазера, работающего на длине волны 3,39 мк. При намагничивании пластинки $Y_3Fe_5O_{12}$ магнитным полем частоты 6,6 Мгц удалось получить импульсы инфракрасного излучения длительностью в несколько наносекунд с частотой повторения 13,2 Мгц.

Во всех упомянутых выше магнитооптических модуляторах на $Y_3Fe_5O_{12}$ необходимые намагничивающие поля составляли 2000 ое. Следует подчеркнуть, что указанная величина магнитного поля необходима для намагничивания пластинки ферромагнетика перпендикулярно ее плоскости. Действительно, размагничивающий фактор в этом случае равен 4 π , а размагничивающее поле — $4\pi I_s$, где I_s — намагниченность насыщения ферромагнетика. Для $Y_3Fe_5O_{12}$ при комнатной температуре $I_s = 140$ эс, что и дает указанную выше необходимую величину модулирующего поля. Величина магнитного поля, намагничивающего ферромагнитный образец до насыщения, зависит от его формы. Для сферического образца размагничивающий фактор равен $4\pi/3$, а для тонкой пластинки, намагничиваемой параллельно ее плоскости, размагничивающий фактор значительно меньше 4π . Таким образом, направляя свет под углом порядка 45° на пластинку ферромагнетика, намагничиваемую в ее плоскости, можно получить модуляцию в полях порядка 100 или даже нескольких десятков эрстед. Можно использовать также ферромагнетики цилиндрической формы с большим отношением длины к диаметру. В этом случае, однако, в отличие от предыдущего можно модулировать только узкие световые пучки.

Магнитооптические модуляторы описываемого типа работают в диапазоне от 1,15 до 5 мк при незначительных потерях излучения. Глубина модуляции составляет 40% на частотах вплоть до 200 Мгц [25] при управляющей мощности, меньшей 0,1 вт [35].

Выше отмечалось, что эффект Фарадея в $Y_3Fe_5O_{12}$ пропорционален намагниченности, которая довольно

слабо изменяется с температурой. Так, при нагревании от 300 до 350° К намагниченность $Y_3Fe_5O_{12}$ уменьшается на 10%.

Модуляторы на $Y_3Fe_5O_{12}$ могут работать в широком интервале температур вплоть до 450° К. При нагревании $Y_3Fe_5O_{12}$ за счет потерь модулирующего сигнала возникает лишь небольшое уменьшение глубины модуляции.

Поскольку зависимость намагниченности ферромагнетиков от внешнего магнитного поля не является линейной, излучение на выходе модуляторов на ферромагнетиках будет промодулировано не только основной частотой Ω , но и ее гармониками. Однако подробно этот вопрос пока не исследован.

Описанные выше магнитооптические модуляторы работают в широкой спектральной области. Существует еще класс модуляторов, использующих эффект Фарадея, которые эффективно работают только вблизи полосы поглощения вещества. Один из таких модуляторов на парах натрия описан в работе [26]. В качестве источника излучения в этом случае использовалась натриевая лампа, помещенная в магнитное поле. Частоты излучения этой лампы из-за эффекта Зеемана были смещены относительно линий поглощения паров натрия в фарадеевской ячейке.

Вращение плоскости поляризации в ячейке длиной 9,6 см в магнитном поле 3,1 ое составляло 10° при температуре 257° С. Аналогичное вращение при намагничивающем токе 2а получено на частотах вплоть до 265 Мгц.

Модуляторы такого типа могут быть осуществлены и на ферромагнетиках, в состав которых входят редкоземельные ионы. Эти ионы имеют сравнительно узкие линии поглощения, соответствующие электронным переходам внутри 4f-оболочки. Так, в $Eu_3Fe_5O_{12}$ в области перехода ${}^7F_0 - {}^7F_6$, лежащего около 2 мк, получено вращение 10³ град/см [5].

Эффект Фарадея был использован для модуляции добротности рубинового лазера [27], для создания оптических вентилях [28, 29, 34] и в настраиваемых магнитным полем цветных фильтрах [30].

§ 6.4. СВЧ-фарадеевские модуляторы

В предыдущем параграфе были описаны магнитооптические фарадеевские модуляторы, максимальная частота модуляции которых составляла 200 Мгц. Эта частота может быть существенно увеличена, если для модуляции излучения использовать прецессию магнитного момента при ферромагнитном или парамагнитном

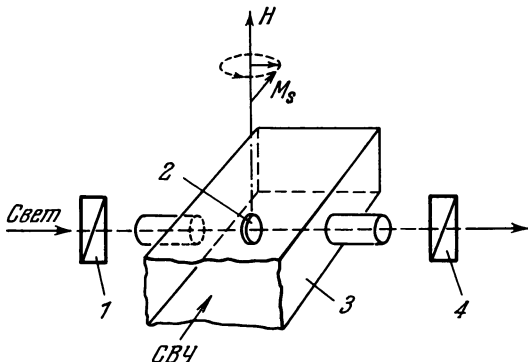


Рис. 6.9. Схема резонансного СВЧ модулятора на $Y_3Fe_5O_{12}$.

1 — поляризатор; 2 — диск из $Y_3Fe_5O_{12}$; 3 — волновод; 4 — анализатор.

резонансе. Магнитный момент M_s ферромагнетика, помещенного в скрещенные постоянное и высокочастотное магнитные поля, прецессирует вокруг направления постоянного магнитного поля. Когда частота высокочастотного магнитного поля совпадает с собственной частотой прецессии, наблюдается интенсивное поглощение СВЧ-мощности и увеличение угла прецессии. Если на такой образец направить оптическое излучение в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, то при резонансе проекция магнитного момента на направление распространения света изменяется с резонансной частотой и возникает фарадеевское вращение, пропорциональное высокочастотной компоненте намагниченности.

Схема экспериментального устройства для получения СВЧ-модуляции света с помощью ферромагнитного резонанса представлена на рис. 6.9 [31]. Тонкий диск феррита-граната иттрия помещен в отрезок прямоугольного волновода, по которому подается мощность СВЧ для возбуждения ферромагнитного резонанса. На длине волны $0,85 \text{ мк}$ в таком модуляторе была получена модуляция глубиной $1,5 \cdot 10^{-4}$ при входной мощности 20 мвт на частоте 10^{10} гц . Модулятор работал при комнатной температуре.

Аналогичный модулятор на CrBr_3 работал при температуре $1,5^\circ \text{ К}$ и на длине волны 5000 Å давал 10% модуляцию при управляющей мощности 10 мвт , на частоте 23 Ггц [18]. Подобная модуляция возможна при парамагнитном резонансе, однако в этом случае модулятор должен работать при температуре жидкого гелия [32]. Частота модуляции во всех этих случаях определяется величиной постоянного магнитного поля и намагниченностью вещества и равна обычно 10^{10} гц . Ширина полосы резонансного поглощения не превышает нескольких мегагерц, поэтому резонансные СВЧ-фарадеевские модуляторы являются узкополосными.

ГЛАВА 7

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

Изменение показателя преломления вещества возможно не только при воздействии электрических и магнитных полей, но и при механических деформациях упругой среды [1]. Это явление носит название фотоупругости. В твердых телах под действием упругих напряжений возникает искусственная анизотропия, которая используется для создания модуляторов света.

Так как скорость распространения упругой деформации значительно меньше скорости света в среде, создание однородных акустических полей возможно лишь на очень низких частотах. Поэтому при периодическом изменении упругих деформаций в кристалле акустическое поле обычно является неоднородным по сечению светового пучка. Модулирующее поле периодически не только во времени, но и по пространству, т. е. модуляция осуществляется акустическими волнами. Если модуляция производится на собственных частотах кристалла (стоячая акустическая волна), то деформации резко увеличиваются, что снижает потребляемую модулятором мощность. Использование в фотоупругих модуляторах стоячей волны, давая значительный выигрыш по модулирующей мощности, резко сужает полосу частот. Поэтому такие модуляторы находят применение в узкополосных системах, например светодальномерах [2, 3].

Кроме модуляторов, основанных на искусственном двулучепреломлении, широко применяются дифракционные модуляторы, в которых свет дифрагирует на решетке, образованной периодическим изменением показателя преломления в поле акустической волны [2].

§ 7.1. Фотоупругость

Если к кристаллу приложить механическое напряжение σ_l , то в кристалле появятся деформации:

$$u_i = \sum_l s_{il} \sigma_l, \quad i = 1, 2, 3, \dots, 6; \quad l = 1, 2, \dots, 6, \quad (7.1)$$

где s_{il} — коэффициенты податливости. Из-за механических деформаций изменится и эллипсоид показателей преломления. Возникшее при этом изменение коэффициентов оптической индикатрисы с точностью до членов первого порядка может быть записано в виде

$$\Delta a_k = \sum_l p_{kl} u_l = \sum_l \pi_{kl} \sigma_l. \quad (7.2)$$

Коэффициенты p_{kl} называются упругооптическими коэффициентами, π_{kl} — пьезооптическими. Они являются компонентами соответствующих тензоров четвертого ранга. Количество независимых компонент в общем случае равно 36.

Между коэффициентами π_{kn} и p_{kn} существует следующая связь:

$$p_{kn} = \sum_r \pi_{kr} c_{rn}; \quad \pi_{kn} = \sum_r p_{kr} s_{rn}, \quad (7.3)$$

где c_{rn} — упругие коэффициенты. Отметим, что p_{kn} являются безразмерными величинами.

В отличие от линейного электрооптического эффекта, который имеет место лишь в пьезокристаллах (не имеющих центра симметрии), линейный упругооптический эффект наблюдается во всех кристаллах и даже в изотропных средах. Это связано с тем, что изменение знака у σ_l влияет на механическое состояние кристалла (растяжение заменяется сжатием), что сказывается на величине n .

К числу изотропных сред, в которых имеет место заметный фотоупругий эффект, принадлежат плавленый кварц и различные стекла.

Изотропная среда характеризуется следующими отличными от нуля упругооптическими коэффициентами:

$$p_{11} = p_{22} = p_{33}, \quad p_{12} = p_{21} = p_{13} = p_{31} = p_{23} = p_{32}, \\ p_{44} = p_{55} = p_{66} = p_{11} - p_{12}.$$

Оптическая индикатриса

$$a_0 (x^2 + y^2 + z^2) = 1 \quad (7.4)$$

при наличии деформации u_i преобразуется к виду

$$a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 z^2 + 2a_4 yz + 2a_5 zx + 2a_6 xy = 1. \quad (7.5)$$

Коэффициенты a_k могут быть найдены из следующего матричного преобразования:

$$\begin{Bmatrix} a_1 - a_0 \\ a_2 - a_0 \\ a_3 - a_0 \\ a_4 \\ a_5 \\ a_6 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{11} - p_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{11} - p_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{11} - p_{12} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{Bmatrix}. \quad (7.6)$$

Если в среде создана одномерная деформация, например, в направлении $[100]$ (отлична от нуля только компонента $u_1 = u$), уравнение индикатрисы приводится к виду

$$(a_0 + p_{11}u)x^2 + (a_0 + p_{12}u)(y^2 + z^2) = 1. \quad (7.7)$$

Из этого уравнения следует, что изотропная среда под влиянием деформации становится одноосной с оптической осью, совпадающей с направлением деформации.

При распространении света в плоскости, перпендикулярной наведенной оптической оси, имеет место двулучепреломление. При этом разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей равна

$$\Delta n = n_e - n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 u (p_{11} - p_{12}), \quad (7.8)$$

где n_o — показатель преломления среды в отсутствие деформации.

У кубических кристаллов классов $\bar{4}3m$, $m\bar{3}m$, к которым принадлежат применяемые в фотоупругих модуляторах

полупроводниковые кристаллы GaAs, Ge, Si, а также YIG и др., отличны от нуля следующие упругооптические коэффициенты:

$$p_{11} = p_{22} = p_{33}; \quad p_{12} = p_{21} = p_{13} = p_{31} = p_{23} = p_{32}; \\ p_{44} = p_{55} = p_{66}.$$

При деформации, направленной вдоль одной из главных осей, эти кристаллы ведут себя так же, как и изотропные среды.

Если u направлено вдоль $[111]$, матричное преобразование (7.2) приводит к следующему уравнению оптической индикатрисы:

$$\left[a_0 + \frac{u}{3} (p_{11} + 2p_{12}) \right] (x^2 + y^2 + z^2) + \\ + \frac{1}{3} p_{44} u (xy + xz + yz) = 1. \quad (7.9)$$

При переходе к главным осям получим

$$\left[a_0 + \frac{1}{3} (p_{11} + 2p_{12} - p_{44}) u \right] (x'^2 + y'^2) + \\ + \left[a_0 + \frac{1}{3} (p_{11} + 2p_{12} + 2p_{44}) \right] z'^2 = 1. \quad (7.10)$$

При этом ось OZ' лежит вдоль направления $[111]$.

Если свет распространяется в плоскости, перпендикулярной $[111]$, то показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно будут равны

$$\left. \begin{aligned} n_e &= n_0 - \frac{n_0^3 u}{6} (p_{11} + 2p_{12} + 2p_{44}), \\ n_o &= n_0 - \frac{n_0^3 u}{6} (p_{11} + 2p_{12} - p_{44}), \end{aligned} \right\} \quad (7.11)$$

а их разность

$$\Delta n = n_e - n_o = - \frac{n_0^3 p_{44} u}{2}.$$

Значительным фотоупругим эффектом обладают кристаллы LiNbO_3 (класс $3m$), Те и α -кварц (класс 32)

тригональной системы. Для них отличны от нуля:

$$p_{11} = p_{22}; \quad p_{12} = p_{21}; \quad p_{13} = p_{23}; \quad p_{33};$$

$$p_{14} = -p_{24} = p_{65}; \quad p_{31} = p_{32}; \quad p_{41} = -p_{42} = -\frac{1}{2}p_{56};$$

$$p_{44} = p_{55}; \quad p_{66} = p_{11} - p_{12}.$$

Рассмотрим лишь простейшие случаи, когда деформация направлена вдоль одной из главных осей кристалла.

Деформация создана вдоль оси [100]. Уравнение оптической индикатрисы имеет вид

$$(a_{10} + p_{11}u)x^2 + (a_{10} + p_{12}u)y^2 + (a_{30} + p_{31}u)z^2 + p_{41}uyz = 1. \quad (7.12)$$

Показатели преломления вдоль осей OZ , OX и OY равны

$$n_z = n_e - \frac{1}{2} p_{31} u n_e^3; \quad n_x = n_o - \frac{1}{2} p_{11} u n_o^3;$$

$$n_y = n_o - \frac{1}{2} p_{12} u n_o^3.$$

Если свет распространяется вдоль оси $[010]$, то

$$\Delta n = (n_e - n_o) - \frac{1}{2} (n_e^3 p_{31} - n_o^3 p_{11}) u, \quad (7.13)$$

т. е. наряду с индуцированным двулучепреломлением существует и естественное. При распространении света по оси $[001]$

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_o^3 (p_{11} - p_{12}) u. \quad (7.14)$$

Деформация направлена вдоль $[010]$. Выражения для Δn в этом случае с точностью до знака совпадают с (7.13) и (7.14).

Деформация направлена по оси $[001]$. Уравнение оптической индикатрисы имеет вид

$$(a_{10} + p_{13}u)x^2 + (a_{10} + p_{13}u)y^2 + (a_{30} + p_{33}u)z^2 = 1. \quad (7.15)$$

Для света, распространяющегося в плоскости XY ,

$$\Delta n = n_e - n_o - \frac{1}{2} (n_e^3 p_{33} - n_o^3 p_{13}) u.$$

Аналогичное рассмотрение может быть проведено для кристаллов других классов. Соответствующие матрицы P_{kn} приведены в [1]. Значения упругооптических постоянных для ряда веществ даны в таблице IX.

Возможны два типа модуляторов света, использующих явление фотоупругости: а) двулучепреломляющие и б) дифракционные. Первый тип модуляторов описан в § 7.2, второй — в § 7.5.

Кубическая зависимость Δn от показателя преломления среды делает особенно выгодным использование фотоупругих модуляторов в инфракрасном диапазоне, где существуют прозрачные среды с показателем преломления порядка 4—6 (напомним, что в видимом диапазоне для прозрачных материалов $n \simeq 1,5$).

§ 7.2. Фотоупругие модуляторы на двулучепреломлении

Принцип действия двулучепреломляющего модулятора на фотоупругости таков же, как и электрооптического. Разница лишь в том, что в данном случае разность фаз

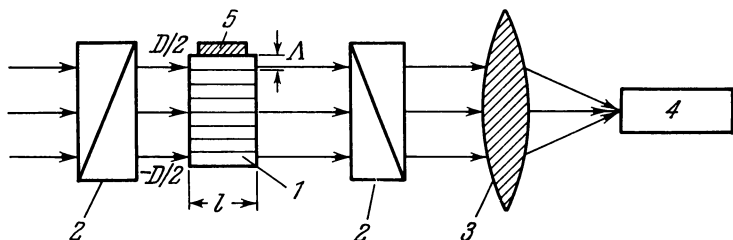


Рис. 7.1. Принципиальная схема фотоупругого модулятора на двулучепреломлении.

1 — фотоупругий кристалл; 2 — поляризаторы; 3 — собирающая линза; 4 — фотоприемник; 5 — пьезодатчик.

Γ возникает под действием механических напряжений, а не электрического поля. Для фотоупругого модулятора на двулучепреломлении

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} \Delta n = \frac{\pi l}{\lambda} n_0^3 p u, \quad (7.16)$$

где p — эффективный упругооптический коэффициент.

Таблица IX (продолжение)

Материал	λ , мк	Фотоупругие постоянные p_{ij}	n	ρ , г/см ³	Пolarизация акустической волны	Направление распространения	$v \times 10^{-5}$, см/сек	Пolarизация света	Направление распространения	$n^2 p_{ij} \times 10^{11}$, см/сек	Литература
TiO ₂	0,63	$p_{11} = 0,044$ $p_{12} = 0,172$ $p_{31} = 0,0965$ $p_{13} = 0,168$ $p_{33} = 0,058$			про- дольная	[1,0]	7,86	⊥	[001]	3,93	[8]
LiNbO ₃	0,63	$p_{31} = 0,178$ $p_{13} = 0,092$ $p_{33} = 0,088$ $p_{41} = 0,155$ $p_{11} = 0,036$ $p_{12} = 0,072$	2,20	4,7	про- дольная	[1,0]	6,57			6,99	[5], [8]
YAG	0,63	$p_{11} = -0,029$ $p_{12} = 0,009$ $p_{44} = -0,0615$	1,83	4,2	про- дольная	[100]	8,53			0,042	[8]
		[110]				8,60	⊥		0,073	[8]	
YIG	1,15	$p_{11} = 0,025$ $p_{12} = 0,073$ $p_{44} = 0,041$	2,22	5,17	про- дольная	[100]	7,21	⊥		0,33	[7]

Таблица IX (продолжение)

Материал	λ , мк	Фотоупругие постоянные p_{ij}	n	ρ , г/см ³	Поляризация акустической волны	Направление распространения	$v \times 10^{-5}$, см/сек	Поляризация света	Направление распространения	$n^o_p \times 10^{18}$, см/сек	Литература
LiTaO ₃	0,63	$p_{11} = p_{12} = 0,0804$ $p_{44} = 0,022$ $p_{31} = 0,086$ $p_{33} = 0,150$ $p_{13} = 0,094$ $p_{41} = 0,024$ $p_{14} = 0,034$	2,18	7,45	про- дольная	[001]	6,19			1,37	[8]
As ₂ S ₃	0,63	$p_{11} = 0,308$ $p_{12} = 0,299$	2,61	3,20	про- дольная		2,6	⊥		433	[8]
	1,15	$p_{11} = 0,308$ $p_{12} = 0,299$	2,46		про- дольная					347	[8]
SF ₄	0,63	$p_{11} = 0,232$ $p_{12} = 0,256$	1,616	3,59	про- дольная		3,63	⊥		4,51	[8]
β-ZnS	0,63	$p_{11} = 0,091$ $p_{12} = -0,04$ $p_{44} = 0,075$	2,35	4,10	про- дольная	[110]	5,51		[001]	3,41	[8]
					попереч- ная	[110]	2,165	или ⊥	[001]	0,57	[8]

Таблица IX (продолжение)

Материал	$\lambda, \text{мк}$	Фотоупругие постоянные $\bar{p}_{ij}$	n	$\rho, \text{г/см}^3$	Поляризация акустической волны	Направление распространения	$v \times 10^{-3}, \text{см/сек}$	Поларизация света	Направление распространения	$\frac{n^2 p_{ij}}{\rho v^2} \times 10^{10}, \text{см/сек}$	Литература
$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	0,63	$p_{11} = 0,20$ $p_{12} = 0,08$ $p_{44} = 0,085$ $p_{33} = 0,252$	1,76	4,0	продольная	[001]	11,15		$[1, 1/\sqrt{3}, 0]$	0,34	[8]
CdS	0,63 10,6	$p_{11} = 0,142$ $p_{12} = -0,066$ $p_{44} = 0,084$ $p_{31} = 0,041$ $p_{11} = 0,104$ $p_{12} = 0,016$	2,44	4,82	продольная	[1,0]	4,17			12,1	[8] [10]
ADP	0,63	$p_{11} = 0,302$ $p_{12} = 0,246$ $p_{31} = 0,195$ $p_{13} = 0,236$ $p_{33} = 0,263$ $p_{66} = 0,075$	1,58	1,803	продольная поперечная	[100] [100]	6,15 1,83	 или $\perp$	[010] [001]	2,78 6,43	[8] [8]

[illegible]

Принципиальная схема модулятора этого типа дана на рис. 7.1. Деформация в кристалле создается продольной стоячей акустической волной, распространяющейся вдоль оси OZ :

$$u = u_0 \cos Kz \cos \Omega t, \quad (7.17)$$

где Ω — частота колебаний, а K — волновой вектор акустической волны.

Интенсивность света на выходе фотоупругого модулятора на двулучепреломлении I определяется выражением (1.13). Поскольку разность фаз Γ в рассматриваемом случае зависит от z (см. (7.16) и (7.17)), выражение (1.13) должно быть проинтегрировано по z в пределах ширины светового пучка D [6].

Таким образом,

$$I = \frac{I_0}{D} \int_{-D/2}^{+D/2} \sin^2 \frac{\Gamma(z)}{2} dz, \quad (7.18)$$

где I_0 — интенсивность света на входе. Обычно в фотоупругих модуляторах имеет место следующее соотношение:

$$2D/\Lambda = a, \quad (7.19)$$

где Λ — длина волны звука, a — целое число.

Интегрируя (7.18) и учитывая (7.19), (7.16) и (7.17), получим

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 - J_0 \left(\frac{2\pi n_0^3}{\lambda} p l u_0 \cos \Omega t \right) \right]. \quad (7.20)$$

Отметим, что суммарная интенсивность не зависит от числа полуволн звука a , укладывающихся на ширине светового луча.

Разлагая (7.20) в ряд Фурье, получим

$$I = \frac{I_0}{2} \left\{ 1 - J_0^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) + 2J_1^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) \cos 2\Omega t - \right. \\ \left. - 2J_2^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) \cos 4\Omega t + \dots \right\}, \quad (7.21)$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} l u_0 n_0^3 p.$$

Из этого выражения следует, что свет модулирован только четными гармониками частоты Ω :

$$I = I_0 + I_{2\Omega} \cos 2\Omega t + I_{4\Omega} \cos 4\Omega t + \dots \quad (7.22)$$

Максимальное мгновенное значение интенсивности света на выходе модулятора достигается при $\Gamma_0^* = 3,83$ и составляет 70% от I_0 . При этом $I_{2\Omega}$ и $I_{4\Omega}$ равны

$$\left. \begin{aligned} I_{2\Omega} &= I_0 J_1^2 \left(\frac{\Gamma_0^*}{2} \right) \simeq 0,34 I_0, \\ I_{4\Omega} &= I_0 J_2^2 \left(\frac{\Gamma_0^*}{2} \right) \simeq 0,1 I_0. \end{aligned} \right\} \quad (7.23)$$

Искажение сигнала достигает 30%.

При малых Γ_0 , когда имеет место чисто синусоидальная модуляция, эффективность модулятора

$$\eta \simeq \frac{\Gamma_0^2}{2} = \frac{2\pi^2 l^2}{\lambda^2} n_3^6 u^2 p^2. \quad (7.24)$$

Как уже указывалось, фотоупругие модуляторы на двулучепреломлении являются узкополосными устройствами, работающими на фиксированных (собственных) частотах. Нижняя частота модуляции определяется поперечными размерами среды L :

$$f_m = v/2L,$$

где v — скорость распространения упругой деформации. Наивысшая частота ограничена возможностью получения достаточно интенсивной деформации. Если в качестве излучателя упругих волн использовать титанат бария, наивысшая частота модуляции составит ~ 30 Мгц. Использование в качестве датчиков тонких пленок из CdS, напыленных на фотоупругий материал, позволяет получать частоты упругих колебаний до нескольких гигагерц.

Экспериментальное исследование фотоупругого модулятора на двулучепреломлении проведено в работах [11, 12]. В качестве фотоупругой среды в [11] использован

плавленный кварц. Модуляция света осуществлялась частотой 5 Мгц. Интенсивность $I_{2\Omega}$ достигала максимума при напряжении на излучателе 1,8 в. Было выяснено, что потери света в модуляторе (включая поляроиды) составляли не менее 80%. Получена зависимость $I_{2\Omega}$ от угла падения света на кристалл β и установлено, что интенсивность падает в 2 раза при $\beta = \pm 8^\circ$. Возможность использования светового пучка с такой большой расходимостью позволяет применять весьма протяженные источники света и тем самым компенсировать большие потери света в модуляторах на двулучепреломлении.

Модулятор инфракрасного диапазона ($\lambda = 3,39 \text{ м}\epsilon$) с кристаллом Ge исследован в работе [12]. В качестве пьезодатчика использовался кварц X-среза с собственной частотой $f = 5 \text{ Мгц}$. Эффективная модуляция осуществлялась на частотах 8,16; 8,76; 9,32; 9,94; 10,58 Мгц. Основные измерения проводились на частоте 9,94 Мгц. В качестве поляроида использовались пластины из кальцита. Приемником модулированного сигнала служило фотосопротивление из Ge:Аu. Зависимость постоянной составляющей интенсивности света, а также $I_{2\Omega}$ от напряжения на пьезодатчике даны на рис. 7.2.

Из рис. 7.2 видно, что как $I_{\text{ср}}$, так и $I_{2\Omega}$, полученные экспериментально, меньше соответствующих теоретических значений. Это, по-видимому, может быть объяснено двумя причинами, не учитывавшимися при выводе формулы (7.20): неравномерным распределением интенсивности света по сечению луча и возбуждением не только продольных, но и поперечных волн.

В отличие от электрооптических модуляторов, где возможны смещение рабочей точки и использование зависимости $I \sim \sin \Gamma$, модуляция за счет двулучепреломления, вызванного фотоупругостью, осуществляется лишь на нелинейном участке модуляционной характеристики, т. е. там, где $I \sim \sin^2 \Gamma/2$. Это связано с тем, что знак Γ в соседних полуволнах стоячей волны различен.

Однако, если выбрать достаточно низкую частоту модуляции так, чтобы D было много меньше Λ , то возможно смещение на линейный участок характеристики. В этом случае модуляция интенсивности выходящего света будет осуществляться на частоте Ω . В [13] получена такая

модуляция с $f_m = 8200$ гц и полосой 40 гц при использовании в качестве фотоупругой среды стекла. Глубина

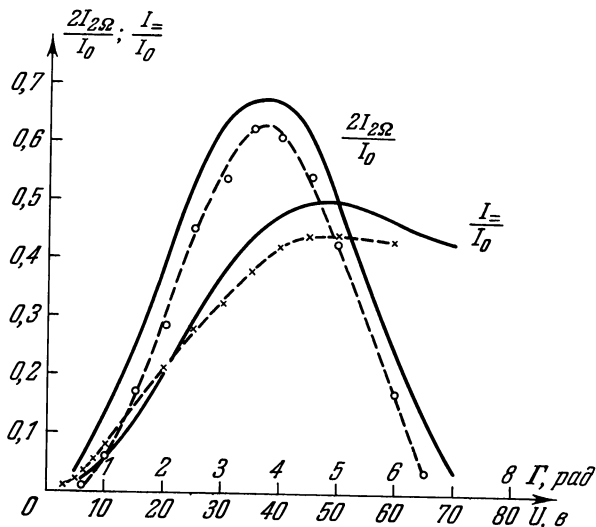


Рис. 7.2. Зависимость $I_{=}/I_0$ и $I_{2Ω}/I_0$ от напряжения на пьезодатчике и разности фаз Γ .

Сплошные кривые — теоретические, пунктирные — экспериментальные.

модуляции в 87,5% была получена при напряжении 11,4 в. Искажения за счет частоты $3Ω$ составляли 4%.

§ 7.3. Дифракция света на акустических волнах

Акустическая волна создает в среде периодическое по пространству распределение показателя преломления. Луч света при своем распространении в такой среде дифрагирует на неоднородностях n . Образуется ряд максимумов излучения с различными направлениями светового вектора. Хотя суммарная интенсивность по всем максимумам постоянна и равна интенсивности падающего света, распределение энергии по максимумам зависит от интенсивности акустической волны, что и дает возможность модулировать свет в каждом отдельном максимуме.

Рассмотрим кратко теорию модуляции света при его дифракции на акустической волне. В наиболее простой форме она развита в работах Рамана и Нэджендра Ната [14].

Пусть световой пучок падает на границу прозрачной среды, в которой возбуждены акустические волны. Направление распространения этих волн перпендикулярно лучу света (рис. 7.3). Если ширина акустического столба в направлении распространения света l достаточно мала, то можно считать, что световые лучи проходят через акустический столб прямолинейно (это основное допущение теории Рамана и Нэджендра Ната). В этом приближении оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, вызванным акустической волной, влияет только на фазу света, прошедшего акустический столб. Таким образом, световое поле в плоскости $x = l$ модулировано только по фазе, но постоянно по амплитуде.

Скорости распространения света и акустической волны в среде отличаются примерно на шесть порядков, поэтому за время прохождения света через акустический столб последний можно считать неподвижным. Вводя такое допущение, можно рассчитать дифракционную картину при произвольном мгновенном значении акустического поля, а затем учесть зависимость этого поля от времени. Дифракционная картина будет следовать практически без запаздывания за изменением упругих напряжений.

Если на входе модулятора (при $x = 0$) световая волна имеет плоский фронт с амплитудой E_0 , то при $x = l$ в случае стоячей акустической волны

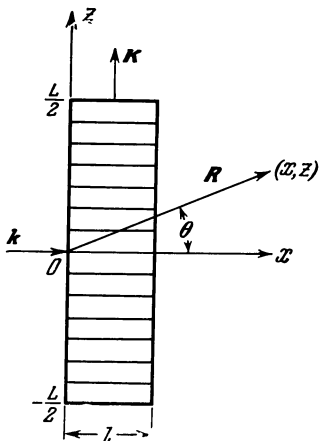


Рис. 7.3. К расчету дифракции света на акустической решетке.

$$E = E_0 e^{ikl(n + \Delta n \cos \Omega t \cos Kz)}, \quad (7.25)$$

а в случае бегущей волны

$$E = E_0 e^{ikl(n + \Delta n \cos(Kz - \Omega t))}, \quad (7.26)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda},$$

Δn — амплитуда изменения показателя преломления под действием акустической волны.

По известному полю на плоскости $x = l$ можно найти поле в любой точке полупространства $x > l$. Обычно представляет интерес поле в дальней зоне, на расстояниях больших по сравнению с размерами модулирующей ячейки. Диаграмма направленности излучения описывается интегралом вида

$$\frac{b}{\lambda} \int_{-L/2}^{L/2} e^{ikz \sin \theta} E_{x=l} dz, \quad (7.27)$$

где b и L — поперечные размеры дифракционной решетки, а θ — угол наблюдения. Подставляя в этот интеграл значения $E_{x=l}$ из (7.25) и (7.26), получим в случае бегущей акустической волны

$$E = E_0 \frac{bL}{\lambda} e^{ikln} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\Omega t - \frac{\pi}{2})} \times \\ \times J_m(k\Delta n l) \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)} \quad (7.28)$$

и в случае стоячей акустической волны

$$E = E_0 \frac{bL}{\lambda} e^{-ikln} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m \times \\ \times J_m(kl\Delta n \cos \Omega t) \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)}, \quad (7.29)$$

где J_m — функция Бесселя m -го порядка.

Отсюда находятся направления главных дифракционных максимумов:

$$\sin \theta_m = m\lambda/\Lambda. \quad (7.30)$$

Полученные выражения (7.28) и (7.29) определяют интенсивности и частоты дифракционных максимумов различных порядков.

В случае бегущей акустической волны интенсивность света в m -м дифракционном максимуме пропорциональна квадрату функции Бесселя m -го порядка:

$$I_m = I_0 J_m^2(\Gamma_0), \quad (7.31)$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n.$$

Таким образом, при постоянном Δn интенсивности всех максимумов постоянны во времени. Частота же m -го максимума равна $\omega + m\Omega$, т. е. сдвинута относительно частоты исходного света. Отсутствие амплитудной модуляции света и сдвиг его частоты связаны с тем, что бегущая акустическая волна создает для света движущуюся фазовую дифракционную решетку. Движение решетки не меняет интенсивности максимумов, но из-за эффекта Доплера меняет частоту света.

Величина аргумента функции Бесселя Γ_0 в (7.31), определяющая интенсивности дифракционных максимумов, пропорциональна упругой деформации u . Для бегущей акустической волны существует следующая связь между деформацией и акустической мощностью P :

$$u^2 = 2P/S\rho v^3, \quad (7.32)$$

где S — площадь поперечного сечения акустического столба, ρ — плотность среды, v — скорость распространения звука в среде. Подставляя в выражение для Γ_0 значение u из (7.32), получим

$$\Gamma_0 = \frac{\pi n^3 p}{\lambda} \sqrt{\frac{2Pl^2}{S\rho v^3}}. \quad (7.33)$$

При малых Γ_0 интенсивность света в первом дифракционном максимуме может быть записана в виде

$$I_1 \simeq I_0 \frac{\pi^2 n^8 p^2 L^2}{2 \lambda^2 \rho v^3 S} P. \quad (7.34)$$

Таким образом, эффективность фотоупругого материала характеризуется величиной:

$$M = n^8 p^2 / \rho v^3.$$

Значения этой величины для различных сред приведены в таблице IX.

В случае стоячей акустической волны интенсивность m -го дифракционного максимума пропорциональна квадрату функции Бесселя m -го порядка с аргументом, зависящим от времени:

$$I_m = I_0 J_m^2 (\Gamma_0 \cos \Omega t). \quad (7.35)$$

Наибольший интерес представляет основной максимум, интенсивность которого пропорциональна функции $J_0^2 (\Gamma_0 \cos \Omega t)$. Произведя спектральный анализ этого выражения, можно получить

$$\begin{aligned} J_0^2 (\Gamma_0 \cos \Omega t) = & \left[J_0^4 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) + 2 \sum_{a=1}^{\infty} J_a^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) \right] - \\ & - \left[4 \sum_{a=0}^{\infty} J_a^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) \times J_{a+1}^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) \right] \cos 2\Omega t + \\ & + \left[2 J_1^4 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) + 4 \sum_{a=0}^{\infty} J_a^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) J_{a+2}^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right) \right] \cos 4\Omega t - \dots \quad (7.36) \end{aligned}$$

Таким образом, интенсивность света, распространяющегося в направлении $\theta = 0$, модулирована частотой 2Ω и ее гармониками. Появление амплитудной модуляции при дифракции света на стоячей акустической волне связано с тем, что стоячая волна эквивалентна неподвижной фазовой решетке с меняющейся во времени величиной Δn . Дважды за период модулирующего колебания энергия света перекачивается из основного максимума в боковые, создавая амплитудную модуляцию каждого из максимумов,

Все боковые максимумы модулированы по интенсивности на 100% частотами 2Ω , 4Ω и т. д. Глубина модуляции основного максимума зависит от величины Γ_0 , т. е. от интенсивности акустической волны и оптической длины кристалла.

Следует отметить, что значение Γ_0 в случае стоячей акустической волны определяется не только акустической

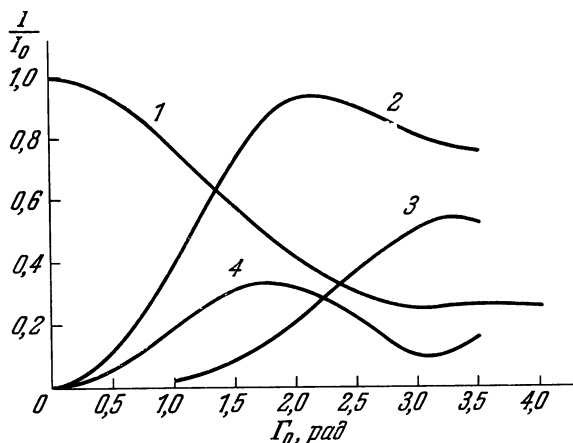


Рис. 7.4. Зависимость интенсивности дифрагированного света от Γ_0 .

1 — $I_{=}/I_0$ — в нулевом максимуме; 2 — $2I_{2\Omega}/I_0$ — в нулевом максимуме; 3 — $2I_{4\Omega}/I_0$ — в нулевом максимуме; 4 — $2I_{2\Omega}/I_0$ — в первом боковом максимуме.

мощностью, но и резонансными свойствами кристалла. Поэтому интенсивность дифрагированного света резко увеличивается на частотах собственных колебаний упругой среды.

Зависимости постоянной и переменных составляющих интенсивности света в основном и первом боковом дифракционных максимумах от Γ_0 приведены на рис. 7.4. Как видно из этого графика, амплитуда $I_{2\Omega}$ в основном максимуме достигает значения $0,48 I_0$ при $\Gamma_0 = 2$. Однако в этом случае возникают большие искажения формы модуляции, так как $I_{4\Omega} = 0,1 I_0$. При $\Gamma_0 = 1,5$ глубина модуляции достигает 67% при $I_{4\Omega}/I_{2\Omega} = 0,12$.

Если Γ_0 мало, то свет в основном максимуме модулирован частотой 2Ω .

В соответствии с выражением (7.36) при малых Γ_0 эффективность модулятора равна

$$\eta = \Gamma_0^2/2. \quad (7.37)$$

Таким образом, эффективность модулятора пропорциональна квадрату пути света в акустическом столбе. Последняя зависимость имеет место лишь в приближении Рамана и Нэджендра Ната, т. е. при малых l .

Учет конечности l , который дает возможность оценить оптимальную для модуляции длину пути взаимодействия света и акустической волны, мы проведем, пользуясь теорией С. М. Рытова [15].

Если интенсивность акустической волны мала, так что можно считать малой по сравнению с единицей величину

$$h_0 = \Gamma_0 \frac{n\Lambda^2}{2\pi\lambda l} = \frac{\Lambda^2}{\lambda^2} n\Delta n, \quad (7.38)$$

то световое поле в плоскости $x = l$ может быть представлено в виде разложения в ряд по малому параметру $h = h_0 \cos \Omega t$ при произвольной ширине акустического столба l :

$$E_{x=l} = E_0 e^{-iknl} \left\{ 1 + h(1 - e^{i\sigma}) \cos Kz + h^2 [2(e^{i\sigma} - 1 - i\sigma) + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}e^{i\sigma} + \frac{1}{6}e^{4i\sigma}\right)] \cos 2Kz + \dots \right\}, \quad (7.39)$$

где $\sigma = \pi\lambda l/\Lambda^2 n$ — безразмерная ширина акустического столба. Подставляя это выражение в дифракционный интеграл (7.27) и производя интегрирование, получим для малых углов θ

$$E = E_0 \frac{bL}{\lambda} e^{-iknl} \left[1 + 2h^2 (e^{i\sigma} - 1 - i\sigma) \frac{\sin\left(\frac{KL\theta}{2}\right)}{\frac{KL\theta}{2}} \right]. \quad (7.40)$$

При вычислении предполагалось, что $\sin(KL/2)/(KL/2)$ много меньше единицы, т. е. дифракция происходит на решетке из большого числа акустических волн.

Выражение (7.40) дает возможность определить интенсивность света в направлении $\theta = 0$ с ошибкой

порядка h^4 :

$$I = I_0 [1 - 4h^2 (1 - \cos \sigma)] = I_0 [1 - 2h_0^2 (1 - \cos \sigma) - 2h_0^2 (1 - \cos \sigma) \cos 2\Omega t]. \quad (7.41)$$

Отсюда оптимальная длина взаимодействия света с акустической волной определяется из условия:

$$\cos \sigma = -1, \quad \text{т. е. } \sigma = \pi. \quad (7.42)$$

Таким образом,

$$l_{\text{опт}} = \Lambda^2 n / \lambda. \quad (7.43)$$

Глубина модуляции света частотой 2Ω равна

$$m = 2h_0^2 (1 - \cos \sigma), \quad (7.44)$$

и эффективность модулятора при оптимальной длине

$$\eta = 8h_0^2 = \frac{8\Lambda^4}{\lambda^4} n^2 (\Delta n)^2. \quad (7.45)$$

Выражение (7.45) отличается от (7.37) более резкой зависимостью от длины волны света и коэффициента преломления среды.

§ 7.4. Дифракция Брэгга

Если световой пучок падает на акустический столб под углом φ , то симметрия дифракционных максимумов нарушается. В этом случае амплитуды максимумов ± 1 -го порядка содержат угловые множители вида

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\sin \left[\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \cos \varphi) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \theta - \cos \varphi)}, \\ B &= \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} \left(\sin \theta - \sin \varphi \mp \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} \left(\sin \theta - \sin \varphi \mp \frac{\lambda}{\Lambda} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (7.46)$$

Множитель A определяет объемные эффекты и зависит от ширины акустического столба l . Множитель B определяет направления на первый и минус первый максимумы:

$$\sin \theta_{1,-1} = \sin \varphi \pm \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (7.47)$$

Полная интенсивность зависит от степени перекрытия главных максимумов A и $B_{\pm 1}$. На рис. 7.5 приведены главные максимумы в функции θ . С уменьшением Λ (повышением частоты модуляции) максимумы $B_{\pm 1}$ раздвигаются.

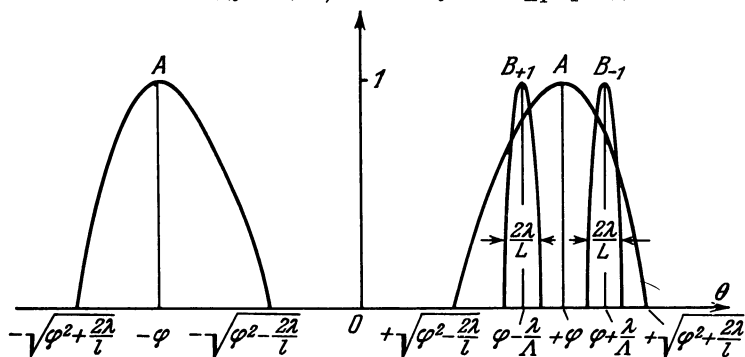


Рис. 7.5. Главные максимумы A и $B_{\pm 1}$ в функции θ .

С увеличением l сужаются максимумы A . Поэтому на высоких частотах или при больших l максимумы $B_{\pm 1}$ не перекрываются с максимумом A . Однако при соответствующем выборе φ максимум B_{-1} может совпасть со вторым максимумом A . Это происходит при

$$\sin \varphi = \lambda/2\Lambda. \quad (7.48)$$

Этот угол падения носит название угла Брэгга. Направление максимума минус первого порядка при угле падения Брэгга определяется из условия:

$$\sin \theta_{-1} = -\lambda/2\Lambda. \quad (7.49)$$

Таким образом, $\theta_{-1} = -\varphi$.

Направление первого максимума определяется из условия:

$$\sin \theta_{+1} = 3\lambda/2\Lambda. \quad (7.50)$$

Если для направления, определяемого условием (7.49), множитель A равен единице, то для направления θ_{+1} множитель A равен

$$A = \sin \frac{\pi l \lambda}{\Lambda^2} / \frac{\pi l \lambda}{\Lambda^2}. \quad (7.51)$$

(При выводе этого выражения учитывалось, что длина волны света значительно меньше длины акустической волны.)

Таким образом, при дифракции света под углом Брэгга, первый и минус первый максимумы имеют одинаковую интенсивность при

$$\pi l \lambda / \Lambda^2 \ll 1$$

и асимметричны при условии

$$\pi l \lambda / \Lambda^2 \gg 1.$$

При выполнении последнего неравенства наблюдается дифракция Брэгга, при которой интенсивности всех дифракционных максимумов, кроме минус первого, становятся пренебрежимо малыми. Ход лучей при дифракции Брэгга изображен на рис. 7.6.

Расчет интенсивности света при дифракции Брэгга удобно провести, используя методику, изложенную в работах [14, 22].

Амплитуда световой волны E_0 в среде с показателем преломления n , изменяющимся под действием бегущей акустической волны, удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_0}{\partial z^2} + k^2 n^2 \left[1 + \frac{2\Delta n}{n} \sin(Kz - \Omega t) \right] E_0 = 0. \quad (7.52)$$

Это уравнение справедливо при $\Delta n \ll n$ и $\Omega \ll \omega$. Решение уравнения (7.52) ищется в виде суммы волн, распространяющихся в направлениях дифракционных

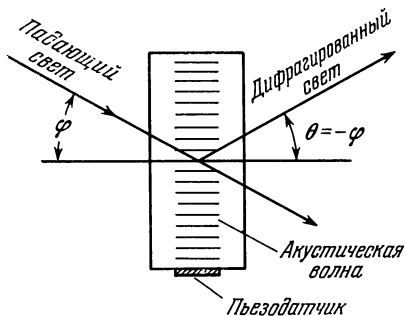


Рис. 7.6. Ход лучей при дифракции Брэгга.

максимумов;

$$E_0(x, z) = \sum_m C_m(x) e^{i x n k \cos \varphi + i z n k \sin \varphi + i m (Kz - \Omega t)}, \quad (7.53)$$

где φ — угол, под которым распространяется в среде падающая волна. Подставляя (7.53) в (7.52) и пренебрегая $\partial^2 C_m / \partial x^2$, что допустимо при $\lambda / \Lambda \ll 1$, получим систему дифференциальных уравнений, определяющих амплитуды C_m :

$$\frac{\partial C_m}{\partial x} = i \frac{m^2 K^2 + 2mKnk \sin \varphi}{2nk \cos \varphi} C_m - \frac{k\Delta n}{2 \cos \varphi} (C_{m+1} - C_{m-1}). \quad (7.54)$$

При дифракции Брэгга интенсивностями всех дифракционных максимумов, кроме нулевого и минус первого, можно пренебречь; поэтому из системы (7.54) остаются лишь два уравнения, связывающие C_0 и C_{-1} . Интегрирование этих уравнений от $x = 0$ до $x = l$ при граничных условиях $C_0(0) = 1$ и $C_{-1}(0) = 0$ приводит к следующему выражению для относительной интенсивности минус первого максимума:

$$\begin{aligned} \frac{I_{-1}}{I_0} &= |C_{-1}|^2 = \\ &= \frac{\pi^2 l^2 (\Delta n)^2}{\lambda^2} \left[\frac{\sin \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \sqrt{1 + \frac{4n^2}{(\Delta n)^2} \frac{\sin^2 \varphi_B}{\cos^2 \varphi} (\sin \varphi_B - \sin \varphi)^2}}{\frac{\pi \Delta n}{\lambda} \sqrt{1 + \frac{4n^2}{(\Delta n)^2} \frac{\sin^2 \varphi_B}{\cos^2 \varphi} (\sin \varphi_B - \sin \varphi)^2}} \right]^2, \end{aligned} \quad (7.55)$$

где $\sin \varphi_B = \lambda / 2\Lambda$.

Интенсивность света в направлении угла Брэгга равна

$$I_{-1} = I_0 \sin^2 \frac{\pi \Delta n l}{\lambda} = I_0 \sin^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{Pl (n^6 p^2)}{2b}} \right]. \quad (7.56)$$

§ 7.5. Модуляторы, использующие дифракцию света

Исследование целого ряда различных модуляторов света на бегущих и стоячих акустических волнах проведено в работах [3, 16—19]. В этих модуляторах применяются пьезодатчики из кристаллического кварца или титаната

бария, работающие на частотах 2—15 *Мгц*. В качестве фотоупругой среды использовался ксилол и четыреххлористый углерод. Применение встречных излучателей позволило расширить частотную характеристику модулятора, улучшить фазовые характеристики и получить глубину модуляции света около 80% при потребляемой мощности 1—6 *вт*. Эти модуляторы нашли практическое применение в светодоальномерах.

Особенно большой интерес представляет применение дифракционных модуляторов в инфракрасном диапазоне.

В [12] исследовалась модуляция света с длиной волны 3,39 *мк*, дифрагировавшего на акустических волнах в монокристалле германия. Частота модуляции была около 5 *Мгц*.

Между модулирующим кристаллом и фотоприемником помещалась вращающаяся плоско-параллельная кварцевая пластина. Развертка осциллографа была синхронизована с вращением пластины, что позволило наблюдать на экране угловое распределение дифрагировавшего света.

Полученные экспериментально значения $I_{\perp}$, $I_{2\Omega}$ и $I_{4\Omega}$ в основном и первом боковом максимумах изображены на рис. 7.7. При напряжении на пьезодатчике $U_0 = 44$ *в* интенсивность $I_{2\Omega}$ в основном максимуме достигает значения $(0,45 \pm 0,05) I_0$.

Проведенный в § 7.1 анализ показывает, что изменение показателя преломления под действием упругих колебаний зависит от поляризации дифрагирующего света. Полученные в [12] результаты подтверждают этот вывод.

Модуляция света с длиной волны 10,6 *мк* исследовалась в работах [9, 10]. Дифракция света происходила на акустической решетке в кристаллах CdS, GaAs, Se [10]. На бегущей волне в боковые максимумы перешло 5% интенсивности излучения при плотности акустической мощности 12 *вт/см²* и частоте модуляции 20 *Мгц*. При использовании стоячих волн в кристалле GaAs удалось получить модуляцию глубиной 16% при полосе в 100 *кГц*.

В работе [9] исследовалась дифракция Брэгга в кристалле теллура, обладающего большим показателем преломления на длине волны 10,6 *мк* ($n_e = 6,2$; $n_o = 4,8$). Экспериментальным путем было доказано, что теллур на 10,6 *мк* является лучшим модулятором, чем плавленный

кварц на $0,63 \text{ мк}$. В импульсном режиме удавалось перекачать в дифрагированный луч до 40% света, проходящего через кристалл теллура.

Хорошим материалом для модуляции инфракрасного излучения с длиной волны $1\text{--}6 \text{ мк}$ частотами до 1000 Мгц является иттриевый гранат YIG. В [7] описана дифракция

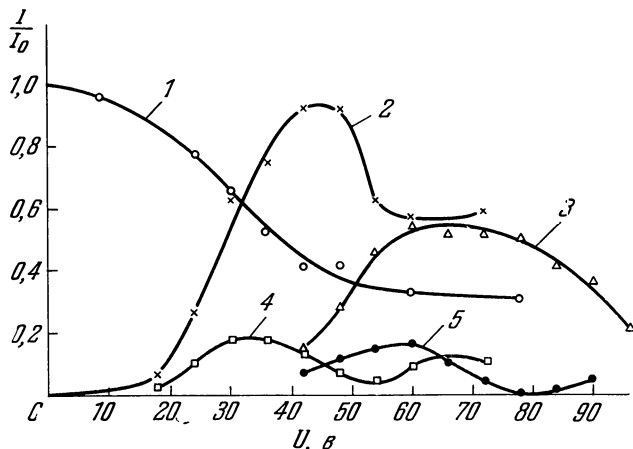


Рис. 7.7. Зависимость интенсивности дифрагированного света от напряжения на пьезодатчике.

1 — I_{-}/I_0 в нулевом максимуме; 2 — $2I_{2\Omega}/I_0$ — в нулевом максимуме; 3 — $2I_{4\Omega}/I_0$ — в нулевом максимуме; 4 — $2I_{2\Omega}/I_0$ в первом боковом максимуме 5 — $2I_{4\Omega}/I_0$ в первом боковом максимуме.

Брэгга в этом кристалле на частотах $200\text{--}800 \text{ Мгц}$. Основным достоинством YIG является его высокая акустическая добротность на столь высоких частотах.

Периодическое по пространству распределение показателя преломления может быть создано не только акустической волной в упругой среде, но и электромагнитной волной в электрооптической среде. Однако при этом заметные углы дифракции имеют место лишь в том случае, когда пространственный период изменения показателя преломления соизмерим с длиной волны света. Поэтому взаимодействие света с электрооптической дифракционной решет-

кой может представлять интерес лишь в тех случаях, когда либо длина волны модулирующего поля уменьшена за счет большой диэлектрической проницаемости, либо дифракционная решетка создается световой волной.

Дифракция на электрооптической решетке осуществлена с помощью кристалла КТН (см. § 4.2) с $\epsilon = 3400$ на частоте $9,5 \text{ ГГц}$ [20]. В этой работе при модулирующей мощности в несколько сотен ватт (в импульсе) удавалось перекачивать из нулевого порядка в более высокие до 5% падающего света.

Возможность дифракции света на решетке, созданной мощным лазерным лучом, обсуждается в работе [21].

* * *

Следует отметить, что фотоупругие модуляторы света особенно эффективны при использовании резонансных свойств упругих сред. При этом полосы модуляторов узки, но модуляция осуществляется при небольших напряжениях. На высоких частотах для модуляции может быть успешно применена дифракция света. Если же модулирующая частота низка и дифракционные максимумы разрешить трудно, то следует воспользоваться модуляцией на двулучепреломлении, которая несколько увеличивает потери света, но позволяет оперировать с большими угловыми апертурами.

ГЛАВА 8

СКАНИРОВАНИЕ СВЕТА

Появление оптических квантовых генераторов поставило наряду с задачей эффективной модуляции света проблему сканирования, т. е. управления отклонением светового луча. Эта проблема важна для систем оптической связи между удаленными объектами, оптической локации, а также в схемах развертки светового осциллографа и проекционного телевидения. Особенно важное значение имеет эта проблема для создания световых быстродействующих счетных машин.

Все эти применения требуют от отклоняющих систем сочетания большой скорости отклонения с высокой разрешающей способностью.

Основными характеристиками сканирующих систем являются: пределы отклонения, скорость работы, потребляемая электрическая мощность, диапазон световых волн и дисперсия. Особенно важной характеристикой является разрешающая способность, т. е. число разрешимых световых элементов. Разрешающая способность N определяется отношением максимального угла отклонения светового луча к его угловой ширине. Если расходимость луча связана только с конечностью его поперечных размеров, то

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} = \frac{D\Delta\theta}{\kappa\lambda}, \quad (8.1)$$

где $\delta\theta$ — угол естественной расходимости луча, $\Delta\theta$ — максимальный угол сканирования, D — поперечный раз-

мер луча, κ — коэффициент, порядка единицы, зависящий от формы поперечного сечения луча.

Угол отклонения луча всегда можно увеличить с помощью пассивных элементов, например телескопа, но разрешение при этом не меняется.

Возможны различные методы [1] отклонения светового луча. Некоторые из этих методов будут кратко рассмотрены в данной главе.

§ 8.1. Отклонение света в средах с изменяющимся во времени показателем преломления

Простейшая система для сканирования светового луча использует призму из электрооптического вещества, помещенную в электрическое поле. При изменении показателя преломления призмы меняется направление преломленного луча.

Если луч света падает на призму (рис. 8.1) под углом φ , то угол θ , под которым луч выходит из призмы, зависит

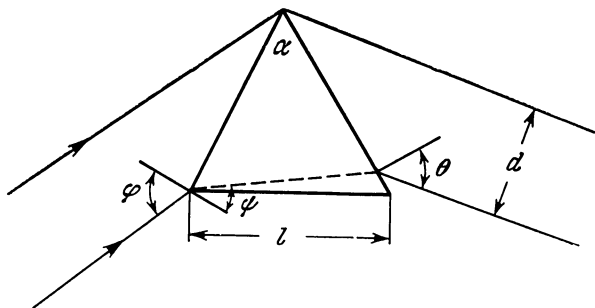


Рис. 8.1. Ход лучей в отклоняющей призме.

от показателя преломления призмы n . Вариация показателя преломления Δn приводит к изменению угла θ на величину [2]

$$\Delta\theta = \frac{\sin \alpha}{\cos \theta \cdot \cos \psi} \Delta n, \quad (8.2)$$

где α — угол при вершине призмы, ψ — угол преломления луча на входной поверхности.

Число разрешимых световых элементов в этом случае равно

$$N = \frac{D \sin \alpha}{\cos \theta \cdot \cos \psi} \frac{\Delta n}{\lambda}. \quad (8.3)$$

Это выражение справедливо в предположении, что луч, выходящий из призмы, обладает только дифракционной расходимостью.

Разрешающая способность N достигает максимального значения при угле падения, соответствующем углу

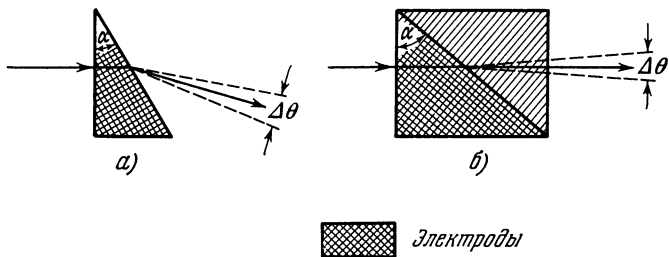


Рис. 8.2. Примеры отклоняющих элементов, использующих призму из электрооптического кристалла.

наименьшего отклонения призмы:

$$N_{\text{макс}} = \frac{l}{\lambda} \Delta n. \quad (8.4)$$

Такая величина $N_{\text{макс}}$ может быть получена при полном использовании входной апертуры призмы.

Как следует из (8.4), разрешающая способность определяется лишь длиной основания призмы и не зависит от угла при вершине.

Для уменьшения потерь света за счет отражения на входной поверхности дефлектора используется нормальное падение света на отклоняющую призму.

Форма отклоняющего элемента в этом случае изображена на рис. 8.2, а. Угол α при вершине призмы выбирается таким образом, чтобы не возникало полного внут-

ренного отражения при выходе света из дефлектора. Так, для прямоугольной призмы α должно быть меньше

$$\alpha_{\text{макс}} = \arcsin 1/n.$$

Начальное отклонение луча может быть скомпенсировано с помощью добавочной призмы (рис. 8.2,б). Если между электрооптическим и компенсирующим элементами обеспечен оптический контакт, то угол $\alpha_{\text{макс}}$ увеличивается до $\arcsin (n_k/n)$, где n_k — показатель преломления компенсирующей призмы.

Дефлектор из двух призм эквивалентен прямоугольному бруску из электрооптического материала с треугольными электродами. Однако в этом случае имеют место паразитные эффекты, связанные с краевым полем треугольного плоского конденсатора и с наличием градиента показателя преломления.

Наибольшие изменения Δn к настоящему времени получены в кристаллах КТН, BaTiO_3 (§ 4.2) и КДР при температуре, близкой к точке Кюри (§ 1.1). На этих кристаллах и осуществлены призмные дефлекторы [2—5].

В осуществленных к настоящему времени дефлекторах с призмами из КТН удалось получить $N = 12$ [3]. Теоретический подсчет показывает, что с помощью призмы из КТН с длиной основания в 1 см при достигнутом в настоящее время значении $\Delta n = 7 \cdot 10^{-3}$ можно получить около ста разрешимых элементов при $\lambda = 0,6 \text{ мк}$.

Вотклоняющей системе, использующей дефтерированный КДР при температуре на 5°C выше точки Кюри, получено отклонение в $2,6 \text{ мрад/кв}$. Это соответствует 200 разрешимым световым элементам при напряжении 10 кв на длине волны света $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ [5]. В работе [36] получено $N = 18$ при напряжении $\pm 600 \text{ в}$.

В [1, 6, 7] описаны отклоняющие системы, использующие многолучевой интерферометр с изменяющимся во времени показателем преломления (рис. 8.3). Направление распространения света в этих системах в дальней зоне определяется относительной разностью фаз между соседними лучами и может меняться при изменении оптической длины пути nl . Такая система действует подобно сфазированной антенной решетке. Изменение оптической длины на величину $\Delta (nl)$ приводит к изменению направления

волнового фронта на угол $\Delta\theta = 2 \Delta(nl)/s$, где s — расстояние между соседними лучами. Максимальный угол сканирования $\Delta\theta_{\text{макс}}$ достигается при

$$\Delta(nl) = \lambda/2$$

и равен λ/s . Разрешающая способность этой системы равна d/s , т. е. числу лучей в сфазированной решетке. Максимальное число лучей при выходной апертуре интерферометра d и коэффициентах отражения зеркал R_1 и R_2 , близких к единице, меньше величины $(d^2/2L\lambda)^{1/2}$ [6]. Если число

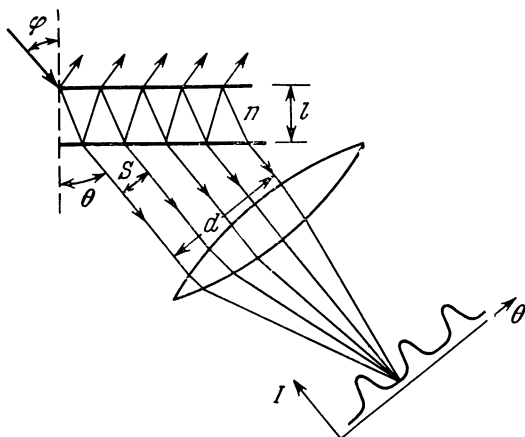


Рис. 8.3. Отклоняющая система с многолучевым интерферометром.

пучков ограничивается не апертурой, а потерями при отражении на зеркалах, то [1]

$$N_{\text{макс}} = \frac{\pi}{1 - R_1 R_2}. \quad (8.5)$$

Полученное экспериментально в [6] разрешение равно 125 при $R = 0,975$.

Предложены различные системы с управляемой фазовой задержкой в каждом из лучей. Обычно такие устройства применяются не для сканирования, а для оптической обработки информации.

§ 8.2. Сканирование света в веществах с градиентом показателя преломления

В средах с переменным показателем преломления луч света искривляется пропорционально градиенту показателя преломления. На этом эффекте основаны сканирующие системы, в которых с помощью электрических полей или упругих напряжений создается переменный во времени градиент n .

Если луч света распространяется в среде в направлении, перпендикулярном градиенту показателя преломления, то он отклоняется в сторону возрастания показателя преломления на угол θ , равный]

$$\theta = l \operatorname{grad} n, \quad (8.6)$$

где l — путь луча в среде.

Градиент показателя преломления может быть создан в электрооптическом кристалле, находящемся в неоднородном электрическом поле. Отклоняющая система, использующая кристалл KDP, помещенный в поле квадрупольного конденсатора, описана в [8]. При напряжении на электродах в 7,4 кВ получено сканирование со звуковой частотой на угол $\Delta\theta = 9'$. Система разрешала восемь световых элементов.

Значительный градиент показателя преломления можно получить за счет фотоупругости. В стоячей акустической волне показатель преломления изменяется по синусоидальному закону:

$$n = n_0 + \Delta n \sin Kz \cdot \cos \Omega t. \quad (8.7)$$

Вблизи узлов стоячей волны $\operatorname{grad} n$ не зависит от z и равен

$$\operatorname{grad} n = \frac{2\pi\Delta n}{\Lambda} \cos \Omega t. \quad (8.8)$$

Эти области постоянного градиента могут быть использованы для отклонения луча света [9—14]. В качестве отклоняющей среды могут быть использованы вода [10], ацетон [11], кварц [12], германий [37] и т. д.

При пропускании света через узлы стоячей волны (рис. 8.4) угол отклонения максимален:

$$\Delta\theta_{\text{макс}} = 4\pi \frac{l}{\Lambda} \Delta n. \quad (8.9)$$

Увеличение угла отклонения возможно с помощью многократных проходов светом акустической ячейки. В

работе [10] девятикратное прохождение дало возможность получить угол отклонения, равный 2° .¹

Луч конечной ширины занимает целую область вблизи узла стоячей волны. При этом градиент показателя преломления не постоянен по сечению луча, что приводит к дополнительной расходимости луча $\delta\theta_c$ при его отклонении. Если диаметр луча на входе в систему равен D , то расходимость, связанная с нарушением

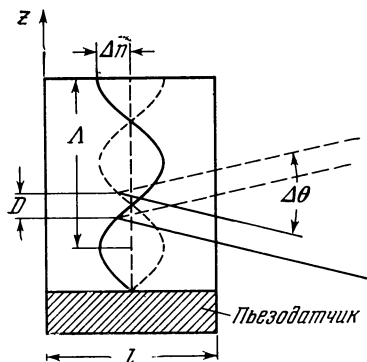


Рис. 8.4. Акустическая отклоняющая ячейка.

линейной зависимости n от z , может быть представлена в виде

$$\delta\theta_c = \Delta\theta_{\text{макс}} - \Delta\theta \Big|_{z=\frac{D}{2}} = 4\pi \frac{l}{\Lambda} \Delta n \left(1 - \cos \frac{\pi D}{\Lambda}\right). \quad (8.10)$$

Этой расходимостью можно пренебречь, когда $\Lambda \gg D$. Однако уменьшение D сопровождается ростом дифракционной расходимости

$$\delta\theta = \lambda/D.$$

Поэтому для сканирующих систем, использующих стоячую акустическую волну, существует оптимальный диаметр луча, определяемый из условия:

$$\delta\theta_c = \delta\theta. \quad (8.11)$$

Разрешение при оптимальном диаметре равно [37]

$$N = \frac{2\pi l \Delta n}{\Lambda \lambda} D_{\text{опт}}. \quad (8.12)$$

В сканирующих ячейках на твердом теле необходимо использовать поляризованный свет, так как даже для изотропного твердого тела величина Δn различна для света, поляризованного вдоль направления распространения звука и перпендикулярно к нему (§ 7.1).

§ 8.3. Дифракционные отклоняющие системы

В главе 7 рассматривалось применение дифракции света на акустических волнах для модуляции. Зависимость положения боковых максимумов дифрагированного света от частоты звука позволяет использовать это явление для отклонения светового луча [15].

Угол отклонения первого бокового максимума равен

$$\theta = \lambda/\Lambda = \lambda\Omega/2\pi v, \quad (8.13)$$

где λ — длина волны света, Λ — длина акустической волны в среде, v — скорость звука, Ω — его частота. При изменении частоты Ω первый боковой максимум смещается на угол:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{2\pi v} \Delta\Omega. \quad (8.14)$$

Если угловая ширина луча определяется только его дифракционной расходимостью, то число разрешимых элементов равно

$$N = D\Delta\Omega/2\pi v. \quad (8.15)$$

В [16] описана отклоняющая система, в которой свет дифрагировал на акустических волнах в воде. Частота ультразвука изменялась от 40 до 45 Мгц. Число разрешимых элементов достигало 73,5.

Энергия света, приходящаяся на первый боковой максимум, относительно невелика (см. § 7.3) из-за распределения энергии по многим максимумам. Поэтому в отклоняющих системах удобно использовать дифракцию Брэгга, при которой энергия распределяется только между двумя

максимумами (рис. 8.5). Количество разрешимых элементов при этом определяется соотношением (8.15).

Длительное взаимодействие волн света и звука эффективно лишь при выполнении следующих соотношений [17]:

$$k_{\pi} = k_d + K, \quad (8.16)$$

$$\omega_{\pi} = \omega_d \pm \Omega, \quad (8.17)$$

вытекающих из законов сохранения энергии и импульса. Здесь K_{π} и ω_{π} — волновой вектор и частота падающего

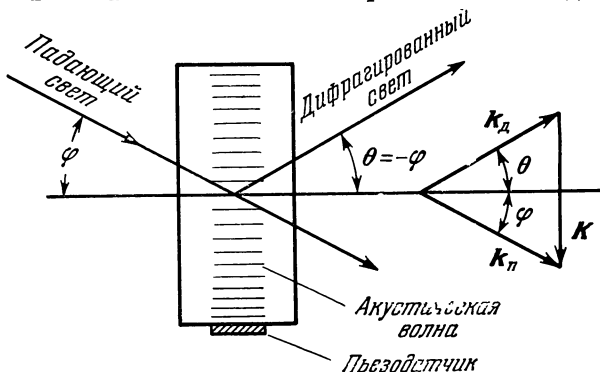


Рис. 8.5. Отклоняющая система, использующая дифракцию Брэгга.

света, k_d и ω_d — соответствующие величины для дифрагированного света и K, Ω — для звука. Учитывая малость Ω по сравнению с ω_{π} и ω_d , получим для изотропной среды

$$|k_d| \simeq |k_{\pi}|.$$

Описываемый соотношением (8.16) дифракционный треугольник (рис. 8.6, а) является равнобедренным. Угол между падающим и дифрагированным светом равен 2θ , где θ — угол отклонения дифрагированного света, равный углу падения:

$$\sin \varphi = \sin \theta = \lambda/2\Lambda. \quad (8.18)$$

Дифракция возможна до частот звука, меньших $\Omega_{\text{макс}}$:

$$\Omega_{\text{макс}} = 4 \pi n v / \lambda. \quad (8.19)$$

Обычно в твердых телах максимальная частота сканирования для видимого света составляет 20—30 Гц.

При изменении частоты звука для выполнения условия (8.18) необходимо менять угол между падающим световым лучом и нормалью к фронту акустической волны. Однако

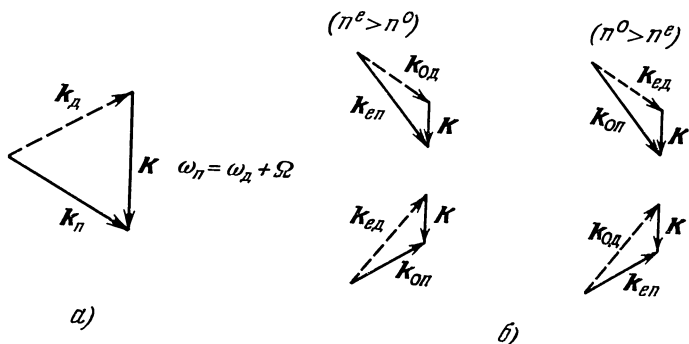


Рис. 8.6. Векторные диаграммы при брэгговском рассеянии света. а — для изотропной среды; б — для анизотропной среды при различных поляризациях падающего света.

за счет расходимости звукового и светового лучей условие (8.18) выполняется в конечной полосе частот, что позволяет осуществить сканирование при неизменном угле падения.

В [18], предложена конструкция из ряда пьезодатчиков, создающая волновой фронт, поворачивающийся с изменением Λ . Такое устройство дало возможность получить 200 разрешимых элементов при изменении частоты от 19 до 35 МГц и использовать эту систему для телевизионной развертки.

Отклонение луча может быть осуществлено также на электрооптической дифракционной решетке в материале с большим ϵ , например, в KTN [19, 20].

§ 8.4. Акустическая дифракция света в анизотропных кристаллах

В случае анизотропных кристаллов, кроме обычной дифракции Брэгга, описанной в предыдущем параграфе, может происходить дифракция с изменением плоскости поляризации света [21]. При этом из-за различия

в показателях преломления для обыкновенной и необыкновенной волн

$$|k_{\text{н}}| \neq |k_{\text{д}}|.$$

Возможные в этом случае дифракционные треугольники изображены на рис. 8.6, б при различных поляризациях падающего света для положительных и отрицательных одноосных кристаллов. Углы падения и дифракции для анизотропных кристаллов определяются следующими выражениями:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2n_{\text{н}}\Lambda} \left[1 + \frac{\Lambda^2}{\lambda^2} (n_{\text{н}}^2 - n_{\text{д}}^2) \right], \quad (8.20)$$

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2n_{\text{д}}\Lambda} \left[1 - \frac{\Lambda^2}{\lambda^2} (n_{\text{н}}^2 - n_{\text{д}}^2) \right], \quad (8.21)$$

где $n_{\text{н}}$ и $n_{\text{д}}$ — показатели преломления для падающего и дифрагировавшего света. Эти углы по-разному зависят от частоты звука.

При $n_{\text{н}} > n_{\text{д}}$ и

$$\Lambda = \Lambda_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{n_{\text{н}}^2 - n_{\text{д}}^2}} \quad (8.22)$$

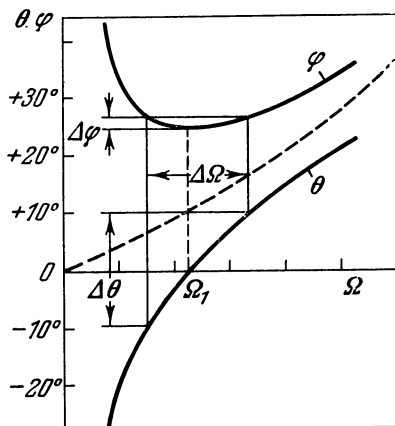
угол падения минимален, а угол дифракции θ равен нулю.

Зависимость φ и θ от частоты звука дана на рис. 8.7. Из рисунка видно, что в полосе $\Delta\Omega$ вблизи частоты $\Omega_1 = 2\pi\nu/\Lambda_1$ угол θ меняется в широких пределах, в то время как угол падения φ почти постоянен. Это дает возможность сканировать луч

Рис. 8.7. Зависимость угла падения φ и угла дифракции θ от частоты звука.

Сплошные кривые — для анизотропной среды, пунктирная — для изотропной.

света при изменении частоты модуляции, не меняя угла падения.



Из выражений (8.20) и (8.21) могут быть определены максимальная и минимальная частоты анизотропной дифракции, соответствующие $\varphi = 90^\circ$.

Т а б л и ц а X

Кристалл	Характер поляризации акустических волн	$f_{\min}$, Мгц	f_1 , Ггц	$f_{\max}$, Ггц
α -кварц	продольная	82	1,52	28
	поперечная (быстрая)	75	1,35	25
	поперечная (медленная)	48	0,89	16,5
Al_2O_3	продольная	140	2,9	62
	поперечная (быстрая)	114	2,4	56
	поперечная (медленная)	64	1,3	28
LiNbO_3	продольная	1060	7,45	27,2
TiO_2	поперечная	2440	10,7	49,3
Te (10,6 мк)	продольная	290	0,81	2,6
Примечание. Расчет проведен для волн, распространяющихся вдоль оси OX .				

В таблице X приведены значения $f_{\max}$, $f_{\min}$ и $f_1 = \Omega_1/2\pi$ для различных кристаллов. Приведенные значения частот вычислены для всех кристаллов при $\lambda = 0,63$ мк, а для кристалла Те при $\lambda = 10,6$ мк.

Расчеты, произведенные в [21], показывают, что для кристалла α -кварца при $\Delta\varphi = 10^{-3}$ рад частоту звука можно изменять на $\Delta f = 280$ Мгц. Угол сканирования в этом случае равен $2 \cdot 10^{-2}$ рад.

Таким образом, использование анизотропной дифракции увеличивает в 10 раз количество разрешимых элементов.

Если $n_{\text{п}} < n_{\text{д}}$, то углы φ и θ меняются ролями, φ становится монотонной функцией Ω , а θ имеет минимум. Этот случай для сканирования неприемлем.

§ 8.5. Дискретные отклоняющие системы

Кроме систем с непрерывным сканированием светового луча, в последнее время находят широкое применение системы с дискретным отклонением луча — своеобразные оптические триггеры [22—28]. Каждый триггер состоит из двух кристаллов. Первый кристалл обладает электрооптическим эффектом и дает на выходе свет с одной из двух

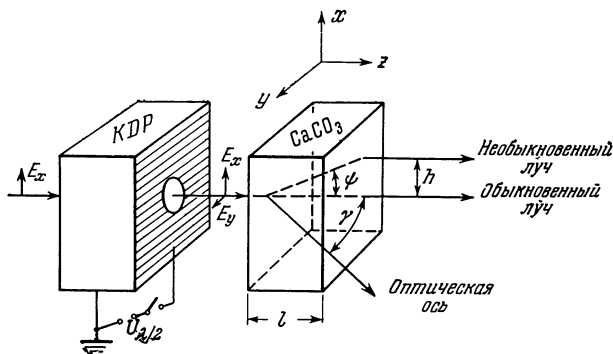


Рис. 8.8. Оптическая отклоняющая система на два положения.

возможных ортогональных поляризаций. Второй анизотропный кристалл осуществляет пространственное разделение лучей с разной поляризацией. На рис. 8.8 изображена одна из возможных оптических отклоняющих систем на два положения.

Если на кристалл KDP падает луч света, поляризованный по оси OX , то в зависимости от того, приложено к кристаллу напряжение $U_{\lambda/2}$ или нет, выходящий луч света будет поляризован по оси OY или OX (см. § 1.1), т. е. будет являться необыкновенным или обыкновенным лучом для кристалла кальцита. Кристалл кальцита вырезан так, что его оптическая ось лежит в плоскости YZ под углом γ к OZ .

Обыкновенный луч при нормальном падении на такой кристалл не отклоняется, а необыкновенный — идет под

углом ψ к оси OZ . Линейное смещение между лучами h равно

$$h = l \operatorname{tg} \psi, \quad (8.23)$$

где l — длина кристалла кальцита. Это смещение максимально при

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{n_0}{n_e} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{n_0^2 - n_e^2}{2n_0 n_e}. \quad (8.24)$$

Для кристалла кальцита при $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ угол $\gamma = 54,27^\circ$, а угол $\psi = 5,9^\circ$. Кроме кальцита для разделения лучей используются кристаллы NaNO_3 ($\gamma = 49,54^\circ$; $\psi = 9,17^\circ$) и KDP ($\gamma = 53,87^\circ$, $\psi = 1,48^\circ$).

Системы с большим числом разрешимых дискретных элементов получаются каскадированием описанных выше

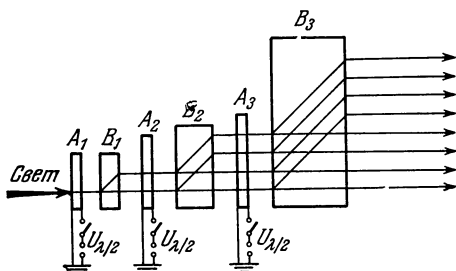


Рис. 8.9. Трехкаскадная отклоняющая система.

двухпозиционных ячеек. Количество разрешимых элементов при этом равно 2^n , где n — число каскадов. На рис. 8.9 изображена трехкаскадная отклоняющая система, дающая восемь различных положений луча на выходе. Каждой возможной комбинации напряжений на трех электрооптических кристаллах A_1 , A_2 , A_3 соответствует одно из изображенных на рис. 8.9 положений луча. Для получения эквидистантного расположения лучей на выходе отклоняющей системы длины двулучепреломляющих кристаллов B_1 , B_2 , B_3 должны относиться как $1 : 2 : 4$ и т. д. В многокаскадной системе для уменьшения размеров выходного раstra применяется обычно сходящийся световой пучок. Количество каскадов ограничивается размерами

кристаллов и потерями света. В [27] описана 16-каскадная отклоняющая система с 65 536 разрешимыми элементами.

Разделение лучей может быть осуществлено не только с помощью двулучепреломляющего кристалла, но и другими методами. Например, призмой Волластона [25, 26], пластинкой с полным внутренним отражением [27], кристаллом с конической рефракцией [29] и т. д.

Скорости переключения ограничены сопротивлением прозрачных электродов электрооптического кристалла и его емкостью. В [27] получена скорость переключения порядка 10^5 гц.

§ 8.6. Электронно-лучевой пространственный модулятор

Среди различных типов модулирующих и сканирующих устройств несколько особняком стоит пространственный электронно-лучевой модулятор света [30—33].

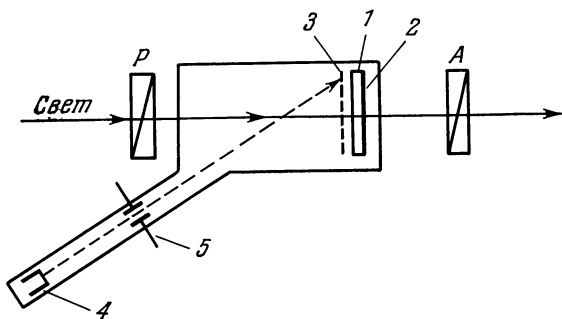


Рис. 8.10. Принципиальная схема электронно-лучевого модулятора.

1 — кристалл; 2 — сигнальная пластина; 3 — коллектор; 4 — электронная пушка; 5 — система отклонения электронного луча.

Принципиальная схема такого модулятора приведена на рис. 8.10. Кристалл, обладающий продольным электрооптическим эффектом, помещен между двумя скрещенными поляризаторами. При заряде одной из поверхностей кристалла электронным лучом на экране появляется изо-

бражение, которое соответствует потенциальному рельефу, созданному на поверхности кристалла.

Электронный луч, попадая на кристалл-мишень, вызывает вторичную эмиссию, величина которой зависит от кинетической энергии электронов у мишени. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от разности потенциалов между мишенью и катодом приведена на рис. 8.11.

Если потенциал коллектора V выше потенциала мишени U , то все вторичные электроны уходят на коллектор. Этому случаю соответствует кривая 1 на рис. 8.11. Потенциалы U_1 и U_2 , при которых $\sigma = 1$ (ток вторичных электронов равен первичному току), называются первым и вторым критическими потенциалами. При V , меньших U_2 , зависимость σ от U изменяется (кривая 2) из-за неполного отбора вторичных электронов. Потенциал U_3 , при котором σ становится равным единице, зависит от V (U_3 больше V на несколько вольт). Поскольку поверхность мишени изолирована, ее потенциал при длительной электронной бомбардировке устанавливается таким, чтобы $\sigma = 1$. Этот потенциал называется равновесным. Таким образом, мишень заряжается до потенциала U_3 , если $V < U_2$, и до потенциала U_2 при $V > U_2$.

Напряжение на электрооптическом кристалле определяется разностью потенциалов мишени и сигнальной пластины (см. рис. 8.10).

Запись потенциального рельефа на поверхности мишени может быть осуществлена] [двумя способами:

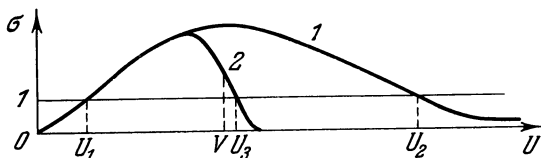


Рис. 8.11. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от потенциала мишени.

равновесным и неравновесным. При равновесной записи на коллектор подается переменное во времени напряжение $V(t)$, несущее полезную информацию. Одновременно поверхность кристалла сканируется электронным

пучком постоянной интенсивности, так что каждая точка мишени заряжается до потенциала $U_z(t)$, примерно равного $V(t)$.

При неравновесной записи напряжения на всех электродах поддерживаются постоянными, а сигналом, несущим полезную информацию, модулируется ток электронной пушки. Время бомбардировки каждого отдельного элемента поверхности подбирается так, чтобы не достигался равновесный потенциал. В этом случае потенциал каждой точки поверхности кристалла определяется током электронного луча.

При любом способе записи создание большой разности потенциалов на поверхности затруднено из-за перераспределения вторичных электронов [34]. Поэтому в пространственных электронно-лучевых модуляторах необходимо использовать кристаллы с малым полуволновым напряжением. В [33] полуволновое напряжение снижалось за счет охлаждения кристалла DKDP до температуры, близкой к точке Кюри. Это дало возможность получить телевизионное изображение с удовлетворительной контрастностью и разрешением в 650 элементов.

Такая система может быть использована для создания телевизора с большим экраном.

Время запоминания, записанного на поверхности потенциала, зависит от утечки. При комнатной температуре оно составляет для кристаллов типа KDP примерно 10^{-2} — 10^{-3} сек [33, 35]. При охлаждении это время значительно увеличивается, достигая нескольких часов, что позволяет применять электронно-лучевые модуляторы в системах памяти.

ВНУТРЕННЕЕ УПРАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Появление оптических квантовых генераторов — принципиально новых источников когерентного света — вызвало к жизни и принципиально новые методы модуляции света. Эти методы, основанные на управлении излучением за счет изменения параметров лазера, получили название методов внутренней модуляции света.

Изменение соответствующих параметров лазера может привести как к амплитудной, так и к частотной модуляции его излучения. Внесение в резонатор переменных потерь приводит к амплитудной модуляции излучения. При периодическом изменении оптической длины резонатора или смещении центра линии излучения активной среды происходит частотная модуляция лазерного излучения.

При периодическом изменении параметров лазера внешней силой частоты Ω возможны два режима работы. Если частота Ω близка к разности частот двух генерируемых лазером мод $\Delta\omega$, то под воздействием внешнего сигнала начинается эффективное взаимодействие между модами. В результате этого взаимодействия устанавливается синхронный режим работы лазера. Анализ этого режима посвящена глава 10. Когда Ω далека от $\Delta\omega$, каждая мода лазера изменяется под воздействием внешнего сигнала независимо. Такой несинхронный режим внутренней модуляции описан в главе 9.

Использование внутренней модуляции позволяет в ряде случаев значительно снизить модулирующие мощности. Кроме того, при внутреннем управлении лазером возможно получение импульсных режимов с длительностью импульсов порядка 10^{-9} сек, причем мощность в импульсе превышает мощность лазера, работающего в непрерывном режиме.

Введение внутрь лазера управляющего элемента облегчает также решение проблемы сканирования света. Можно получать большие углы отклонения при малых управляющих напряжениях.

ГЛАВА 9

НЕСИНХРОННАЯ МОДУЛЯЦИЯ

§ 9.1. Постановка задачи

Оптический квантовый генератор — лазер — представляет собой активную среду, помещенную в оптический резонатор. Обычно в пределах линии усиления активного вещества укладывается несколько собственных частот резонатора. Поэтому лазер генерирует, в общем случае, ряд мод с частотами, близкими к собственным частотам резонатора.

В простейшем случае резонатора, образованного двумя плоскими зеркалами, расположенными на расстоянии L друг от друга, наибольшую добротность имеют аксиальные типы колебаний. Электромагнитное поле таких колебаний медленно меняется по диаметру резонатора, что позволяет ограничиться рассмотрением одномерной задачи.

Амплитуда и фаза каждой из генерируемых лазером мод могут быть найдены методом самосогласованного поля. Считается, что электромагнитное поле резонатора, воздействуя на активную среду, создает в ней поляризацию $\mathcal{P}(z, t)$. В свою очередь поляризация среды является источником электромагнитного поля.

Напряженность электрического поля внутри резонатора может быть разложена по собственным функциям нормальных мод:

$$E(z, t) = \sum_a A_a(t) \sin \frac{a\pi z}{L}. \quad (9.1)$$

Пространственная фурье-компонента электрического поля удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2 A_a}{dt^2} + \frac{\omega}{Q_a} \frac{dA_a}{dt} + \nu_a^2 A_a = -4\pi \frac{d\mathcal{P}_a(t)}{dt^2}, \quad (9.2)$$

где ν_a — собственная частота резонатора, равная

$$\nu_a = \pi ac/L, \quad (9.3)$$

Q_a — добротность резонатора на a -й моде; ω — частота электромагнитного поля, а $\mathcal{P}_a(t)$ — пространственная

фурье-компонента поляризации среды:

$$\mathcal{P}_a(t) = \frac{2}{L} \int_0^L \mathcal{P}(z, t) \sin \frac{\pi a z}{L} dz. \quad (9.4)$$

При достаточно высокой добротности резонатора на a -й моде уравнение (9.2) может быть решено методом медленно меняющихся амплитуд. Для этого полагаем

$$\left. \begin{aligned} A_a(t) &= E_a(t) \cos [\omega_a(t) + \varphi_a(t)], \\ \mathcal{P}_a(t) &= C_a(t) \cos [\omega_a(t) + \varphi_a(t)] + \\ &\quad + S_a(t) \sin [\omega_a t + \varphi_a(t)], \end{aligned} \right\} \quad (9.5)$$

где $E_a(t)$ и $\varphi_a(t)$ — медленно меняющиеся за период светового колебания амплитуда и фаза a -й моды; $\omega_a + \dot{\varphi}_a$ — частота колебаний a -й моды; $C_a(t)$ и $S_a(t)$ — медленно меняющиеся за период светового колебания компоненты $\mathcal{P}_a(t)$.

Подставляя (9.5) в (9.2) и учитывая медленность изменения $E_a(t)$, $\varphi_a(t)$, $C_a(t)$ и $S_a(t)$, получаем следующие укороченные уравнения:

$$\dot{E}_a + \frac{1}{2} \frac{\omega}{Q_a} E_a = -2\pi\omega S_a, \quad (9.6)$$

$$(\omega_a + \dot{\varphi}_a - \nu_a) E_a = -2\pi\omega C_a. \quad (9.7)$$

Зависимость величин C_a и S_a от электрического поля E определяется механизмом создания инверсной населенности среды и характером спектральной линии используемого вещества.

Для газового лазера спектральная линия неоднородно уширена вследствие эффекта Доплера. Поэтому возможны режимы, когда можно пренебречь взаимодействием различных мод лазера. В этом случае компоненты C_a и S_a зависят лишь от амплитуды a -й моды.

Для лазеров на твердом теле с однородно уширенной спектральной линией взаимодействием между модами пренебречь нельзя.

Выражения для C_a и S_a в случае газового лазера были получены Лэмбом в работе [1].

Если ограничиться случаем отсутствия взаимодействия между различными модами лазера и членами третьего

порядка в разложении поляризации по полю, то укороченные уравнения примут вид

$$\dot{E}_a = \alpha_a E_a - \beta_a E_a^3, \quad (9.8)$$

$$(\omega_a + \dot{\phi}_a - \nu_a - \sigma_a) = \rho_a E_a^2. \quad (9.9)$$

Здесь $\alpha_a = \alpha_{a0} - \omega/2Q_a$ — превышение усиления на a -й моде над потерями; α_{a0} — усиление активной среды на a -й моде; β_a — коэффициент, характеризующий нелинейность среды; σ_a — смещение частоты резонатора, определяемое диэлектрической проницаемостью среды; ρ_a — смещение частоты из-за нелинейных свойств среды. Уравнения (9.8) и (9.9) дают возможность определить амплитуду и частоту a -й генерируемой лазером моды при различных значениях параметров активной среды и резонатора.

Внутренняя модуляция лазера состоит в изменении во времени некоторых из этих параметров. При изменении активных параметров, например, добротности резонатора Q_a происходит амплитудная модуляция излучения. Изменение реактивных параметров, например, диэлектрической проницаемости среды приводит к частотной модуляции. Так как обычно частота модуляции Ω мала по сравнению с частотой света ω , то при переменных Q или σ можно пользоваться укороченными уравнениями (9.8) и (9.9), считая соответствующие параметры меняющимися во времени под воздействием модулирующего сигнала. Если частота модуляции далека от частоты межмодовых биений, то связи между различными модами за счет модуляции не возникает. Поэтому уравнения (9.8), (9.9) справедливы для любой из генерируемых мод и индекс a в дальнейшем может быть опущен.

В этом приближении излучение многомодового лазера может быть получено как сумма излучений отдельных независимых мод.

§ 9.2. Модуляция излучения ОКГ при периодическом изменении потерь в резонаторе

При изменении потерь резонатора все характеристики излучения лазера могут быть получены из уравнения (9.8).

Добротность резонатора определяется тремя видами потерь — распределенные потери, потери за счет излуче-

ния через зеркала, потери в модуляторе. Каждому виду потерь можно сопоставить соответствующие добротности: Q_R , Q_H , Q_T .

Величина Q_R выражается через коэффициенты отражения зеркал R_1 , R_2 и длину резонатора L следующим образом [2]:

$$Q_R = \frac{\omega L}{c \ln 1/\sqrt{R_1 R_2}}. \quad (9.10)$$

Аналогично можно определить добротность Q_T , если ввести коэффициент пропускания модулятора T при двукратном прохождении света через модулятор:

$$Q_T = \frac{\omega L}{c \ln 1/\sqrt{T}}, \quad (9.11)$$

где

$$T = I_{\text{прош}}/I_{\text{пад}}. \quad (9.12)$$

Здесь $I_{\text{пад}}$ — интенсивность света, падающего на модулятор; $I_{\text{прош}}$ — интенсивность света после двукратного прохождения света через модулятор.

Вводя в амплитудное уравнение (9.8) определенные выше значения Q_R и Q_T , получим

$$\dot{E} = \left\{ \alpha + \frac{c}{4L} \ln(R_1 R_2) + \frac{c}{4L} \ln[T(t)] \right\} E - \beta E^3, \quad (9.13)$$

где $\alpha = \alpha_0 - \omega/2Q_R$. Решение этого уравнения определяет амплитудные и частотные характеристики излучения лазера при изменении его потерь.

Возможны различные способы модуляции потерь резонатора лазера. Кроме обычного изменения потерь за счет модуляции коэффициента поглощения (см. гл. 5), возможно управление потерями резонатора при изменении реактивных параметров кристалла, помещенного внутрь этого резонатора. Так, для лазера, в котором возможно усиление лишь одной поляризации света, модуляция потерь может быть осуществлена за счет линейного электрооптического эффекта. Электрооптический кристалл, например KDP, помещается внутрь лазера и ориентируется так, чтобы при приложении напряжения появлялась компонента света, ортогональная исходной. Появление

этой компоненты света, которая не усиливается, эквивалентно внесению в резонатор потерь.

Коэффициент пропускания T в этом случае может быть записан в виде

$$T = \cos^2 \Gamma. \quad (9.14)$$

Разность фаз Γ пропорциональна приложенному модулирующему напряжению:

$$\Gamma = \xi U, \quad (9.15)$$

где ξ — коэффициент пропорциональности; для KDP величина ξ равна $2\pi n^3 \sigma_{63} / \lambda$.

При другом способе модуляции потерь используется фотоупругий кристалл, возбуждаемый акустической волной. Внутри лазера возникает решетка, на которой дифрагирует луч лазера. Все дифрагированные лучи, идущие под углом к нулевому максимуму, выходят из резонатора, что приводит к увеличению потерь. Коэффициент пропускания такого модулятора равен (см. § 7.3)

$$T = J_0^2 \left(\frac{i2\pi l}{\lambda} \Delta n(t) \right). \quad (9.16)$$

Применение различных способов управления потерями резонатора приводит к качественно одинаковым результатам. Поэтому дальнейшее рассмотрение будет проведено для случая изменения потерь с помощью электрооптического кристалла.

Изменение добротности резонатора приводит к изменению интенсивности выходящего из лазера света. Интенсивность света I пропорциональна E^2 . Поэтому вместо уравнения (9.13) будем рассматривать уравнение для интенсивности света:

$$\dot{I} = 2 \left\{ \alpha + \frac{c}{4L} \ln(R_1 R_2) \right\} I + \frac{c_l}{2L} \ln T \cdot I - \beta' I^2, \quad (9.17)$$

где $\beta' = 16 \pi \beta / c$. В дальнейшем предполагается, что $R_1 = 1$, $R_2 = R$.

Зная зависимость от времени коэффициента пропускания модулятора (9.14), из (9.17) можно определить основ-

ные характеристики излучения лазера, работающего в режиме несинхронной внутренней модуляции.

Выходная мощность лазера P связана с интенсивностью колебаний внутри резонатора выражением

$$P = \frac{1}{2} (1 - R) I. \quad (9.18)$$

При подаче на кристалл постоянного напряжения U выходная мощность, определяемая из (9.17) при $\dot{I} = 0$, равна

$$P = P_0 + \frac{c}{4\beta' L} (1 - R) \ln (\cos^2 \Gamma), \quad (9.19)$$

где

$$P_0 = \frac{\left(\alpha + \frac{c}{4L} \ln R \right) (1 - R)}{\beta'} \quad (9.20)$$

— выходная мощность лазера при $U = 0$. Наибольшую мощность

$$P_{\text{омакс}} = \alpha^2 L / \beta' c \quad (9.21)$$

лазер излучает при $R = R_0 = 1 - 2\alpha L/c$. Изменяя напряжение, приложенное к кристаллу, можно управлять выходной мощностью лазера.

При напряжении на кристалле $U = U_1$ генерация лазера срывается. Величину U_1 можно определить из (9.19):

$$U_1 = \frac{1}{\xi} \arccos e^{-2 \left(\alpha + \frac{c}{4L} \ln R \right) L / c}. \quad (9.22)$$

Обычно коэффициент усиления лазера за один проход мал, так что можно считать

$$\alpha L / c \ll 1. \quad (9.23)$$

В этом случае R близко к единице и

$$U_1 \simeq \frac{2}{\xi} \sqrt{\frac{\alpha L}{c} - \frac{(1 - R)}{4}}. \quad (9.24)$$

При $R = R_0$

$$U_{10} \simeq \frac{2}{\xi} \sqrt{\frac{\alpha L}{c}}. \quad (9.25)$$

При данных R , ξ и L определяемое из эксперимента U_1 позволяет рассчитать α , т. е. превышение усиления над потерями лазера.

Зависимость $P/P_{0\text{макс}}$ от отношения U/U_{10} для различных значений R приведена на рис. 9.1. Как видно из рисунка, с уменьшением R крутизна управления мощностью лазера растет. Однако при $R < R_0$ абсолютное значение мощности падает и при $R =$

$= 1 - 4\alpha L/c$ генерация лазера прекращается.

Рассмотрим теперь воздействие на модулятор переменного сигнала частоты Ω . В этом случае нельзя считать $\dot{I} = 0$.

Как было показано в главе 1, для электрооптического модулятора величина Γ равна

$$\Gamma = \Gamma_{\pm} + \xi U_0 \cos \Omega t. \quad (9.26)$$

При внутренней модуляции $\Gamma_{\pm}$ определяет рабочую точку на ха-

рактеристике (9.19) (см. рис. 9.1). При выборе рабочей точки на вершине кривой, т. е. при $\Gamma_{\pm} = 0$, выходящий из лазера свет оказывается модулированным, в основном частотой 2Ω .

Рассматривая модуляцию малым сигналом ($\xi^2 U_0^2 \ll 1$) и полагая $R = R_0$, получим следующее уравнение для интенсивности света:

$$\dot{I} = \left[\alpha - \frac{c}{4L} \xi^2 U_0^2 (1 + \cos 2\Omega t) \right] I - \beta' I^2. \quad (9.27)$$

Из решения этого уравнения и выражения (9.18) в предположении малости параметра

$$h = \frac{c}{4\alpha L} \xi^2 U_0^2 \ll 1 \quad (9.28)$$

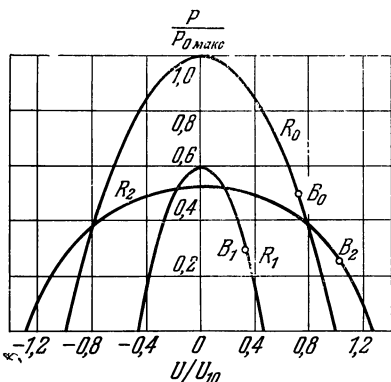


Рис. 9.1. Зависимость относительной мощности излучения лазера от U/U_{10} для трех различных значений R : $R_1 < R_0 < R_2$.

получим

$$P = (1 - R_0) \frac{\left(\alpha - \frac{c}{4L} \xi^2 U_0^2\right)}{2\beta'} + \frac{\alpha(1 - R_0) \frac{c}{8\beta' L} \xi^2 U_0^2}{\sqrt{\alpha^2 + (2\Omega)^2}} \cos(2\Omega t + \varphi) = \\ = P_{=} + P_{2\Omega} \cos(2\Omega t + \varphi), \quad (9.29)$$

где $\operatorname{tg} \varphi = -2\Omega/\alpha$.

Постоянная составляющая мощности $P_{=}$ уменьшается с ростом модулирующего напряжения и не зависит от частоты модуляции. Амплитуда переменной составляющей $P_{2\Omega}$ растет пропорционально квадрату модулирующего напряжения и зависит от частоты Ω . При $\Omega = \Omega_{\text{гр}} = \alpha/2$ амплитуда $P_{2\Omega}$ уменьшается до 0,707 от своего низкочастотного значения.

Таким образом, граничная частота внутренней модуляции определяется величиной превышения усиления лазера над потерями α . Существование граничной частоты $\Omega_{\text{гр}}$ связано с тем, что период колебаний модулирующего сигнала должен быть больше времени установления колебаний в лазере $\tau_{\text{л}} = 2/\alpha$. Следует отметить, что в отличие от пассивной системы уменьшение потерь резонатора увеличивает полосу лазера.

Эффективность модулятора на частоте 2Ω равна

$$\eta_{\text{внутр}} = \frac{2P_{2\Omega}}{P_0} = \frac{c\xi^2 U_0^2}{2L \sqrt{\alpha^2 + 4\Omega^2}}. \quad (9.30)$$

Оценим выигрыш по η при внутренней модуляции по отношению к внешней, считая

$$\eta_{\text{внеш}} = \xi^2 U_0^2 / 4. \quad (9.31)$$

Этот выигрыш при одинаковых модулирующих напряжениях U_0 равен

$$\zeta = \frac{\eta_{\text{внутр}}}{\eta_{\text{внеш}}} = \frac{2c}{L \sqrt{\alpha^2 + 4\Omega^2}}. \quad (9.32)$$

При $\Omega \ll \Omega_{\text{гр}}$ выигрыш равен отношению времени установления колебаний в лазере $\tau_{\text{л}}$ к времени прохождения светом резонатора $t_p = L/c$. Таким образом, преимущества внутренней модуляции перед внешней растут с уменьше-

нием коэффициента усиления активной среды. Однако при этом уменьшается широкополосность системы.

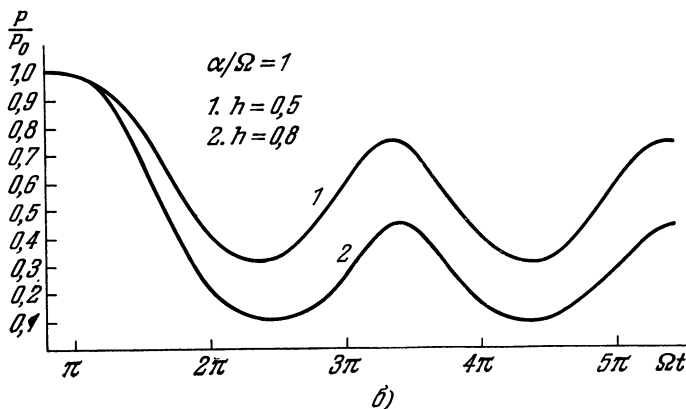
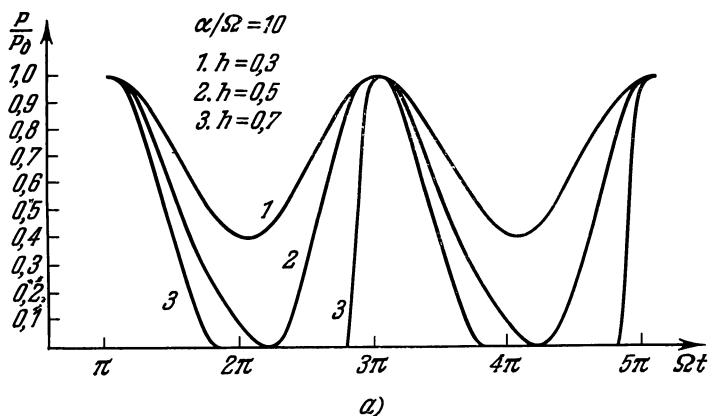


Рис. 9.2. Относительная мощность излучения лазера при модуляции потерь как функция времени.

а — $\Omega = \alpha/10$; б — $\Omega = \alpha$.

Для исследования внутренней модуляции при большом сигнале уравнение (9.27) было решено на электронной счетной машине «Стрела». Результаты расчета приведены на рис. 9.2 для различных значений h и α/Ω . При $\alpha/\Omega \gg 1$

вплоть до значений $h = 0,48$ модуляция света остается синусоидальной и справедливо полученное выше аналитическое решение. При $h = 0,48$ эффективность модулятора достигает $\eta = 96\%$. При $h = 0,5$ она равна $\eta = 100\%$. Однако при этом выходной сигнал содержит большое число гармоник.

На рис. 9.3 приведена рассчитанная на машине «Стрела» зависимость от h спектральных компонент относительной выходной мощности лазера для двух значений α/Ω .

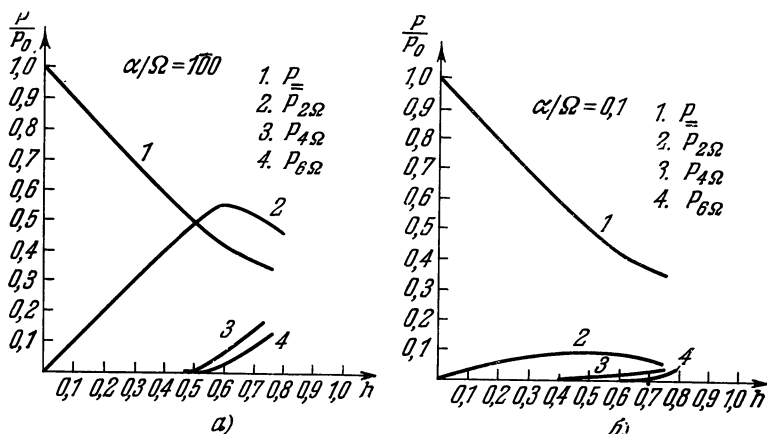


Рис. 9.3. Спектральный состав излучения лазера в зависимости от глубины модуляции потерь.

Из рис. 9.3, а видно, что до значения $h = 0,48$ зависимость $P_{2\Omega}$ от $\xi^2 U_0^2$ линейна, т. е. справедливо выражение (9.29). При $h \simeq 0,5$ линейность нарушается и возникают гармоники $P_{4\Omega}$, $P_{6\Omega}$ и т. д. Это связано с тем, что при $h > 0,5$ часть периода модулирующего напряжения лазер не генерирует. Режим работы лазера становится импульсным (см. рис. 9.2, а). Если частота Ω велика, т. е. $\alpha/\Omega < 1$, то эффективность модулятора растет значительно медленнее (см. рис. 9.3, б). При $\alpha/\Omega = 0,1$ и $h = 0,5$ переменная составляющая интенсивности достигает максимального значения, причем η равно всего 8%. Так как при $\alpha/\Omega < 1$ сказывается инерционность лазера, то вклад в модуляцию высших гармоник незначителен.

Если выбрать рабочую точку на характеристике (9.19) так, чтобы $\Gamma_{=}$ не равнялось нулю, то при малых ξU_0 излучение лазера будет модулировано частотой Ω . Уравнение для интенсивности примет в этом случае вид

$$\dot{I} = 2\alpha' I - \frac{c}{L} \xi U_0 \operatorname{tg} \Gamma_{=} I \cos \Omega t - \beta' I^2, \quad (9.33)$$

где

$$\alpha' = \frac{\alpha}{2} - \frac{c}{4L} \sin^2 \Gamma_{=}.$$

Если параметр $c \xi V_0 \operatorname{tg} \Gamma_{=} / 2\alpha' L \ll 1$, то решение уравнения (9.33) имеет вид

$$I = \frac{2\alpha'}{\beta'} \left[1 + \frac{\frac{c}{L} \operatorname{tg} \Gamma_{=}}{\sqrt{\Omega^2 + 4\alpha'^2}} \xi U_0 \cos (\Omega t + \psi) \right], \quad (9.34)$$

где $\operatorname{tg} \psi = -\Omega / 2\alpha'$.

Из (9.34) видно, что постоянная составляющая интенсивности излучения не изменяется при наложении на кристалл модулирующего напряжения. Мощность излучения на частоте Ω растет линейно с ростом U_0 :

$$P_{\Omega} = \frac{\alpha'}{\beta'} (1 - R) \frac{\frac{c}{L} \xi U_0 \operatorname{tg} \Gamma_{=}}{\sqrt{\Omega^2 + 4\alpha'^2}}. \quad (9.35)$$

Выигрыш в η при внутренней модуляции по отношению к внешней в этом случае равен

$$\zeta = \frac{\eta_{\text{внутр}}}{\eta_{\text{внеш}}} = \frac{2c}{L \sqrt{\Omega^2 + 4\alpha'^2}} \cdot \frac{\alpha'}{\alpha} \operatorname{tg} \Gamma_{=}, \quad (9.36)$$

где $\eta_{\text{внеш}} = \xi U_0$.

При $\Omega \ll 2\alpha'$ выражение (9.36) принимает вид

$$\zeta = \frac{2c}{\alpha L} \operatorname{tg} \Gamma_{=}. \quad (9.37)$$

Таким образом, выигрыш растет с увеличением $\Gamma_{=}$, т. е. с приближением к границе срыва колебаний. Однако амплитуда генерации при этом падает и полоса сужается,

§ 9.3. Модуляция связи (нагрузки) лазера

Внутренняя модуляция лазера, описанная выше, позволяет значительно снизить модулирующую мощность, но полоса модуляции в этом случае определяется временем установления колебаний в лазере. Можно получить широкополосную модуляцию света, если периодически изменять не всю запасенную в лазере энергию, а лишь ту ее часть, которая выводится из резонатора. Такой вид модуляции получил название модуляции связи или модуляции нагрузки лазера [5]. Такая модуляция может быть осуществлена, например, при изменении коэффициента пропускания выходного зеркала.

В случае электрооптического модулятора, помещенного внутрь резонатора, модуляция связи осуществляется следующим образом. В резонатор вводится поляризационный элемент, который выводит из резонатора компоненту света, поляризованную перпендикулярно компоненте, усиливаемой лазером. Эта отклоненная часть света, модулированная в соответствии с приложенным к кристаллу напряжением, используется при модуляции связи.

Мощность излучения этой компоненты, которую мы в дальнейшем будем обозначать через $P_{\perp}$, следующим образом связана с интенсивностью света I внутри лазера:

$$P_{\perp} = \frac{1}{2} I \sin^2 \Gamma. \quad (9.38)$$

Если к кристаллу приложено постоянное напряжение U , то

$$P_{\perp} = \frac{(\xi U)^2}{\beta'} \left[\alpha - \frac{c}{4L} (\xi U)^2 \right]. \quad (9.39)$$

При выводе этого выражения предполагалось, что $\Gamma = \xi U \ll 1$.

Так как при модуляции связи мощность выходящего света $P_{\perp}$ пропорциональна интенсивности света внутри лазера I (9.38), следует применять оба зеркала резонатора с максимальным коэффициентом отражения. Поэтому в дальнейшем полагается $R_1 = R_2 = 1$.

На рис. 9.4 изображена зависимость относительной мощности $P_{\perp}/P_{\perp \text{ макс}}$ от величины U/U_1 . Мощность излучения

растет с увеличением ξU , достигая максимального значения

$$P_{\perp \text{ макс}} = \alpha^2 L / \beta' c \quad (9.40)$$

при $\xi U = \sqrt{2\alpha L/c}$. При $\xi U_1 = 2\sqrt{\alpha L/c}$ генерация срывается. Необходимо отметить, что максимальная мощность $P_{\perp \text{ макс}}$ равна максимальной мощности $P_{0 \text{ макс}}$ (см. (9.21)).

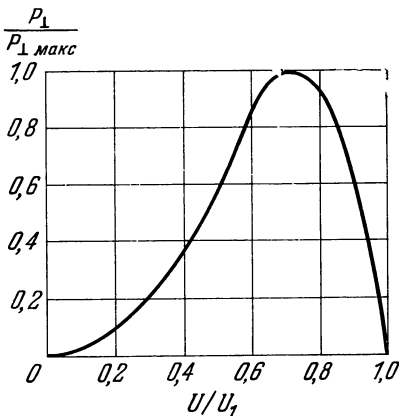


Рис. 9.4. Зависимость $P_{\perp} / P_{\perp \text{ макс}}$ от U/U_1 .

Пусть к кристаллу приложено переменное напряжение, так что разность фаз Γ определяется соотношением (9.26). Подставляя (9.26) и (9.34) в (9.38) и полагая $\Gamma_{\pm} \ll 1$, получим с точностью до членов $\xi^2 U_0^2$ выражение для амплитуды составляющей $P_{\perp}$ на частоте Ω :

$$P_{\perp \Omega} = \frac{2\Gamma_{\pm} \xi U_0 \left(\alpha - \frac{c}{4L} \Gamma_{\pm}^2 \right)}{\beta'} \sqrt{\frac{\Omega^2 + 4 \left(\alpha - \frac{c}{2L} \Gamma_{\pm}^2 \right)^2}{\Omega^2 + 4 \left(\alpha - \frac{c}{4L} \Gamma_{\pm}^2 \right)^2}}. \quad (9.41)$$

На рис. 9.5 изображена зависимость $P_{\perp \Omega} / P_A$ от U/U_1 для различных частот модуляции. Если $\Omega \ll \alpha$, то $P_{\perp \Omega}$ дважды принимает максимальное значение (кривая I). Первый максимум мощности достигается при $\Gamma_{\pm} = \sqrt{2\alpha L/c}$ и равен

$$P_{1\Omega} = \frac{4\sqrt{6}\alpha}{9\beta'} \sqrt{\frac{\alpha L}{c}} \xi U_0.$$

Второй максимум лежит в области $\Gamma_{\pm} \simeq 2\sqrt{\alpha L/c}$, т. е. вблизи порога самовозбуждения. Точное положение и величина его зависят от Ω .

При $\Gamma_{\pm} \simeq \sqrt{2\alpha L/c}$ переменная составляющая интенсивности света минимальна.

Повышение частоты модуляции приводит к тому, что положения первого максимума и минимума $P_{\perp\Omega}$ смещаются в область больших значений $\Gamma_{\perp}$. Второй максимум смещается влево и уменьшается (кривая 2).

Если $\Omega \gg \alpha$ (кривая 3), переменная составляющая имеет только один максимум при $\Gamma_{\perp} = \sqrt{4\alpha L/3c}$, равный

$$P_{\perp\Omega} = \frac{8\sqrt{3}\alpha}{9\beta'} \sqrt{\frac{\alpha L}{c}} \xi U_0.$$

Как видно из рис. 9.5, все кривые проходят через точку А, в которой

$$P_{\perp\Omega} = \frac{4\sqrt{6}\alpha}{9\beta'} \sqrt{\frac{\alpha L}{c}} \xi U_0,$$

независимо от частоты модуляции. Таким образом, частотная характеристика модуляции связи существенно зависит от выбора рабочей точки.

На рис. 9.6 приведены частотные характеристики модуляции связи для различных значений $\Gamma_{\perp}$. Нормировка произведена к величине $\frac{P_{\perp\Omega}}{P_A}$.

$P_{\perp\Omega}$, взятой в точке А. $\frac{P_{\perp\Omega}}{P_A}$

При малых $\Gamma_{\perp}$ величина $P_{\perp\Omega}$ не зависит от частоты. С ростом $\Gamma_{\perp}$ неравномерность частотной характеристики увеличивается, причем при $\Gamma_{\perp}^2 = 4\alpha L/3c$ выходная мощность равна нулю при $\Omega = 0$ и достигает величины $P_{\perp\max}$ при $\Omega \gg \alpha$. Дальнейшее увеличение $\Gamma_{\perp}$ улучшает частотную характеристику и при $\Gamma_{\perp}^2 = 8\alpha L/3c$ достигается точка А, в которой $P_{\perp\Omega}$ не зависит от частоты. При $\Gamma_{\perp}^2 > 8\alpha L/3c$ частотная характеристика вновь становится неравномерной, но в этом случае $P_{\perp\Omega}$ при низких частотах превышает $P_{\perp\Omega}$ на высоких частотах.

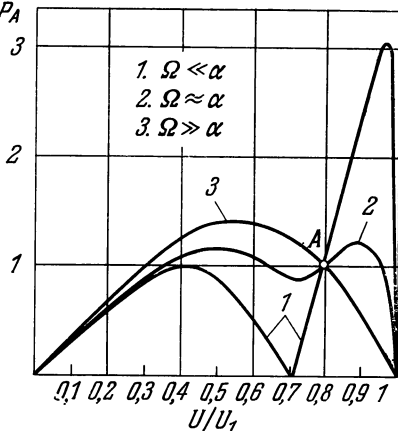


Рис. 9.5. Зависимость $P_{\perp\Omega}/P_A$ от U/U_1 для различных частот модуляции.

P_A — мощность в точке А.

Частотная характеристика модуляции связи вне полосы пропускания резонатора ($\Omega \geq 5 \alpha$) всегда равномерна. Это связано с тем, что из-за инерционности лазера амплитуда колебаний внутри резонатора не успевает изменяться с частотой Ω .

Модулируется лишь та часть света, которая выводится из резонатора.

Когда частота модуляции попадает в полосу пропускания резонатора, амплитуда колебаний внутри лазера оказывается промодулированной. Это и приводит к искажению частотной характеристики при модуляции связи.

Как известно, резонатор лазера обладает бесконечным набором собственных частот, отстоящих друг от друга на расстоянии $\Delta\nu = \pi c/L$. Попадание модулирующей частоты в любую из полос резонатора искажает частотную ха-

рактеристику. Таким образом, при модуляции связи можно работать без искажений на всех частотах, кроме узких полос вблизи частот:

$$\Omega_a = \alpha \pi c/L. \quad (9.42)$$

Оценим выигрыш в эффективности при модуляции связи. Вообще говоря, выигрыш зависит от частоты модуляции; поэтому произведем эту оценку в точке A , где зависимость от частоты отсутствует:

$$\eta_{\perp} = \frac{8\sqrt{6}}{9} \sqrt{\frac{c}{\alpha L}} \xi U_0. \quad (9.43)$$

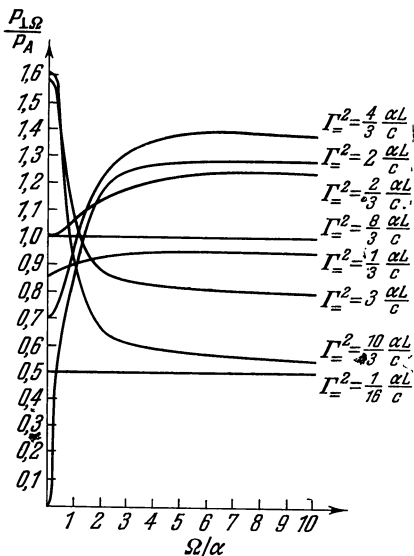


Рис. 9.6. Частотные характеристики модуляции связи.

Для внешней модуляции

$$\eta_{\text{внеш}} = \xi U_0. \quad (9.44)$$

Выигрыш в эффективности равен

$$\zeta = \frac{\eta_{\perp}}{\eta_{\text{внеш}}} = \frac{8\sqrt{6}}{9} \sqrt{\frac{c}{\alpha L}} \simeq 2,44 \sqrt{\frac{c}{\alpha L}}. \quad (9.45)$$

Таким образом, при модуляции связи выигрыш в эффективности растет с уменьшением усиления лазера (так же как и при внутренней модуляции). Полоса частот при модуляции связи значительно больше, чем при внутренней модуляции, и практически не зависит от α .

§ 9.4. Экспериментальные работы по внутренней модуляции и модуляции связи

Первые эксперименты по внутренней модуляции лазера были осуществлены К. Гюрсом [6]. В резонатор рубинового лазера помещался модулятор с кристаллом KDP. Уже в этой работе отмечается возможность выигрыша в эффективности по сравнению с внешней модуляцией. Им же для расширения полосы была предложена модуляция связи [5].

Исследование статических характеристик внутренней модуляции и модуляции связи проведено в работах [7, 8]. В [8] использовался He—Ne лазер на длине волны 3,39 мк. В качестве модулятора были применены электрооптические кристаллы CdS (см. § 2.3). На рис. 9.7 приведена зависимость относительной мощности излучения основной P и ортогональной $P_{\perp}$ поляризаций от приложенного

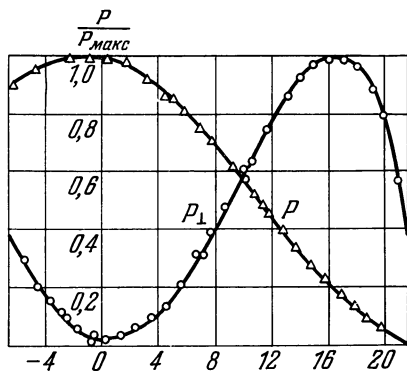


Рис. 9.7. Зависимость относительной мощности излучения основной поляризации P и ортогональной $P_{\perp}$ от постоянного напряжения на кристалле.

к кристаллу постоянного напряжения. Ход этих кривых соответствует предсказанному теорией (см. рис. 9.3 и 9.4). Максимальные интенсивности света основной и ортогональной поляризаций при оптимальных для каждого случая зеркалах примерно равны.

Возможность выигрыша в эффективности при уменьшении коэффициента усиления лазера α может быть проиллюстрирована рис. 9.8. При уменьшении разрядного тока лазера, т. е. при приближении к порогу самовозбуждения, растет крутизна управления.

Внесение электрооптического кристалла в резонатор значительно увеличивает его потери и при небольшом коэффициенте усиления приводит к срыву генерации. Для уменьшения этого эффекта в [9] использован лазер с трехзеркальным резонатором. В одном из резонаторов была помещена разрядная трубка, в другом — модулирующий кристалл. При

уменьшении коэффициента пропускания среднего зеркала крутизна управления уменьшалась.

Внутренняя модуляция газового лазера исследована в работах [4, 10, 3].

Внутренняя модуляция газового лазера исследована в работах [4, 10, 3].

Подробное исследование амплитудных и частотных характеристик лазера с длиной волны $3,39 \text{ мк}$, работаю-

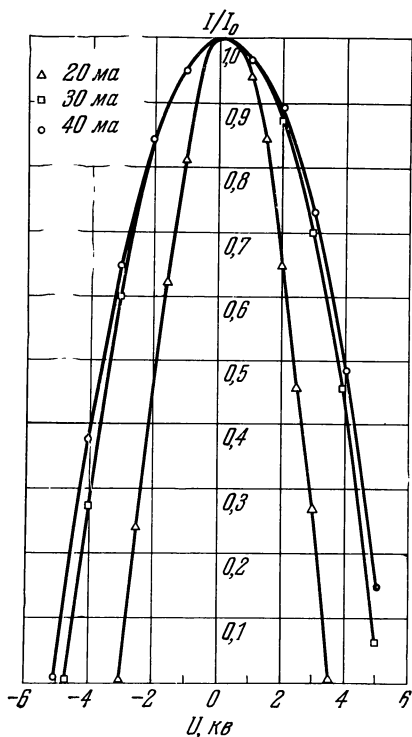


Рис. 9.8. Относительная интенсивность излучения лазера как функция постоянного напряжения на кристалле LiNbO_3 при различных значениях разрядного тока лазера.

щего в режиме несинхронной модуляции, описано в [3]. Внутри резонатора лазера помещался кристалл LiNbO_3 с размерами $3 \times 3 \times 41$ мм³. Свет направлялся вдоль оптической оси кристалла. Электрическое поле прикладывалось вдоль оси OY . Одно из зеркал лазера имело коэффициент отражения, близкий к 1, коэффициент отражения второго зеркала R менялся от 60 до 85 %.

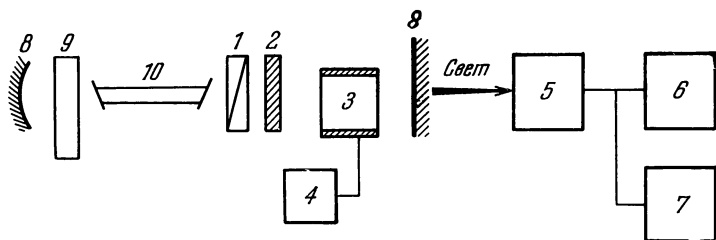


Рис. 9.9. Принципиальная схема установки для исследования внутренней модуляции He—Ne лазера с длиной волны 3,39 мк.

1 — поляризатор; 2 — анизотропная пластинка из слюды; 3 — кристалл LiNbO_3 ; 4 — источник модулирующего сигнала; 5 — фотоприемник; 6 — осциллограф; 7 — спектроанализатор; 8 — зеркала; 9 — механический прерыватель; 10 — разрядная трубка.

Максимальная выходная мощность $P_{\text{макс}}$ достигалась при $R = 70\%$.

Принципиальная схема установки дана на рис. 9.9. Для создания постоянной разности фаз $\Gamma_{\pm}$ внутрь резонатора вставлялась анизотропная пластинка из слюды, ориентированная соответствующим образом. Меняя толщину этой пластинки, можно было в широких пределах изменять величину $\Gamma_{\pm}$. В качестве приемника использовалось фотосопротивление $\text{Ge} : \text{Au}$. Сигналы частоты Ω и 2Ω наблюдались на спектроанализаторе. Для наблюдения сигнала P_{Ω} величина $\Gamma_{\pm}$ выбиралась такой, чтобы для каждого из зеркал в отсутствие переменного напряжения выходная мощность составляла $P_0/2$ (точки B_i на рис. 9.1). При $P_{\Omega} < P_0/2$ модуляция практически синусоидальна с частотой Ω . Здесь P_0 — выходная мощность лазера с данным зеркалом при $\Gamma_{\pm}=0$ и $U_0=0$.

Частотная характеристика внутренней модуляции изображена на рис. 9.10 для двух различных значений R .

В первом случае полоса модуляции составляет 10 МГц, во втором — 6 МГц.

На рис. 9.11 приведена зависимость $P_{\Omega}^*/P_{\text{омакс}}$ от ξU_0 для различных R . Максимальное значение P_{Ω} для каждого из зеркал примерно равно $P_0/2$. При напряжениях U_0 , соответствующих $P_{\Omega\text{макс}}$, лазер переходит в импульсный режим работы; поэтому спектр обогащается гармо-

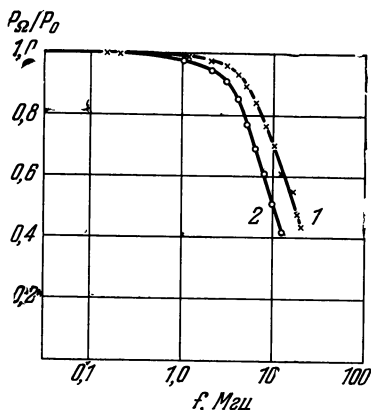


Рис. 9.10. Частотная характеристика внутренней модуляции.

1 — $R = 85\%$; 2 — $R = 60\%$.

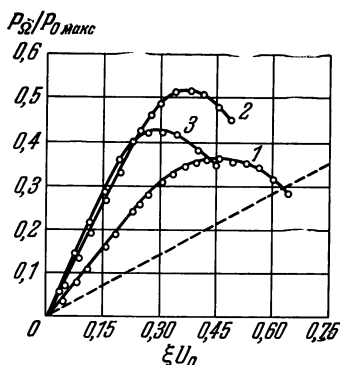


Рис. 9.11. Зависимость $P_{\Omega}/P_{\text{омакс}}$ от ξU_0 для различных коэффициентов отражения.

1 — $R = 85\%$; 2 — $R = 70\%$; 3 — $R = 60\%$. Пунктирная кривая соответствует внешней модуляции.

никами с частотами 2Ω , 3Ω и т. д. Крутизна кривых при малых ξU_0 увеличивается с приближением к порогу самовозбуждения (уменьшением R). Частота модуляции, при которой произведены измерения, составляла 0,5 МГц, что обеспечивало выполнение условия $\Omega \ll \Omega_{\text{гр}}$. Выигрыш в эффективности составлял:

R , %	60	70	85
ξ	4,0	3,6	2,2

Эти данные подтверждают теоретический вывод об увеличении выигрыша при приближении к порогу самовозбуждения. Проводилось также исследование модуляции на частоте 2Ω . При этом Γ выбиралось равным нулю.

Зависимость $P_{2\Omega}/P_{0\text{макс}}$ от амплитуды напряжения на кристалле приведена на рис. 9.12. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным коэффициентам отражения выходного зеркала. С уменьшением R наклон кривых при малых ξU_0 увеличивается в соответствии с (9.29). Кривые 2, 4, 5 получены при одинаковом R ($R = 70\%$), но различных α . Для изменения α внутрь резонатора вводились поглощающие фильтры. Наклон кривых при малых ξU_0 не зависит от α . Максимальное значение $P_{2\Omega}$ для каждого из зеркал примерно совпадает с максимальным значением P_{Ω} для того же зеркала. Однако максимум $P_{2\Omega}$ достигается при больших значениях U_0 .

Исследованию модуляции связи посвящен ряд работ [4, 11—14]. Наиболее подробное исследование модуляции связи проведено в [4]. Примененный автором сложный модулирующий элемент из KDP, кальцита и стекла обеспечил потери света на одно прохождение всего лишь в 0,7%. Приведенные автором частотные характеристики модуляции связи

аналогичны теоретическим, изображенным на рис. 9.6.

Широкополосность модуляции связи дала возможность осуществить модуляцию He — Ne лазера с $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ частотой 2 ГГц [11].

К модуляции связи может быть также отнесена модуляция света со смещением несущей частоты, описанная в [13, 14]. В работе [13] в качестве одного из выходных зеркал использовался интерферометр Фабри — Перо, полностью отражающий генерируемый лазером свет (рис. 9.13). С помощью кристалла KDP осуществлялась фазовая модуляция на частоте 8,9 ГГц. Для компоненты света

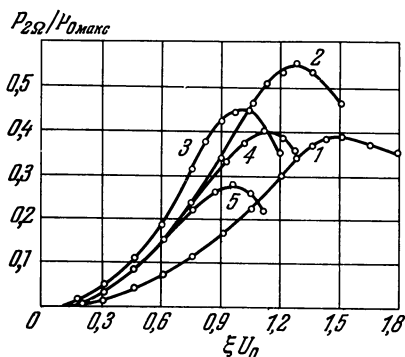


Рис. 9.12. Зависимость $P_{2\Omega}/P_{0\text{макс}}$ от амплитуды напряжения на кристалле.

1 — $R = 85\%$; $\alpha = \alpha_1$; 2 — $R = 70\%$; $\alpha = \alpha_1$; 3 — $R = 60\%$; $\alpha = \alpha_1$; 4 — $R = 70\%$; $\alpha = \alpha_2 < \alpha_1$; 5 — $R = 70\%$; $\alpha = \alpha_3 < \alpha_2$

с частотой $\omega + \Omega$, возникающей при модуляции, коэффициент пропускания интерферометра Фабри — Перо был близок к 1. Эффективность модуляции составила 0,15% при модулирующей мощности 250 мвт.

Смещение частоты может быть получено и с помощью дифракции света на бегущей акустической волне (рис. 9.14) В этом случае выводятся раздельно как компонента света частоты $\omega + \Omega$, так и компонента частоты $\omega - \Omega$ [14].

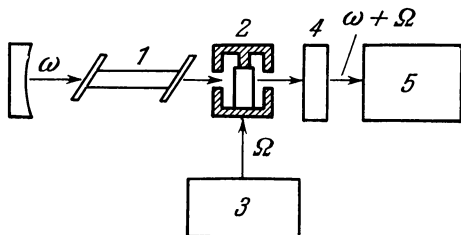


Рис. 9.13. Схема модуляции связи с выводом частоты $\omega + \Omega$

1 — разрядная трубка; 2 — модулятор; 3 — источник колебаний частоты Ω ; 4 — интерферометр Фабри — Перо; 5 — фотоприемник.

Модуляция света со смещением частоты дает возможность передавать информацию на одной боковой с подавленной несущей.

Во всех рассмотренных выше работах из резонатора выводилась лишь малая часть запасенной в нем энергии. Однако возможно осуществить такой режим работы лазера, при котором в определенные моменты времени из лазера выводилась бы вся запасенная в резонаторе энергия. Получаемая при этом импульсная мощность будет значительно превосходить среднюю мощность, излучаемую лазером. При таком способе модуляции временной интервал между импульсами должен превышать время установления колебаний в лазере.

Схема практического осуществления полного вывода энергии из резонатора приведена на рис. 9.15 [15]. Внутри резонатора лазера, кроме кристалла KDP, помещается призма Рошона. Призма ориентирована так, что при отсутствии напряжения на кристалле энергия из лазера не выводится. Приложение импульса с амплитудой $U_{\lambda/2}$

приводит к повороту плоскости поляризации на $\pi/2$ и полному выводу света из резонатора. Длительность возникающих световых импульсов и их мощность зависят

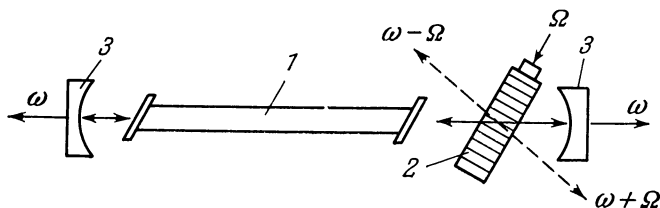


Рис. 9.14. Схема смещения частоты с помощью дифракции на бегущей акустической волне.

1 — разрядная трубка; 2 — акустическая ячейка; 3 — зеркала лазера.

от крутизны переднего фронта модулирующего импульса. Минимальная длительность определяется временем прохождения света через резонатор.

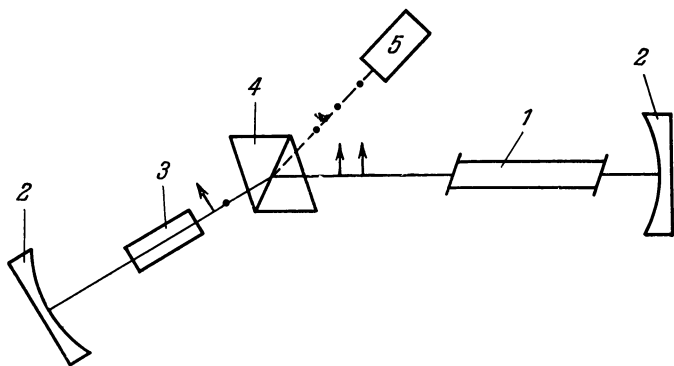


Рис. 9.15. Схема модуляции с полным выводом энергии из резонатора лазера.

1 — разрядная трубка; 2 — полностью отражающие зеркала; 3 — модулятор; 4 — призма Рошона; 5 — фотоприемник.

В [15] при средней мощности лазера 3,3 мвт получена импульсная мощность 125 мвт. Длительность световых импульсов была меньше 0,1 мксек, время восстановления 10 мксек.

§ 9.5. Частотная модуляция

Управление частотой генерации лазера может осуществляться либо за счет сдвига центра спектральной линии активного вещества (эффект Зеемана или Штарка), либо за счет изменения оптической длины резонатора. Однако одновременное существование нескольких мод приводит к сильному искажению спектра выходного сигнала. Поэтому неискаженный частотно-модулированный сигнал может быть получен лишь при модуляции одномодового лазера.

Как показано в работе [16], уравнение для частоты генерации в одномодовом режиме (9.9) может быть записано в виде

$$\omega - \omega_{\text{л}} \simeq (\nu - \omega) \frac{Q}{Q_{\text{л}}}, \quad (9.46)$$

где ν — частота резонатора; ω — частота генерации лазера; $\omega_{\text{л}}$ — частота, соответствующая центру линии излучения; $Q_{\text{л}} = \omega_{\text{л}}/\Delta\omega_{\text{л}}$ — добротность линии излучения, определяемая в газовых лазерах доплеровским уширением; Q — добротность резонатора.

В оптическом диапазоне величина $Q_{\text{л}} \simeq 10^3$, а добротность резонатора порядка 10^6 . Отсюда следует, что смещение частоты линии влияет на генерируемую частоту значительно меньше (примерно в 1000 раз), чем изменение частоты резонатора ν . Поэтому частотная модуляция лазеров за счет эффектов Штарка и Зеемана малоэффективна. Более перспективной является частотная модуляция при изменении оптической длины резонатора. Это изменение можно осуществить, например, поместив электрооптический кристалл внутрь резонатора лазера. Напряжение, приложенное к кристаллу, изменяет его показатель преломления, модулируя оптическую длину резонатора.

Если оптическая длина резонатора равна L_1 , а длина модулирующего кристалла L_2 , то изменение показателя преломления кристалла на Δn смещает генерируемую частоту на

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c L_2}{\lambda L_1} \Delta n. \quad (9.47)$$

Для кристаллов типа KDP с электрическим полем,

направленным вдоль оптической оси,

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c L_2}{L_1} \frac{r_{63} n_0^3 E}{2}. \quad (9.48)$$

Для КДР длиной $L_2 = 5$ см и $L_1 = 57,5$ см на длине волны $\lambda = 0,5$ мк это смещение составляет $2\pi \cdot 10^5$ гц при поле $E = 1$ в/см.

Существенной особенностью частотной модуляции является ее широкополосность. Добротность резонатора лазера в этом случае не накладывает ограничений на полосу модуляции. В самом деле, при гармоническом изменении σ система уравнений (9.8) — (9.9) принимает вид

$$\dot{E} = \alpha E - \beta E^3, \quad (9.49)$$

$$\omega + \dot{\phi} = \nu + \sigma_0 + \sigma_1 \sin \Omega t + \rho E^2. \quad (9.50)$$

Если σ_1 много меньше ширины линии поглощения активного вещества, можно считать α и β не зависящими от частоты. В этом случае решение уравнений (9.49)—(9.50) имеет вид:

$$E = \sqrt{\alpha/\beta}; \quad \omega = \omega_0 + \sigma_1 \sin \Omega t, \quad (9.51)$$

где $\omega_0 = \nu + \sigma_0 + \rho \cdot \alpha/\beta$. Вид решения свидетельствует о том, что полоса частотной модуляции не ограничена полосой резонатора.

Как известно, спектр частотно-модулированного колебания определяется как частотой модуляции, так и девиацией частоты. Если ширина спектра порядка ширины линии поглощения активного вещества, то необходимо принять во внимание зависимость α от частоты. Это приводит к искажениям выходного сигнала.

Частотная модуляция может быть получена также при периодическом смещении одного из зеркал. Изменение частоты колебаний лазера может при этом трактоваться как эффект Допплера при отражении фотонов от движущегося зеркала. Так как такой эффект не связан с изменением числа фотонов в резонаторе, то добротность резонатора не ограничивает полосу модуляции [16].

Экспериментально внутренняя частотная модуляция осуществлена в работе [17]. Малая длина лазера обеспечивала его работу в одномодовом, одночастотном режиме (частотный интервал между модами составлял 694 Мгц).

Внутри лазера помещался кристалл KDP ($2,31 \times 1,52 \times 0,178 \text{ см}^3$). При напряжении на кристалле 110 в девиация частоты составляла 44 Мгц. Частота модуляции изменялась от 0 до 10 Мгц.

Частотная модуляция с помощью ячейки Керра, помещенной внутри резонатора лазера, осуществлена в [18].

* * *

Выигрыш, получаемый при внутренней модуляции потерь и модуляции связи по сравнению с внешней модуляцией, оказывается значительным в лазерных системах лишь при малых α . Однако лазеры с малым усилением требуют применения модуляторов с очень малыми собственными потерями света. Эти потери при отсутствии напряжения на модуляторе должны быть много меньше усиления активной среды. Если это условие не выполнено, то помещение модулятора внутри резонатора резко уменьшает выходную мощность лазера и даже может привести к срыву генерации.

Это замечание относится и к случаю частотной модуляции, так как одномодовый лазер обладает малым усилением. С точки зрения широкополосности преимущество имеют модуляция связи и частотная модуляция, полосы которых ограничиваются лишь шириной спектральной линии активной среды.

§ 9.6. Лазер с внутренним сканированием

Как известно, открытый резонатор лазера при определенных условиях обладает большой добротностью не только для аксиальных, но и для ряда угловых мод [19]. Каждая из таких мод характеризуется своим распределением поля внутри резонатора и определенной направленностью излучения. Поэтому, управляя добротностью отдельных мод или групп мод, можно изменять направление излучения лазера. При этом значительные углы отклонения и высокое разрешение можно получать с помощью малых управляющих мощностей [20].

Большое количество разрешимых элементов может быть получено в сканирующем лазере специальной конструкции, обеспечивающей большое количество угловых мод с примерно одинаковым усилением [21, 22]. Обычно для

этой цели в резонатор лазера вводятся линзы, в фокальных плоскостях которых расположены зеркала. В таких резонаторах может возбуждаться до 10^7 поперечных мод [22].

Для управления добротностью отдельных мод используют устройство, подобное электронно-лучевому пространственному модулятору (см. § 8.3).

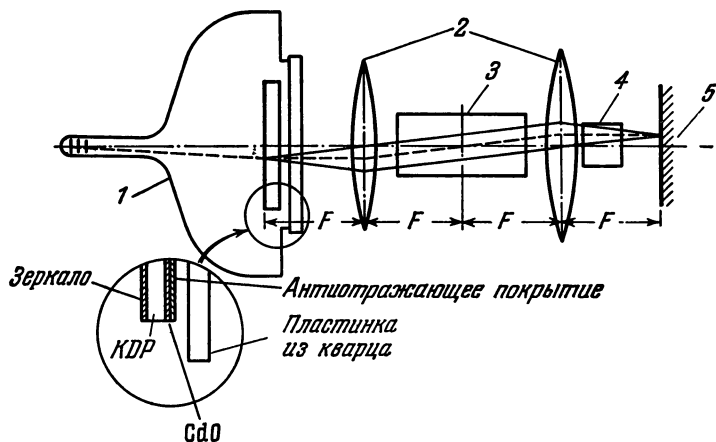


Рис. 9.16. Сканирующий лазер.

1 — электронно-лучевая трубка; 2 — линзы; 3 — активная среда; 4 — поляризатор; 5 — выходное зеркало лазера.

На рис. 9.16 изображен сканирующий лазер. Внутри резонатора введена двулучепреломляющая пластинка кварца. Наличие поляроида или окна Брюстера у газоразрядной трубки делает возможной генерацию лишь с одной определенной поляризацией. Двулучепреломление кварца подобрано так, что потери, связанные с появлением ортогональной поляризации, нарушают условия самовозбуждения всех мод. Компенсация двулучепреломления кварца осуществляется с помощью пластинки KDP, которая создает электрически регулируемую фазовую задержку. Когда фазовая задержка в KDP компенсирует задержку в кристалле кварца, в лазере возбуждаются колебания. Управление фазовой задержкой KDP производится электронным лучом, подобно описанному в § 8.6. Компенсация осуществляется в той точке, на которую в данный

момент времени попадает электронный луч. Поэтому в каждый момент времени лазер генерирует определенную моду колебаний. Сканирование электронного луча по пластинке KDP сопровождается сканированием излучаемого лазером света.

В практически осуществленной схеме [23] одно из многослойных диэлектрических зеркал лазера было нанесено непосредственно на поверхность кристалла KDP z -среза. Это зеркало одновременно являлось мишенью для электронного луча. На вторую поверхность KDP был нанесен прозрачный проводящий слой CdO, который играл роль сигнальной пластины. Активной средой являлся импульсный газовый разряд в парах ртути ($\lambda = 6150 \text{ \AA}$). Для возбуждения каждой из мод было достаточно создать фазовую задержку в KDP порядка 18° , что указывает на десятикратный выигрыш по напряжению по сравнению с внешним модулятором.

Изображение на выходе лазера имело диаметр 22 мм, диаметр каждого разрешимого элемента составлял 0,45 мм. Оптическая импульсная мощность в каждом элементе достигала 100 мквт, что на три порядка превышает светимость обычных люминесцирующих экранов.

Скорость сканирования определяется временами заряда и разряда электрооптического кристалла.

В [21, 24, 25] описаны рубиновые сканирующие лазеры с искусственно разведенными поперечными модами, переключаемыми ячейками Керра, помещенными внутри резонатора.

Совершенно иной принцип положен в основу работы сканируемого лазера, описанного в [26]. В этом случае сканируется лишь та часть мощности лазера, которая выводится из лазера (аналог модуляции связи). Принципиальная схема этого лазера изображена на рис. 9.17. Внутри резонатора лазера помещена акустическая линия задержки из плавного кварца. Электрические импульсы от генератора преобразуются пьезодатчиком в узкие бегущие слои, обладающие двулучепреломлением. Появляющаяся при этом компонента света с поляризацией, ортогональной исходной, выводится из лазера. Так как «источник» этой компоненты движется поперек светового луча, выходящий луч сканируется в пространстве.

Разрешение этой системы определяется отношением поперечного размера луча к размеру бегущего двулучепреломляющего слоя. Для увеличения разрешения выбирается специальная конструкция сканирующего лазера. Луч лазера у одного из зеркал значительно расширен.

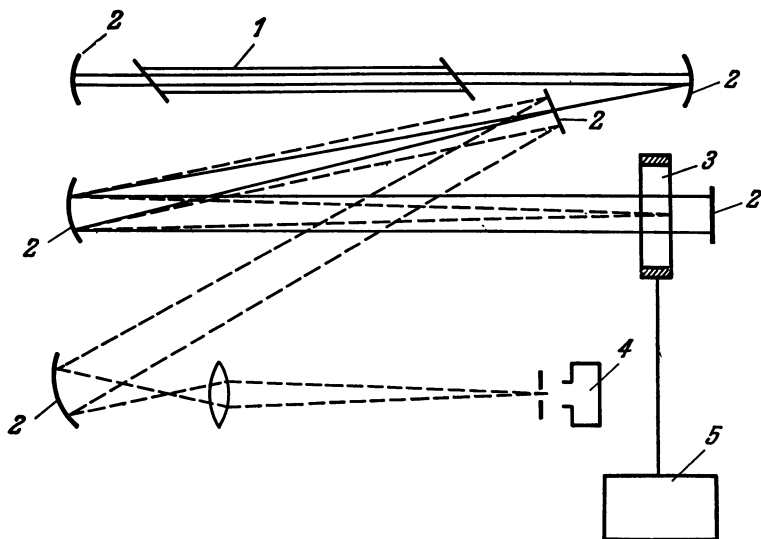


Рис. 9.17. Принципиальная схема лазера со сканированием выходящего света.

1 — разрядная трубка; 2 — зеркала; 3 — акустическая линия задержки; 4 — фотоприемник; 5 — возбуждающий генератор.

В расширенную часть луча помещена акустическая линия задержки.

Предложенная в [26] конструкция позволяет удобно выводить из лазера сканирующий луч. Полученное экспериментально разрешение составляло примерно 15 элементов при диаметре светового луча 1,5 см. Предполагается, что при увеличении диаметра луча до 10 см количество разрешимых элементов достигнет 500.

В принципе сканирующий лазер этого типа может обеспечить большие скорости сканирования, чем лазер с переключением поперечных мод.

ГЛАВА 10

СИНХРОННАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Синхронная модуляция имеет место в том случае, когда частота изменения какого-либо параметра лазера близка к разности частот генерируемых лазером мод.

Общая постановка задачи о внутреннем управлении лазерным излучением для случаев синхронной и несинхронной модуляции одинакова и была рассмотрена в § 9.1. Однако при синхронной модуляции необходимо учесть взаимодействие между модами колебаний, возникающее при воздействии на лазер модулирующего сигнала. При этом, так же как и в главе 9, не будем рассматривать взаимодействие между модами, обусловленное нелинейностью активной среды лазера. Это пренебрежение эквивалентно отбрасыванию малых эффектов, например, самосинхронизации мод [1].

§ 10.1. Синхронизация мод лазера при изменении потерь резонатора

Рассмотрим синхронную модуляцию газового лазера для случая изменения его потерь. Если добротность резонатора изменяется с частотой Ω , близкой к разности частот соседних мод, то происходит перекачка энергии в a -ю моду колебаний лазера из двух соседних мод. Поэтому уравнение (9.2) для пространственной фурье-компоненты электрического поля в резонаторе принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_a}{dt^2} + \frac{\omega}{Q_a} \frac{dA_a}{dt} + \frac{2}{L} \sum_{b=a-1}^{b=a+1} \frac{dA_b}{dt} \int_0^L \sigma_T(z) \sin \frac{\pi az}{L} \sin \frac{\pi bz}{L} dz + \\ + \nu^2 A_a = -4\pi \frac{d^2 \mathcal{P}_a(t)}{dt^2}. \end{aligned} \quad (10.1)$$

Здесь $\sigma_T(z)$ — эквивалентная проводимость, характеризующая потери, вносимые модулятором. Проводимость $\sigma_T(z)$ отлична от нуля только при

$$z_0 - \frac{l}{2} \leq z \leq z_0 + \frac{l}{2},$$

где z_0 — расстояние от центра модулирующего кристалла длины l до зеркала. В случае, когда модуляция осуществляется с помощью линейного электрооптического эффекта, выражение для σ_T при малых Γ имеет вид

$$\sigma_T = c\Gamma^2/2l. \quad (10.2)$$

Пусть разность фаз Γ меняется по закону:

$$\Gamma = \Gamma_- - \Gamma_0 \cos \Omega t,$$

где $\Gamma_0 = \xi U_0$. Тогда при $\Gamma_0 \ll \Gamma_-$ выражение для σ_T примет вид

$$\sigma_T = \frac{c\Gamma_-^2}{2l} - \frac{c\Gamma_-}{l} \Gamma_0 \cos \Omega t. \quad (10.3)$$

Решая (10.1) методом медленно меняющихся амплитуд, получим следующие укороченные уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{E}_a - \left(\alpha_a - \frac{c\Gamma_-^2}{4L} \right) E_a + \beta_a E_a^3 &= \frac{c\Gamma_-}{4L} \Gamma_0 \times \\ \times [E_{a+1} \cos(\varphi_{a+1} - \varphi_a) + E_{a-1} \cos(\varphi_a - \varphi_{a-1})] \cos \frac{\pi z_0}{L}, \end{aligned} \quad (10.4)$$

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_a + \omega_a - \nu_a - \rho_a E_a^2 &= \\ = \frac{c\Gamma_-}{4L} \Gamma_0 \left[\frac{E_{a+1}}{E_a} \sin(\varphi_{a+1} - \varphi_a) - \frac{E_{a-1}}{E_a} \sin(\varphi_a - \varphi_{a-1}) \right] \cos \frac{\pi z_0}{L}. \end{aligned} \quad (10.5)$$

Правые части уравнений (10.4) и (10.5) характеризуют влияние $(a+1)$ -й и $(a-1)$ -й мод на a -ю при наличии напряжения на модуляторе. Аналогичные уравнения имеют место для всех генерируемых лазером мод.

Взаимодействие между соседними модами зависит от положения модулирующего кристалла внутри резонатора лазера. Такое взаимодействие максимально, когда

кристалл находится вблизи зеркал ($z_0 = 0$ или $z_0 = L$), и минимально в центре резонатора ($z_0 = L/2$). В результате этого взаимодействия происходит взаимная синхронизация мод лазера. Синхронный режим соответствует постоянному значению $\dot{\varphi}_a$, не зависящему от a . При этом разность частот соседних мод равна частоте внешнего воздействия. Становится постоянной величиной и разность фаз соседних мод $\varphi_{a+1} - \varphi_a$. Синхронизация генерируемых мод приводит к импульсному режиму работы лазера [2, 4—8].

Для оценки оптимальных параметров импульсов можно допустить, что лазер генерирует в синхронном режиме $(2N + 1)$ мод с равными амплитудами E_0 и разностью фаз $\varphi_{a+1} - \varphi_a = \varphi_0$.

Удобно a отсчитывать от моды, соответствующей центру спектральной линии активного вещества ω_L . Такой отсчет дает возможность положить $\omega_a = \omega_L + a\Omega$, а все отклонения генерируемой частоты от ω_a отнести к φ_a . Суммируя $2N + 1$ колебаний, получим

$$\begin{aligned}
 E &= \sum_{a=-N}^{+N} E_0 \cos [(\omega_L + a\Omega)t + a\varphi_0] = \\
 &= E_0 \frac{\sin \frac{2N+1}{2}(\Omega t + \varphi_0)}{\sin \left(\frac{\Omega t + \varphi_0}{2} \right)} \cos (\omega_L t + \varphi_0). \quad (10.6)
 \end{aligned}$$

Это выражение описывает периодическую последовательность импульсов с частотой повторения Ω . Длительность каждого импульса

$$T_{\text{и}} \simeq 4\pi / (2N + 1) \Omega.$$

Таким образом, длительность импульса обратно пропорциональна ширине линии излучения активного вещества $(2N + 1) \Omega$. Отношение мощности в импульсе $P_{\text{и}}$ к средней мощности P_0 пропорционально числу связанных мод. В реальном случае разность фаз соседних мод $\varphi_{a+1} - \varphi_a$ в синхронном режиме зависит от номера моды. Это приводит к размытию генерируемого импульса.

Численное решение уравнений (10.4) и (10.5) дано в работе [2]. На рис. 10.1 приведены спектры и форма импуль-

сов синхронных колебаний газового лазера при различных амплитудах внешней силы. В отсутствие внешнего воздействия лазер генерирует 5 мод. При малой амплитуде

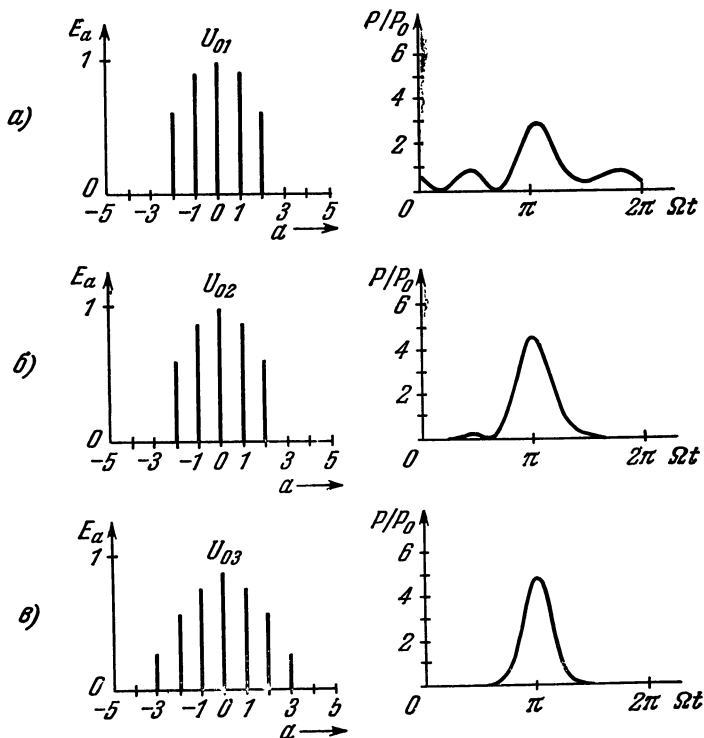


Рис. 10.1. Спектры и форма импульсов синхронных колебаний при различных амплитудах внешней силы.

$$U_{01} < U_{02} < U_{03}.$$

модулирующего сигнала форма колебаний сильно отличается от идеального импульса (10.6) (рис. 10.1, а). Это отличие связано с тем, что при малой внешней силе $\varphi_{a+1} - \varphi_a$ зависит от номера a .

С ростом амплитуды модулирующего напряжения U_0 разность $\varphi_{a+1} - \varphi_a$ стремится к постоянной величине φ_0 и импульс приближается к идеальному (рис. 10.1, б).

Дальнейшее увеличение U_0 (рис. 10.1, в) приводит к уменьшению импульсной и средней мощности лазера из-за дополнительных потерь, вносимых модулятором, а также из-за распределения энергии по большому числу

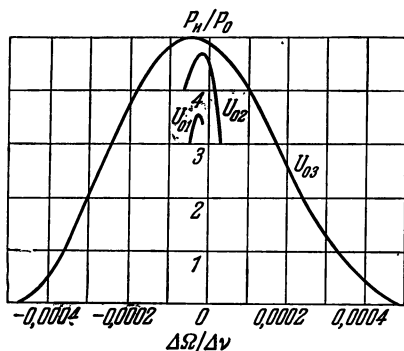


Рис. 10.2. Зависимость относительной мощности в импульсе от расстройки при различных U_0 .

$$U_{01} < U_{02} < U_{03}.$$

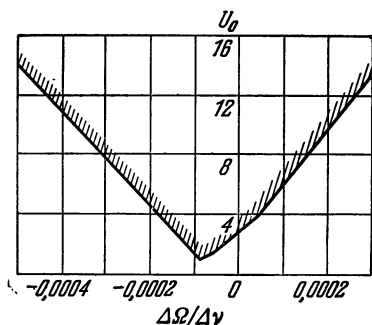


Рис. 10.3. Зависимость полосы синхронизации от амплитуды внешней силы

Область синхронного режима заштрихована.

синхронизации от амплитуды внешней силы приведена на рис. 10.3. Расчет полосы проведен для лазера, генерирующего в отсутствие внешней силы девять продольных мод.

мод, лежащих за пределами линии усиления активной среды. Частота внешней силы Ω при синхронизации близка к разности частот соседних мод резонатора лазера $\Delta\nu = \pi c/L$. Величина

$$\Delta\Omega = \Delta\nu - \Omega \quad (10.7)$$

называется расстройкой. Допустимые пределы расстройки $\Delta\Omega$, при которых существует синхронный режим, называются полосой синхронизации.

Зависимость P_n/P_0 от относительной расстройки $\Delta\Omega/\Delta\nu$ при различных U_0 приведена на рис. 10.2. Смещение максимумов импульсной мощности от точки, в которой $\Delta\Omega = 0$, связано со сдвигом частот резонатора, вызванным активной средой. Из рис. 10.2 видно, что полоса синхронизации зависит от амплитуды модулирующего сигнала. Зависимость полосы

§ 10.2. Импульсный режим и его применение для целей модуляции

Импульсный режим с синхронными модами был экспериментально осуществлен в лазерах с различными рабочими веществами [10—13].

На рис. 10.4 приведена схема установки для исследования импульсного режима He — Ne лазера с $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ [10]. Внутренняя модуляция осуществлялась за счет дифракции света на стоячей акустической волне, возбужденной в плавленом кварце. Для уменьшения потерь кварцевый блок был расположен под углом Брюстера вблизи

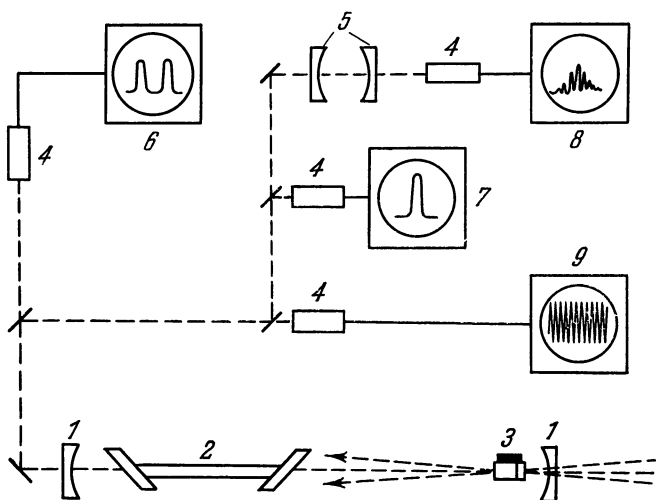


Рис. 10.4. Схема установки для исследования импульсного режима лазера.

1 — зеркала; 2 — разрядная трубка; 3 — дифракционный модулятор; 4 — фотоприемники; 5 — сканирующий интерферометр Фабри — Перо; 6 — скоростной осциллограф для наблюдения формы импульсов; 7 — анализатор спектра; 8 — осциллограф для наблюдения оптического спектра; 9 — осциллограф для наблюдения биений между модами.

одного из зеркал. Размеры лазера были таковы, что частота межмодовых биений составляла $c/2L = 56 \text{ МГц}$. Экспериментальная схема давала возможность одновременно наблюдать оптический спектр генерации, спектр огибаю-

щей межмодовых биений и форму импульсов генерации лазера. При отсутствии синхронизации лазер генерировал непрерывный сигнал, при этом спектр огибающей межмодовых биений имел ширину полосы в несколько килогерц вблизи частоты 56 Мгц. При синхронизации эта полоса стягивалась в линию, причем амплитуда огибающей биений возрастала примерно в 5 раз. На экране импульсного осциллографа наблюдалась форма выходного импульса лазера. Эта форма изменялась внутри полосы синхронизации от импульсной (полуширина 2,5 нсек) до синусоидальной. Полоса синхронизации составляла $\approx 10^{-5} \text{ с}/2L$.

Длительность импульсов зависит как от частоты модуляции, так и от числа связанных мод. В [1] была получена ширина импульса для He — Ne лазера с $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ в 0,5 нсек, что при частоте модуляции $f_m = 100 \text{ Мгц}$ соответствует 17 связанным модам. Лазер на ионах аргона генерирует при той же длине до 30 продольных мод. Синхронизация этого лазера позволила получить импульсы шириной до 0,25 нсек. Еще более короткие импульсы получают при использовании лазера на стекле с примесью неодима. Эти импульсы имеют длительность в несколько пикосекунд [11, 14].

Лазер, работающий в импульсном режиме, может быть использован для передачи информации с помощью импульсно-кодовой модуляции. Принципиальная схема такого модулятора приведена на рис. 10.5 [9]. Моды He — Ne лазера с длиной волны 0,63 мк синхронизируются с помощью модулятора 1, использующего кристалл KDP. На кристалл подается синусоидальное напряжение частоты 224 Мгц, совпадающей с частотой межмодовых биений. Возникающие при синхронизации импульсы длительностью 0,6 нсек имеют период повторения $\tau = 4,46 \text{ нсек}$. Световые импульсы проходят через поляризатор и поступают на вход модулятора с кристаллом LiTaO_3 размером $0,025 \times 0,25 \times 1 \text{ см}^3$. Свет поляризован под углом 45° к направлению электрического поля, что обеспечивает модуляцию по поляризации. Благодаря зеркалу, нанесенному на одну из граней кристалла, свет проходит через модулятор дважды. Такая конструкция обеспечивает выигрыш по напряжению в 80 раз. При напряжении на электродах в 30 в плоскость поляризации выходящего из модулятора све-

та повернута на 90° . Эта компонента света отклоняется поляризатором к фотодиоду. Температура кристалла LiTaO_3 стабилизирована с точностью до $0,04^\circ \text{C}$.

Сигнал на электрооптический модулятор поступает с кодово-импульсного модулятора КИМ в форме импульсов с частотой повторения 224 Мгц . Полезная информация

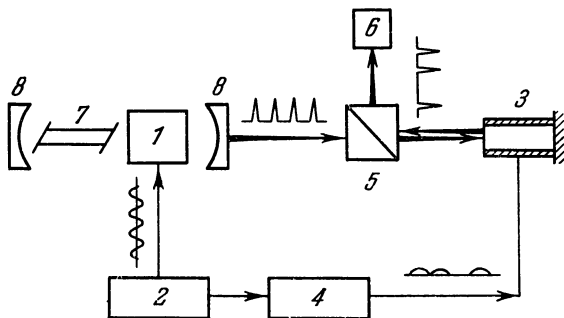


Рис. 10.5. Схема импульсно-кодовой модуляции.

1 — внутренний модулятор; 2 — генератор, настроенный на частоту междомовых биений; 3 — внешний модулятор; 4 — кодово-импульсный модулятор; 5 — призма Рошона; 6 — фотоприемник; 7 — разрядная трубка; 8 — зеркала лазера.

кодируется в форме пропусков определенных импульсов на выходе КИМ. При соответствующей фазировке в выходном оптическом сигнале будут отсутствовать те же импульсы, что и на выходе КИМ. Характерной особенностью этой схемы является обострение выходных импульсов ($0,64 \text{ нсек}$) по сравнению с импульсами КИМ ($3,3 \text{ нсек}$).

В [15] с помощью внешнего фазового модулятора осуществлено смещение несущей частоты лазера, работающего в импульсном режиме. Максимальный сдвиг частоты составил $\pm 2,4 \text{ Ггц}$. Такая схема также может быть применена для целей передачи информации.

§ 10.3. Модуляция реактивных параметров лазера

Рассмотрим синхронную модуляцию реактивных параметров лазера, возникающую при изменении диэлектрической проницаемости резонатора. Это изменение может быть получено, например, при внесении в резонатор элект-

рооптического кристалла, в котором под действием электрического напряжения частоты $\Omega \simeq \omega_{a+1} - \omega_a$ изменяется показатель преломления. Изменению показателя преломления на величину Δn соответствует изменение поляризации среды $\Delta \mathcal{P}$:

$$\Delta \mathcal{P} = \frac{n \Delta n \cos \Omega t}{2\pi} E(z, t). \quad (10.8)$$

Вычисляя пространственную компоненту Фурье от выражения (10.8) и используя уравнение (9.2), получим следующие укороченные уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{E}_a - \alpha_a E_a + \beta_a E_a^3 = \\ = \frac{c\delta_0}{2L} [E_{a+1} \sin(\varphi_{a+1} - \varphi_a) - E_{a-1} \sin(\varphi_a - \varphi_{a-1})] \cos \frac{\pi z_0}{L}, \end{aligned} \quad (10.9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_a + \omega_a - \nu_a - \sigma_a - \rho_a E_a^2 = \\ = \frac{c\delta_0}{2L} \left[\frac{E_{a+1}}{E_a} \cos(\varphi_{a+1} - \varphi_a) + \frac{E_{a-1}}{E_a} \cos(\varphi_a - \varphi_{a-1}) \right] \cos \frac{\pi z_0}{L}, \end{aligned} \quad (10.10)$$

где δ_0 — девиация фазы, определяемая для кристалла типа KDP следующим выражением:

$$\delta_0 = \frac{\pi \Delta n l}{\lambda} = \frac{\pi n_o^3 r_{63} U_0}{\lambda}, \quad (10.11)$$

а U_0 — амплитуда приложенного к кристаллу напряжения.

Полное решение системы уравнений (10.4) и (10.5) для всех генерируемых лазером мод может быть получено лишь численным интегрированием.

Однако ряд интересных свойств лазера с переменными параметрами может быть выявлен при решении этих уравнений в линейном приближении. Пренебрегая нелинейными членами, сдвигом частоты σ_a и считая усиление активной среды равным потерям в резонаторе ($\alpha_a = 0$), можно привести уравнения (10.9) и (10.10) к виду

$$\dot{E}_a = \frac{\delta_0 c}{2L} \left[E_{a+1} \sin(\varphi_{a+1} - \varphi_a) - E_{a-1} \sin(\varphi_a - \varphi_{a-1}) \right] \cos \frac{\pi z_0}{L} \quad (10.12)$$

и

$$(\dot{\varphi}_a - a\Delta\Omega) = \frac{\delta_0 c}{2L} \left[\frac{E_{a+1}}{E_a} \cos(\varphi_{a+1} - \varphi_a) + \frac{E_{a-1}}{E_a} \cos(\varphi_a - \varphi_{a-1}) \right] \cos \frac{\pi z_0}{L}, \quad (10.13)$$

где $\Delta\Omega = (\pi c/L) - \Omega$; a отсчитывается от моды, соответствующей центру спектральной линии. Уравнения (10.12) и (10.13) имеют стационарное синхронное решение, при котором $\dot{E}_a = 0$, а $\dot{\varphi}_a$ равно постоянной величине $\dot{\varphi}_0$, не зависящей от a . Уравнение (10.12) при условии $\dot{E}_a = 0$ означает, что для любого a при $\Delta\Omega \neq 0$ разность фаз $\varphi_{a+1} - \varphi_a$ равна нулю. Уравнение (10.13) в этом случае принимает вид

$$\frac{2L}{\delta_0 c \cos \frac{\pi z_0}{L}} (\dot{\varphi}_0 - a\Delta\Omega) E_a = E_{a+1} + E_{a-1}. \quad (10.14)$$

Сравнивая это уравнение с известным соотношением между функциями Бесселя:

$$\frac{2a}{\beta} J_a(\beta) = J_{a+1}(\beta) + J_{a-1}(\beta), \quad (10.15)$$

найдем, что при $\dot{\varphi}_0 = q \Delta\nu$, где q — целое число, амплитуды всех мод следующим образом выражаются через функции Бесселя:

$$E_a = E_0 J_{a-q}(\beta), \quad (10.16)$$

где

$$\beta = \frac{\delta_0 c \cos \frac{\pi z_0}{L}}{2\Delta\Omega \cdot L}. \quad (10.17)$$

Это решение справедливо лишь при $\Delta\Omega \neq 0$. Для фиксированного q решение (10.16) соответствует частотно-модулированному колебанию с частотой модуляции Ω и индексом модуляции β . Центр ЧМ-спектра соответствует q -й моде.

На рис. 10.6 дан спектр колебания для случаев $q = 0$ и $q = 1$ при постоянном β .

При $q = 0$ центральной модой является мода с $a = 0$. Несущей частотой ЧМ-спектра является частота ω_L ; амплитуда несущей равна $E_0 J_0(\beta)$. Боковые компоненты отстоят от ω_L на частоту Ω и имеют амплитуды $E_0 J_a(\beta)$.

При $q = 1$ происходит сдвиг всех частот на величину $\dot{\phi}_0 = \Delta\Omega$. При этом центральной модой становится мода с $a = 1$; ее амплитуда равна $E_0 J_0^*(\beta)$. Остальные моды имеют амплитуды $E_a = E_0 J_{a-1}(\beta)$.

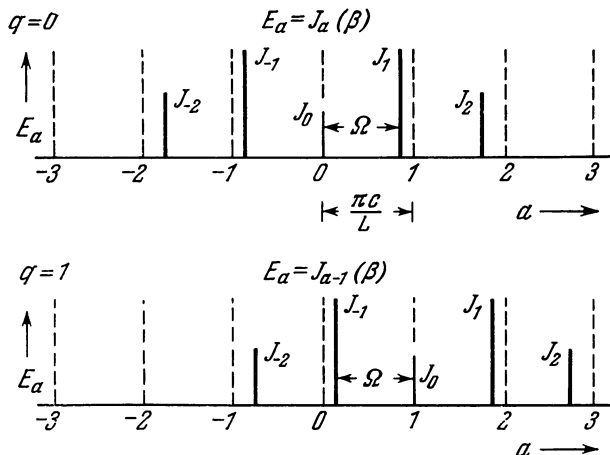


Рис. 10.6. Спектр ЧМ-колебания для $q = 0$ и $q = 1$.

Таким образом, в линейной теории любая из первоначальных лазерных мод может стать несущей ЧМ-колебания. Лишь нелинейная теория может определить вид окончательно установившегося колебания.

Решение уравнений (10.12) и (10.13) при $\Delta\Omega = 0$ имеет вид

$$\left. \begin{aligned} E_a &= E_{a+1}, \quad \varphi_{a+1} - \varphi_a = r\pi, \\ \dot{\phi}_0 &= (-1)^{p+1} \frac{\delta_0 c}{2L} \cos \frac{\pi z_0}{L}, \end{aligned} \right\} \quad (10.18)$$

где r — целое число. В этом случае излучение лазера представляет собой последовательность импульсов, частота заполнения которых равна $\omega_L + \dot{\phi}_0$, частота повторения импульсов — Ω , а длительность импульса для лазера, генерирующего $2N + 1$ моду, составляет $4\pi/(2N + 1)\Omega$. Таким образом, синхронная модуляция реактивного параметра при малом $\Delta\Omega$ приводит к импульсному

режиму работы лазера, так же как и в случае модуляции потерь.

Численное решение укороченных уравнений (10.9) и (10.10) с учетом нелинейности приведено в работе [16]. На основе этого решения можно проанализировать характер генерации лазера, находящегося под внешним воздействием при различных расстройках.

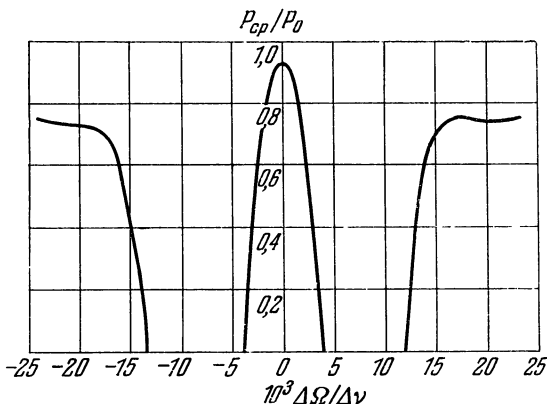


Рис. 10.7. Зависимость относительной средней мощности излучения лазера от $\Delta\Omega/\Delta\nu$.

P_0 — мощность при отсутствии модулирующего сигнала.

Зависимость относительной средней мощности генерации лазера от относительной расстройки $\Delta\Omega/\Delta\nu$ приведена на рис. 10.7. Вблизи точки $\Delta\Omega = 0$ расположена область импульсной генерации. При этом имеют место расширение спектра генерируемых мод и выравнивание их амплитуд.

Импульсная мощность зависит от амплитуды модулирующего напряжения U_0 . Эта зависимость при нулевой расстройке приведена на рис. 10.8. Для сравнения здесь же пунктиром приведена зависимость $P_{и}/P_0$ от U_0/U_1 при модуляции активных параметров лазера (см. § 10.1). Рост импульсной мощности при малых U_0 связан с улучшением фазовых соотношений между модами. Дальнейшее уменьшение импульсной мощности обусловлено перекачкой энергии в моды, усиление которых равно нулю.

Максимальная импульсная мощность превышает мощность лазера при свободной генерации примерно в $2N + 1$ раз. При амплитуде модулирующего напряжения $U_0 > U_1$ генерация лазера прекращается и область импульсного режима отсутствует. С появлением расстройки $\Delta\Omega$ происходит смещение центра огибающей мод относительно центра атомной линии. Направление этого смещения определяется знаком $\Delta\Omega$.

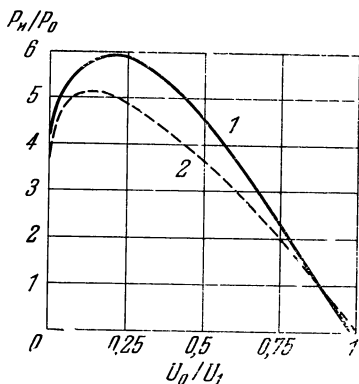


Рис. 10.8. Зависимость относительной импульсной мощности от относительной амплитуды модулирующего напряжения.

1 — модуляция реактивности; 2 — модуляция потерь; U_1 — амплитуда модулирующего напряжения, при котором прекращается генерация лазера.

мощность генерации лазера растет. При очень больших расстройках появляются ЧМ-колебания с $q \neq 0$, спектр становится сложным и стационарного состояния с $\dot{E}_a = 0$ не существует. Этот режим приближается к режиму с несинхронным внешним воздействием. Таким образом, режим ЧМ-колебаний существует в определенной области расстроек $\Delta\Omega$.

О качестве частотной модуляции можно судить по биениям между модами. При идеальной частотной модуляции биения полностью отсутствуют. В реальном ЧМ-лазере амплитуда выходного сигнала непостоянна. Однако

Общая интенсивность генерации падает и при определенной расстройке становится равной нулю. (см. рис. 10.7). При увеличении $\Delta\Omega$ лазер вновь возбуждается и генерирует ЧМ-колебания несущей частотой, совпадающей с центром атомной линии и индексом модуляции, равным β . Однако из-за влияния нелинейностей разность фаз соседних мод несколько отличается от нуля и амплитуда a -й компоненты не точно равна $E_0 J_a(\beta)$.

С дальнейшим ростом $\Delta\Omega$ индекс частотной модуляции уменьшается, спектр концентрируется вблизи центра атомной линии и

при совпадении несущей ЧМ-колебания с центром симметричной атомной линии биения нечетных порядков пропадают (рис. 10.9). Резкая зависимость амплитуды биений первого порядка от сдвига несущей относительно центра атомной линии может быть использована для стабилизации лазера в режиме ЧМ-колебаний.

§ 10.4. Лазер с частотной модуляцией

Подробное исследование He — Ne лазера в режиме частотно-модулированных колебаний проведено в работах [3, 18, 19, 22, 23, 25]. Принципиальная схема экспериментальной установки [3, 19] аналогична приведенной на рис. 10.4. Модуляция осуществлялась с помощью кристалла KDP на частоте, близкой к частоте межмодовых биений $c/2L$, равной 100 МГц. Оптический спектр выходного сигнала наблюдался с помощью сканирующего интерферометра Фабри — Перо. Одновременно с помощью рп-фотодиода можно было следить за спектром межмодовых биений и изменением мощности лазера во времени.

Экспериментально наблюдаемая зависимость индекса частотной модуляции β от $(\Delta\Omega)^{-1}$ линейна в соответствии с соотношением (10.17). Наблюдались все предсказанные теорией (см. § 10.3) режимы работы лазера с синхронной модуляцией реактивных параметров. На рис. 10.10 изображены области различных режимов в зависимости от расстройки $\Delta\Omega$ [19]. В работе [3] получена пиковая

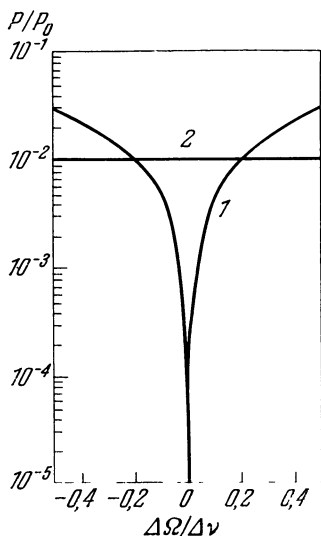


Рис. 10.9. Зависимость относительной мощности биений от сдвига несущей частоты ЧМ-колебания относительно центра атомной линии.

1 — биения первого порядка 2 — биения второго порядка.

девиация частоты 1200 Мгц , соответствующая индексу частотной модуляции $\beta = 6$.

Частотно-модулированные колебания лазера с помощью дополнительного внешнего фазового модулятора могут быть преобразованы в монохроматические колебания [20, 21]. На рис. 10.11 изображена принципиальная

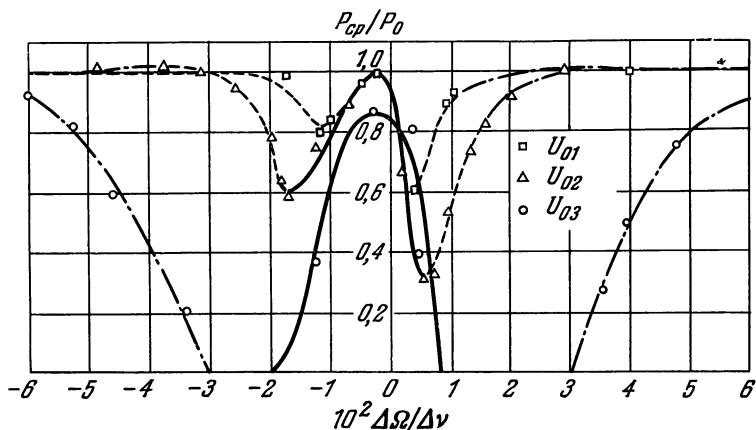


Рис. 10.10. Области различных режимов работы лазера в зависимости от расстройки при различных амплитудах модулирующего сигнала.

$$U_{01} < U_{02} < U_{03}.$$

схема, позволяющая получить монохроматический свет. Внутренняя фазовая модуляция переводит лазер в режим ЧМ-колебаний с выходным сигналом:

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_{\text{л}} t + \beta \sin \Omega t). \quad (10.19)$$

Свет проходит через внешний фазовый модулятор, работающий на той же частоте Ω . Напряженность поля световой волны на выходе второго модулятора равна

$$E_2 = E_0 \cos[\omega_{\text{л}} t + \beta \sin \Omega t + \delta_0 \sin(\Omega t + \theta)], \quad (10.20)$$

где δ_0 — девиация фазы внешнего модулятора, θ — сдвиг фаз. Если $\beta = \delta_0$ и $\theta = (2a + 1)\pi$, то

$$E_2 = E_0 \cos \omega_{\text{л}} t. \quad (10.21)$$

Таким образом, использование этой схемы дает возможность получить монохроматический свет с частотой, соответствующей центру атомной линии.

В работе [21] был получен монохроматический сигнал от лазера с длиной волны $6328 \text{ \AA}$ с выходной мощностью 100 мквт .

В работе [20] был выделен монохроматический сигнал с длиной волны $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ и с выходной мощностью

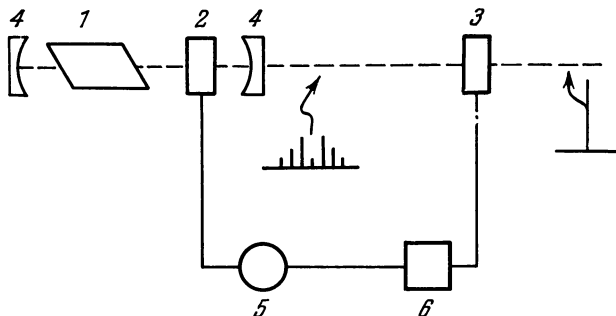


Рис. 10.11. Схема получения одночастотного колебания.

1 — разрядная трубка; 2 — внутренний фазовый модулятор; 3 — внешний фазовый модулятор; 4 — зеркала лазера; 5 — генератор модулирующего сигнала; 6 — фазовращатель.

400 мвт (аргоновый лазер). Кпд преобразования многочастотного сигнала в монохроматический оказался равным 45% . Отношение мощности сигнала в боковых полосах к мощности основного сигнала составляло $0,125\%$.

* * *

Синхронная внутренняя модуляция особенно удобна для передачи информации в линиях связи, работающих в импульсно-кодовом режиме. Частота повторения импульсов достигает нескольких сотен мегагерц при импульсной мощности, превышающей среднюю мощность лазера. Определенный интерес для связи представляет и лазер с частотной модуляцией.

ЛИТЕРАТУРА

К предисловию

1. С. А. А х м а н о в, Р. В. Х о х л о в, Проблемы нелинейной оптики, Институт научной информации АН СССР, 1964.
2. Г. П. К а т ы с, Н. В. К р а в ц о в, Л. Е. Ч и р к о в, С. М. К о н о в а л о в, Модуляция и отклонение оптического излучения, «Наука», 1967.
3. И. А. Д е р ю г и н, И. П. П у г а ч, А. А. С о л о м к о, Обзор методов внешней сверхвысокочастотной модуляции ОКГ, Сб. «Квантовая электроника», вып. 1, стр. 223, Киев, 1966.
4. В. Н. Ч е р н ы ш о в, А. Г. Ш е р е м е т ь е в, В. В. К о б з е в, Лазеры в системах связи, «Связь», 1966.
5. И. С. Р е з, Кристаллы с нелинейной поляризуемостью, УФН 93, № 4, 633 (1967).
6. Ю. В. Б а й б о р о д и н, С. А. Г а р а ж а, Электрооптический эффект в кристаллах и его применение в приборостроении, «Машиностроение», 1967.
7. Дж. Н а й, Физические свойства кристаллов, «Мир», 1967.
8. И. А. Д е р ю г и н, А. А. С о л о м к о, Исследование модуляции излучения ОКГ микроволновыми частотами, Сб. «Квантовая электроника», вып. 2, стр. 267, Киев, 1967.
9. I. P. K a m i n o w, E. H. T u r n e r, Electrooptic light modulators, «Appl. Optics» 5, № 10, 1612 (1966).
10. V. J. F o w l e r, J. S c h l a f e r, A survey of laser beam deflection techniques, «Appl. Optics» 5, № 10, 1675 (1966).
11. E. I. G o r d o n, A review of acoustooptical deflection and modulation devices, «Appl. Optics» 5, № 10, 1629 (1966).
12. O. C. J o n e s, Methods of modulating light at extreme frequencies, J. Scient. Instr. 41, № 11, 653—661 (1964).
13. K. G u r s, G. G r a u, R. M ü l l e r, D. R o s e n b e r g e r, Modulation von licht mittels elektrisch doppelbrechender Kristalle, Zeitschrift für angewandte Physik 17, № 1, 16 (1964).
14. J. L e M e s e s, J. H e n a f f, N g y e n N g o c C h a u, Modulation de la lumière par biréfringence électrique. Application aux télécommunications, L'Onde électr. 46, № 470, 515 (1966).
15. E. G. S p e n c e r, P. V. L e n z o, A. A. B a l l m a n, Dielectric materials for electrooptic, elastooptic and ultrasonic device applications, Proc. IEEE 55, № 12, 2074 (1967).

К главе 1

1. F. Р о с к е л с, Lehrbuch der Kristalloptik, Leipzig, 1906.
2. И. С. Ж е л у д е в, Электрооптические явления в кристаллах, УФН 88, 253 (1966).
3. В. А. Ш а м б у р о в, О. Г. В л о х, Электрооптический эффект в кристаллах и его применение, «Радиотехника и электроника» 9, 505 (1964).
4. И. С. Ж е л у д е в, О. Г. В л о х, Изменение оптических свойств кристаллов при наложении электрических полей, «Кристаллография» 5, № 3, 389 (1960).
5. Von Gerhard Blechnert, Lichtmodulation mit dem Pockelseffect, Archiv elektr. Übertragung 20, № 11, 626 (1966).
6. Г. С. А р у ш а н о в, Кристаллический модулятор света, «Техника кино и телевидения», № 4, 62 (1957); № 2, 22 (1958).
7. Дж. Н а й, Физические свойства кристаллов, «Мир», 1967.
8. С. А. А х м а н о в, Р. В. Х о х л о в, Проблемы нелинейной оптики, Институт научной информации АН СССР, 1964.
9. B. N. Billings, Electrooptical effect in uniaxial crystals of the XH_2PO_4 — type, «JOSA» 39, № 10, 797 (1949).
10. O. B. Robert Carpenter, Electrooptical effect uniaxial crystals of dihydrogen phosphate type measurement, «JOSA» 40, № 4, 225 (1950).
11. T. R. Sliker, S. R. Burlage, Some dielectric and optical properties of KD_2PO_4 , J. Appl. Phys. 34, July, 1837 (1963).
12. W. P. Mason, The elastic, piezoelectric and dielectric constants of KDP and ADP, Phys. Rev. 69, March, 173 (1946).
13. А. С. В а с и л е в с к а я, К вопросу об электрооптических свойствах кристаллов типа KDP, «Кристаллография» 11, № 5, 755 (1966).
14. I. P. Kamino, Microwave dielectric properties of $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, KH_2AsO_4 and partially deuterated KH_2PO_4 , Phys. Rev. 138, May, A1539 (1965).
15. J. H. Ott, T. R. Sliker, Linear electrooptic effects in KH_2PO_4 and its isomorphs, «JOSA» 54, № 12, 1442 (1964).
16. И. В. П и р ш и н, М. М. К о б л о в а, Использование в устройствах для управления лазерным излучением кристаллов ADP, 45° X среза, «Радиотехника и электроника» 12, № 3, 540 (1967).
17. А. С. С о н и н, А. С. В а с и л е в с к а я, Б. А. С т р у к о в, Электрооптические свойства кристаллов дигидрофосфата калия и дейтерированного дигидрофосфата калия в области их фазовых переходов, ФТТ 8, № 11, 3436 (1966).
18. I. P. Kamino, G. O. Harding, Complex dielectric constant of KH_2PO_4 at 9,2 Gc/sec, Phys. Rev. 129, February, 1562 (1963).
19. Л. А. С м о л е н к о, Е. Р. С и д н е н к о, И. С. Ж е л у д е в, Исследование температурной зависимости коэффициентов линейного расширения кристаллов KDP и RDP, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, № 7, 1205 (1967).

20. F. Hoff, B. Stadnik, Effects of piezoelectric resonances in ADP and KDP light-modulator crystals, «Electronics Letters» 2, № 8 (1966).
21. В. Б. Багликов, В. Н. Парыгин, Резонансный фотоупругий модулятор света на кристалле ADP, Вестник Московского университета, сер. физ., астр., № 5, 118 (1967).
22. J. F. Stephanu, Piezo-optic resonances in crystals of the dihydrogen phosphate type, «JOSA» 55, № 2, 136 (1965).
23. I. P. Kaminow, Strain effects in electrooptic light modulators, «Appl. Optics», 3, № 4, 511 (1964).
24. Claire Loscoe, Herbert Mette, Optical misalignment due to temperature gradients in electrooptic modulator crystals, «Appl. Optics» 5, № 1, 93 (1966).
25. О. Г. Влох, Л. Луцив-Шумский, Продольный электрооптический эффект в кристаллах дигидрофосфата аммония и калия в ближних ультрафиолетовых и инфракрасных областях спектра, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, № 7, 1143 (1967).
26. Л. Н. Магдич, В. М. Панкратов, И. П. Пономарева, Электрооптический модулятор света с полосой 100 Мгц, ПТЭ, № 1, 166 (1968).
27. А. Б. Гильварг, Г. В. Колосов, Использование электрооптического эффекта в кристаллах для быстродействующих затворов, ПТЭ, № 3, 123 (1961).
28. М. Р. Витков, Анализ электрического поля, управляющего продольным электрооптическим эффектом в кристаллах с полосковыми электродами, «Оптика и спектроскопия», 24, № 5, 786 (1968).
29. P. Billard, J. Donjon, G. Marie, Application de la modulation de lumière aux télécommunications, «Acta Electronica» 9, № 4, 305 (1965).
30. В. А. Дианова, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Модуляторы света на 3,2 см, «Радиотехника и электроника» 11, № 5, 947 (1966).
31. A. Philips Richard, Temperature variation of the index of refraction of ADP, KDP and deuterated KDP, «JOSA» 56, № 5, 629 (1966).
32. C. F. Buhrer, D. Barid, E. M. Conwell, Optical frequency shifting by electrooptic effect, «Appl. Phys. Letters» 1, Oct., 46 (1962).
33. C. F. Buhrer, L. R. Bloom, Single-sideband modulation and reception of light at VHF, Proc. IEEE 50, № 12, 2492 (1962).
34. R. Kerr, Wide-band optical frequency translation, Proc. IEEE 53, № 5, 496 (1965).
35. R. Targ, W. D. Bush, Automatic frequency control of a laser local oscillator for heterodyne detection of microwave-modulated light, «Appl. Optics» 4, № 12, 1523 (1965).
36. C. Y. Peters, Optical frequency translator using two phase-modulators in tandem, «Appl. Optics» 4, № 7, 85 (1965).
37. P. Rabinowitz, S. Yacobs, R. Targ, G. Gould, Homodyne detection of phase modulated light, Proc. IRE 50, 2365 (1962).

38. S. E. H a r r i s, Demodulation of phase-modulated light using birefringent crystals, *Proc. IEEE* 52, № 7, 823 (1964).
39. S. E. H a r r i s, Conversion of FM-light to AM-light using birefringent crystals, *«Appl. Phys. Letters»* 2, № 3, 47 (1963).
40. I. P. K a m i n o w, Splitting of Fabry-Perot rings by microwave modulation of light, *«Appl. Phys. Letters»* 2, № 1, 41 (1963).
41. C. F. B u h r e r, V. J. F o w l e r, I. R. B l o o m, Single-sideband suppressed carrier modulation of coherent light beams. *Proc. IRE* 50, № 8, 1827 (1962).
42. I. P. K a m i n o w, E. H. T u r n e r, Electrooptic light modulators *«Appl. Optics»* 5, № 10, 1612 (1966).
43. А. С. В а с и л е в с к а я, А. С. С о н и н, Электрооптические и упругооптические свойства кристаллов дейтерированного дигидрофосфата аммония, *ФТТ* 8, № 11, 3434 (1966).
44. А. С. В а с и л е в с к а я, И. С. Р е з, А. С. С о н и н, Электрооптические и упругооптические свойства дигидроарсенатов щелочных металлов, *ФТТ* 9, № 4, 1260 (1967).
45. А. С. В а с и л е в с к а я, И. Ф. К о л д о б с к а я, Л. Г. Л о м о в а, В. П. П о п о в а, А. С. С о н и н, В. С. С у в о р о в, Некоторые физические свойства монокристаллов дигидрофосфата рубидия, *«Кристаллография»* 12, № 3, 447 (1967).
46. А. С. В а с и л е в с к а я, Е. Н. В о л к о в а, В. А. К о п ц и к, Л. Н. Р а ш к о в и ч, Т. А. Р а г у л ь с к а я, И. С. Р е з, А. С. С о н и н, В. С. С у в о р о в, О нелинейных оптических свойствах монокристаллов дейтерированного дигидрофосфата аммония, *«Кристаллография»* 12, № 4, 518 (1967).

К главе 2

1. В. И. Ж а р и к о в, Р. В. Х о х л о в, О модуляторах света с кубическими кристаллами, *«Радиотехника и электроника»* 10, № 1, 62 (1965).
2. C. F. B u h r e r, L. K. B l o o m, D. H. B a r i d, Electro-optic modulation with cubic crystals, *«Appl. Optics»* 2, № 8, 839 (1963).
3. W. F. S t e r z e r, D. B l a t n e r, S. M i n i t e r, Cuprous chloride light modulators, *«JOSA»* 54, 62 (1964).
4. R. A. M y e r s, C. G. P o w e l, Anomalous polarity-dependent electrooptic effect in cubic ZnS and ZnTe, *«Appl. Phys. Letters»* 9, № 9, 826 (1966).
5. S. N a m b a, Electrooptical effect of zincblende, *«JOSA»* 51, № 1, 76 (1961).
6. C. F. B u h r e r, L i l y H o, Electrooptic effect of gallium arsenide, *«Appl. Optics»* 2, № 6, 647 (1963).
7. E. H. T u r n e r, I. P. K a m i n o w, Electrooptic effect of gallium arsenide, *«JOSA»* 53, № 4, 523 (1963).
8. В. С. Б а г а е в, Ю. Н. Б е р о з а ш в и л и, Л. В. К е л д ы ш, Об электрооптическом эффекте в GaAs, *«Письма в редакцию ЖЭТФ»* 4, № 9, 364 (1966).
9. A. Y a r i v, C. A. M e a d, J. V. P a r k e r, 5C3—GaAs as an electrooptic modulator at 10,6 microns, *«IEEE, Journal of Quantum Electronics»*, QE-2, № 8, 243 (1966).

10. Л. М. Беляев, Г. Ф. Добержанский, Ю. В. Шалдин, Электрооптические свойства CuCl и CuBr , ФТТ 6, № 6 (1965).
11. R. W. Mc. Quaid, Electro-optic properties of zinc selenide, Proc. IRE 50, № 12, 2484 (1962).
12. T. R. Sliker, J. M. Jost, Linear electro-optic effect and refractive indices of cubic ZnTe , «JOSA» 56, № 1, 130 (1966).
13. R. Nitsche, Crystal growth and electrooptical effect of bismuth germanate, J. Appl. Phys. 36, № 8, 2358 (1965).
14. R. W. Mc. Quaid, The Pockels effect of hexamethylenetetramin, «Appl. Optics» 2, № 3, 320 (1963).
15. C. F. Buhner, Lily Ho, Electrooptic effect of hexamethylenetetramin, «Appl. Optics» 3, 1500 (1964).
16. G. H. Helmeier, The dielectric and electrooptical properties a molecular crystal-hexamine, «Appl. Optics» 3, № 11, 1281 (1964).
17. Л. М. Беляев, О. Г. Нетесов, В. А. Шамбуров, Л. А. Шувалов, Линейный электрооптический эффект в кристаллах гексаметилентетрамина (уротропина), «Кристаллография» 8, № 3, 482 (1963).
18. T. R. Sliker, Linear electrooptic effects in class 32, 6, 3m and $\bar{4}3m$ crystals, «JOSA» 54, № 11, 1348 (1964).
19. А. С. Василевская, А. С. Сонин, Электрооптические свойства триглицинсульфата, III, «Кристаллография» 12, № 2, 297 (1967).
20. P. V. Lenzo, E. G. Spencer, A. A. Ballman, Optical activity and electrooptic effect in bismuth germanium oxide ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), «Appl. Optics» 5, № 10, 1688 (1966).
21. Дж. Най, Физические свойства кристаллов, «Мир», 1967.
22. A. R. Johnston, J. M. Weingart, Determination of the low-frequency linear electrooptic effect in tetragonal BaTiO_3 , «JOSA» 55, № 7, 828 (1965).
23. I. P. Kamimow, Barium titanate phase modulator, «Appl. Phys. Letters» 7, № 5, 123 (1965).
24. John A. Van Raalte, Linea reelectrooptic effect in ferroelectric KTN, «JOSA» 57, № 5, 671 (1967).
25. M. V. Hobden, J. Warner, The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate, «Phys. Letters» 22, № 3, 243 (1966).
26. J. Warner, D. S. Robertson, K. F. Hulme, The temperature dependence of optical birefringence in lithium niobate, «Phys. Letters» 20, № 2, 163 (1966).
27. E. H. Turner, High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate, «Appl. Phys. Letters» 8, № 11, 303 (1966).
28. G. E. Peterson, A. A. Ballman, P. V. Lenzo, P. M. Bridenbaugh, Electro-optic properties of LiNbO_3 , «Appl. Phys. Letters» 5, № 3, 62 (1964).
29. P. V. Lenzo, E. G. Spencer, K. Nassau, Electro-optic coefficients in single-domain ferroelectric lithium-niobate, «JOSA» 56, № 5, 633 (1966).

30. А. С. Василевская, А. С. Сонин, И. С. Рез, Т. А. Плотинская, Некоторые оптические свойства монокристаллов ниобата лития, Изв. АН СССР, сер. физ., 31, № 7, 1159 (1967).
31. P. V. Lenz o, E. H. Turner, E. G. Spencer, A. A. Ballman, Electrooptic coefficients and elastic wave propagation in single-domain ferroelectric lithium-tantalate, «Appl. Phys. Letters» 8, № 2, 81 (1966).
32. I. P. Kaminow, W. M. Sharpless, Performance of LiTaO_3 and LiNbO_3 light modulators at 4Gc/sec, «Appl. Optics» 6, № 2, 351 (1967).
33. J. A. Denis Gainon, Linear electrooptic effect in CdS, «JOSA» 54, № 2, 270 (1964).
34. D. D. Eden. C. H. Thies s, Measurement of the direct electrooptic effect in quartz at UHF, «Appl. Optics» 2, № 8, 868 (1963).
35. О. Г. Влох, Дисперсіні характеристики лінійного електрооптичного ефекту в кристалах кварцу, «Укр. физ. журнал» 11, № 11, 1184 (1966).
36. М. С. Теісh, Т. Каpлапn, Electrooptic effect in trigonal selenium at $10,6\mu\text{m}$, «IEEE, Journal of Quantum Electronics» 2, № 10, 702 (1966).
37. С. Н. Holmes, E. G. Spencer, A. A. Ballman, P. V. Lenz o, The electrooptic effect in calcium pyroniobate, «Appl. Optics» 4, № 5, 551 (1965).
38. J. Warner, D. S. Robertson, H. T. Parfit, The electrooptic effect of sodium uranyl acetate, «Phys. Letters» 19, Dec., 479 (1965).
39. А. С. Василевская, Л. И. Кузнецова, И. С. Рез, А. С. Сонин, Новый кристалл с большим электрооптическим эффектом, ФТТ 10, № 3, 928 (1968).
40. А. С. Василевская, В. Э. Перфилова, А. С. Сонин, Электрооптические и упругооптические свойства триглинсульфата, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, № 7, 1132 (1967).
41. С. F. Buhrer, Lily Ho, Electrooptic effect in $(\text{NH}_4)_2\text{Cd}_2(\text{SO}_4)_3$ and $(\text{NH}_4)_2\text{Mn}_2(\text{SO}_4)_3$, «Appl. Optics» 3, № 2, 314 (1964).
42. С. F. Buhrer, Lily Ho, J. Zucker, Electrooptic effect in optically active crystals, «Appl. Optics» 3, № 4, 517 (1964).
43. С. F. Buhrer, Wide-band electrooptic light modulation utilizing an asynchronous traveling-wave interaction, «Appl. Optics», 4, № 5, 545 (1965).
44. I. P. Kaminow, E. H. Turner, Electrooptic light modulator, «Appl. Optics» 5, № 10, 1612 (1966).
45. T. E. Walsh, Gallium-arsenide electro-optic modulators, RCA Review 27, № 3, 323 (1967).
46. P. V. Lenz o, E. G. Spencer and A. A. Ballman, Electrooptic effect in strontium barium niobate, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-3, № 6, 259 (1967).
47. «Electronic News» 8, № 381, 35 (1963).

48. Л. М. Беляев, Г. Ф. Добрянский, Ю. В. Шалдин, И. С. Чернышов, Электрооптические свойства хлористой и бромистой меди, ФТТ 6, 12, 3727 (1964).
49. И. С. Рез, Кристаллы с нелинейной поляризуемостью, УФН 93, № 4, 633 (1967).
50. Ю. В. Шалдин, О. К. Мельников, В. В. Набатов, Ю. В. Писаревский, Электрические и оптические свойства монокристаллов содалита, «Кристаллография» 10, № 4, 574 (1965).
51. В. С. Днепровский, И. И. Кисиль, В. Н. Парыгин, В. С. Соломатин, Л. А. Сысоев, Электрооптический эффект в гексагональном ZnS, «Кристаллография» 13, № 1, 174 (1968).
52. О. Г. Влох, И. С. Желудев, В. А. Шамбуров, Электрооптический эффект в кристаллах пентаэритрита $C(CH_2OH)_4$, «Кристаллография» 8, № 1, 51 (1963).
53. А. Т. Анистратов, А. А. Фотченков, К. С. Александров, Измерения линейного электрооптического эффекта в кристаллах динамическим методом, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, № 6, 973 (1965).
54. А. Т. Анистратов, Об аномалиях линейного электрооптического эффекта в сегнетовой соли, «Кристаллография» 11, № 5, 823 (1966).
55. А. С. Василевская, А. С. Сонин, И. А. Слепков, Электрооптические свойства триглицинсульфата, «Кристаллография» 11, № 5, 749 (1966).
56. L. G. Van Uitert, S. Singh, H. J. Levinstein, J. E. Geusic, W. A. Bonner, A new and stable nonlinear optical material, «Appl. Phys. Letters» 11, № 5, 161 (1967).
57. A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Diedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, H. J. Levinstein, K. Nassau, Optically induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$, and $LiTaO_3$, «Appl. Phys. Letters» 9, 72 (1966).
58. F. S. Chen, A laser — induced inhomogeneity of refractive indices in KTN, J. Appl. Phys. 38, № 7, 3418 (1967).
59. J. E. Geusic, H. J. Levinstein, J. J. Rubin, S. Singh, L. G. Van Uitert, The nonlinear optical properties of $Ba_2NaNb_5O_{15}$, «Appl. Phys. Letters» 11, № 9, 269 (1967).
60. E. G. Spencer, P. V. Lenz, A. A. Ballman, Dielectric materials for electrooptic, elastooptic and ultrasonic device applications, Proc. IEEE 55, № 12, 2074 (1967).
61. A. E. Giess, G. Burn, D. E. O'Kane, A. W. Smith, Ferroelectric and optical properties of $KSr_2Nb_5O_{15}$, «Appl. Phys. Letters» 11, № 7, 233 (1967).

К главе 3

1. I. P. Kaminow, E. H. Turner, Electrooptic light modulators, «Appl. Optics» 5, № 10, 1612 (1965).
2. W. W. Rigrod, I. P. Kaminow, Wide-band microwave light modulation. Proc. IEEE 51, № 1, 137 (1963).

3. В. А. Дианова, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Модуляторы света на 3,2 см, «Радиотехника и электроника» 11, № 5, 947 (1966).
4. Г. С. Арушанов, Кристаллический модулятор света, «Техника кино и телевидения», № 4, 62 (1957), № 2, 22 (1958).
5. G. K. Megla, A new microwave light modulator, Proc. IEEE 54, № 7, 1006 (1966).
6. I. P. Kaminow, Barium titanate light modulator II, «Appl. Phys. Letters» 8, № 11, 305 (1966).
7. R. H. Blumenthal, Design of a microwave-frequency light modulator, Proc. IRE 50, № 4, 452 (1962).
8. В. А. Дианова, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Тороидальные резонаторы с кристаллом ADP-модуляторы света, «Радиотехника и электроника» 10, № 4, 770 (1965).
9. K. M. Johnson, Solid-state modulator and direct demodulation of gas laser light at a microwave frequency, Proc. IEEE 51, № 10, 1368 (1963).
10. Е. П. Еркович, Ю. В. Писаревский, Ф. С. Агешин, Г. А. Трегубов, Ю. В. Шалдин, Оптический модулятор на СВЧ, «Радиотехника и электроника» 10, № 6, 1146 (1965).
11. Р. А. Казарян, Л. В. Симонян, Э. С. Вартамян, СВЧ-модулятор света на двух связанных резонаторах, «Радиотехника и электроника» 12, № 7, 1296 (1967).
12. D. J. Blatner, F. Sterzer, Heterodyne receivers for RF-modulated light beams, RCA Review 23, № 3, 407 (1962).
13. В. А. Дианова, Е. Р. Мустель, А. П. Фищук, Преобразование частоты при использовании двойной модуляции света, «Радиотехника и электроника» 11, № 11, 1292 (1966).
14. F. Sterzer, D. Blatner, S. Minitier, Cuprous chloride light modulators, «JOSA», 54, 62 (1964).
15. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, В. С. Соломатин, Модуляторы инфракрасного света с использованием кристалла LiNbO_3 , «Вестник Московского университета», сер. физ., астр., № 1, 109, (1968).
16. W. E. Bicknell, C. K. Yap, C. J. Peters, 3 GHz traveling-wave electronic modulator, Proc. IEEE, 55, № 2, 225 (1967).
17. I. P. Kaminow, W. M. Sharpless, Performance of LiTaO_3 and LiNbO_3 light modulators at 4 GHz, «Appl. Optics» 6, № 2, 351 (1967).
18. T. E. Walsh, Gallium-arsenide electro-optic modulators, RCA Review 27, № 3, 323 (1966).
19. D. F. Nelson, F. K. Reinhart, Light modulation by electrooptic effect in reverse-biased GaP p — n junctions, «Appl. Phys. Letters» 5, № 10, 148, (1964).
20. W. L. Walters, Electro-optic effect in reverse-biased Ga — As p — n junctions, J. Appl. Phys. 37, № 2, 916 (1966).
21. A. Ashkin, M. Gershenzon, Reflection and guiding of light at p — n junctions, J. Appl. Phys. 34, № 7, 2116 (1963).

22. A. H. L u t h e r, Planer dielectric waveguide modes, Proc. IEEE 52, 11, 1386 (1964).
23. I. P. K a m i n o w, Microwave modulation of the electrooptic effect in KH_2PO_4 , «Phys. Rev. Letters» 6, № 10, 528 (1961).
24. В. И. Ж а р и к о в, Р. В. Х о х л о в, О модуляторах света с бегущей волной, «Радиотехника и электроника» 9, № 12, 2113 (1964).
25. C. J. P e t e r s, Gigacycle-bandwidth coherent light traveling wave phase modulator, Proc. IEEE 51, № 1, 147 (1963).
26. C. J. P e t e r s, Gigacycle-bandwidth coherent light traveling wave amplitude modulator, Proc. IEEE 53, № 5, 455 (1965).
27. I. P. K a m i n o w, J. L i u, Propagation characteristics of partially loaded two-conductor transmission line for broad-band light modulators, Proc. IEEE 51, № 1, 132 (1963).
28. R. R. W h i t e, C. E. E n d e r b y, Electro-optic modulators employing intermittent interaction, Proc. IEEE 51, № 1, 214 (1963).
29. I. P. K a m i n o w, Splitting of Fabry — Perot rings by microwave modulation of light, «Appl. Phys. Letters» 2, № 1, 41 (1963).
30. I. P. K a m i n o w, W. R. K o m p f n e r, W. H. L o u s e l l, Improvements in light modulators of the traveling wave type, IRE Trans. Microwave Theory and Techn. 10, № 5, 311 (1962).
31. M. D i D o m e n i c o, J r., L. K. A n d e r s o n, Broadband electrooptic traveling-wave light modulators, Bell. Syst. Techn. J. 42, November, 2621 (1963).
32. R. A. M a y e r s, Transverse traveling wave light modulator, Proc. IEEE 53, № 2, 159 (1965).
33. S. M. S t o n e, A microwave electro-optic modulator which overcomes transit time limitation, Proc. IEEE 52, № 4, 409 (1964).
34. R. A. M a y e r s, P. S. P e r s h a n, Light modulation experiments at 16 Gc/sec, J. Appl. Phys. 36, № 1, 22 (1965).
35. R. A. M a y e r s, P. S. P e r s h a n, Inhomogeneous traveling-wave-like light modulator, «Bull. of American Phys. Soc.» 9, № 1, 13 (1964).
36. C. F. B u h r e r, Wide-band electrooptic light modulation utilizing an asynchronous traveling-wave interaction, «Appl. Optics» 4, № 5, 545 (1965).
37. И. В. П и р ш и н, Использование электрооптического эффекта в интерферометре Майкельсона для модуляции света, «Радиотехника и электроника» 10, № 12, 2247 (1965).
38. Н. В. К р а в ц о в, Л. Е. Ч и р к о в, Оптический модулятор на основе интерферометра Майкельсона, «Радиотехника и электроника» 11, № 8, 1516 (1966).
39. И. В. П и р ш и н, М. М. К о б л о в а, Использование в устройствах для управления лазерным излучением кристаллов ADP 45° X-среза, «Радиотехника и электроника» 12, № 3, 540 (1967).
40. E. I. G o r d o n, J. D. R i g d e n, The Fabry — Perot electro-optic modulator, Bell Syst. Tech. J. 42, № 1, 155 (1963).

41. J. T. R u s c i o, A coherent light modulator, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-1, July, 182 (1965).
42. D e A n g e l i s, W. N i b l a c k, Interference filter light modulator, Proc. IEEE 51, № 10, 1258 (1963).
43. W. A. S c a n g a, Traveling-wave light modulators, «Appl. Optics» 4, September, 1177 (1965).
44. A. v o n H i p p e l, Dielectric materials and applications, New York, 1956.
45. W. G. O l d h a m, A. B a h r a m a n, Electrooptic junction modulators, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-3, № 7, 278 (1967).
46. Р. А. К а з а р я н, Э. С. В а р т а н я н, Л. В. С и м о н я н, В. С. А р а к е л я н, Электрооптический интерференционный модулятор лазерного излучения. Ученые записки ЕГУ 104, 55 (1967).
47. И. А. Д е р ю г и н, А. А. С о л о м к о, И. Ф. К о л о м и е ц, 8-мм модулятор света, «Радиотехника и электроника» 13, № 1, 168 (1968).
48. И. А. Д е р ю г и н, А. А. С о л о м к о, Исследование модуляции излучения ОКГ микроволновыми частотами, Сб. «Квантовая электроника», вып. 2, стр. 267, Киев, 1967.
49. Л. Н. М а г д и ч, А. М. М о й я, В. М. П а н к р а т о в, И. П. П о н о м а р е в а, Электрооптический амплитудный модулятор света на кристалле ADP 45° X-среза, ПТЭ, № 1, 163 (1968).
50. M. D o r e, A low drive-power light modulator using a readily available material ADP, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-3, № 11, 555 (1967).
51. Ф. А. К о р о л е в, Г. М. М е л ь х и с, Модулятор света, «Оптика и спектроскопия» 24, № 5, 830 (1968).

К главе 4

1. Д ж. Н а й, Физические свойства кристаллов, «Мир», 1967.
2. I. P. K a m i n o w, E. H. T u r n e r, Electrooptic light modulators, «Appl. Optics» 5, № 10, 1612 (1966).
3. J. E. G e u s i g, S. K. K u r t z, v a n U i t e r t, S. H. W e m p l e, Electrooptics properties of some ABO₃ perovskite, «Appl. Phys. Letters» 4, № 8, 141 (1964).
4. F. S. C h e n, J. E. G e u s i g, S. K. K u r t z, J. G. S k i n n e r, S. H. W e m p l e, Light modulation and beam deflection with potassium tantalate-niobate crystals, J. Appl. Phys. 37, № 1, 388 (1966).
5. F. S. C h e n, J. E. G e u s i g, S. K. K u r t z, J. G. S k i n n e r, S. H. W e m p l e, The use of perovskite paraelectrics in beam deflectors and light modulators, Proc. IEEE 52, № 10, 1258 (1964).
6. V o n K. K l e m a s, G. S e i f e r t, Kerzellen zur Amplituden und Frequenz-modulation von Laserstrahlen, «Frequenz» 21, № 1, 19 (1967).
7. Р. Д и т ч б е р н, Физическая оптика, ИЛ, 1965.

8. D. F. Holshouser, H. von Foerster, G. L. Clark, Microwave modulation of light using the Kerr effect, «JOSA» 51, № 12, 1360 (1961).
9. Y. Zook, T. N. Casselman, Electrooptic effect in paraelectric perovskites, «Phys. Rev. Letters» 17, № 18, 960 (1966).
10. В. Э. Перфильева, А. С. Сонин, Об электрооптических свойствах монокристаллов BaTiO_3 , ФТТ 8, № 1, 107 (1966).
11. C. J. Johnson, Some dielectric and electrooptic properties of BaTiO_3 , «Appl. Phys. Letters» 7, Oct., 221 (1965).
12. J. E. Geusig, S. K. Kurtz, T. J. Nelson, S. H. Wemple, Nonlinear dielectric properties of KTaO_3 near its Curie point, «Appl. Phys. Letters» 2, May, 185 (1963).
13. Di Domenico, Jr., L. K. Anderson, Broadband electrooptic traveling wave light modulators, Bell Syst. Techn. J. 42, Nov., 2621 (1963).
14. N. F. Borrelli, A. Herczog, R. D. Maurer, Electrooptic effect of ferroelectric microcrystals in a glass matrix (NaNbO_3), «Appl. Phys. Letters» 7, № 5, 117 (1963).
15. Julian Stone, George Lynch, Richard Pontinen, A dc-biased Kerr cell light modulator, «Appl. Optics» 5, № 4, 653 (1966).
16. Г. С. Симкин, В. Лукин, В. П. Набережных, Модуляция света сверхвысокой частотой, «Измерительная техника», № 8, 41 (1960).
17. A. J. Chenoweth, O. L. Gaddy, Microwave frequency light modulators with traveling-wave carbon disulfide Kerr cells, Proc. IEEE 5, № 4, 653 (1966).
18. A. J. Chenoweth, O. L. Gaddy, D. F. Holshouser, Carbon disulfide traveling-wave Kerr cells, «Appl. Optics» 5, № 10, 1652 (1966).

К главе 5

1. В. С. Вавилов, Действие излучений на полупроводники, Физматгиз, 1963.
2. Т. С. Мосс, Оптические свойства полупроводников, ИЛ, 1961.
3. R. B. McQuistan, J. W. Schultz, Modulation of infrared by free carrier absorption, J. Appl. Phys. 35, № 4, 1243 (1964).
4. K. Lehnovec, New photoelectric devices utilizing carrier injection, Proc. IRE 40, № 11, 1407 (1952).
5. A. F. Gibson, Ge-modulator for infrared communication, «Electronics» 27, № 10, 155 (1954).
6. B. Seraphin, D. A. Orton, Field effect light modulation in Ge, J. Appl. Phys. 34, № 6, 1743 (1963).
7. В. И. Вылегжанин, Г. М. Иноземцев, Ю. А. Концевой, Многослойный полупроводниковый модулятор инфракрасного излучения, Сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», «Сов. радио», вып. 21, 1969.
8. P. D. Southgate, H. J. Prager, K. K. N. Chang, Modulation of infrared light by holes in pulse-ionized GaAs, J. Appl. Phys. 38, № 6, 2689 (1967).

9. D. W. P e t e r s, Infrared modulator utilizing field-induced free carrier absorption, «Appl. Optics» 6, № 6, 1033 (1967).
10. C. A. R e n t o n, Amplitude modulation of light by reverse biased p — n junctions, Proc. IEEE 52, № 1, 93 (1964).
11. S. D e b, P. K. C h a u d h u r i, Amplitude modulation of infrared and sub-mm wave radiation by reverse-biased junction diodes, Proc. IEEE 53, № 1, 81 (1965).
12. T. S. M o s s, Methods of modulating infrared beams, «Infrared Physics» 2, July — august, 129 (1962).
13. M. A. B r o w n, E. G. P a i g e, Electric field-induced modulation of the absorption due to interband transitions of free holes in germanium, «Phys. Rev. Letters» 7, № 3, 84 (1961).
14. S. D e b, P. K. C h a u d h u r i, Travelling wave infrared and sub-mm wave modulation using free carrier absorption in reverse-biased p — n junction diodes, «Solid-State Electronics» 10, 289 (1967).
15. J. B. G u n n, High electric field effects in semiconductors, Prog. in Semiconductors, 2, 211, London, 1957.
16. T. S. M o s s, T. O. H a w k i n s, Interband photoconductivity in Germanium, Proc. Phys. Soc. 76, № 490, 565 (1960).
17. Л. В. К е л д ы ш, О влиянии сильного электрического поля на оптические характеристики непроводящих кристаллов, ЖЭТФ 34, № 5, 1138 (1958).
18. W. F r a n z, Einfluss eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante, Z. Naturforschung 13a, № 6, 484 (1958).
19. В. С. В а в и л о в, К. И. Б р и ц ы н, Влияние сильного электрического поля на поглощение света кремнием, ФТТ 2, № 8, 1937 (1960).
20. К. И. Б р и ц ы н, В. С. В а в и л о в, Влияние электрического поля высокой частоты на край основной полосы оптического поглощения кремния, ФТТ 3, № 8, 2497 (1961).
21. В. С. Д н е п р о в с к и й, В. Н. П а р ы г и н, О влиянии электрического поля на край основной полосы оптического поглощения в полупроводниковых монокристаллах CdS_xSe_{1-x} , «Вестник Московского университета», сер. физ., астр., № 3, 128 (1966).
22. A. F r o v a, P. H a n d l e r, Shift of optical absorption edge by an electric field. Modulation of light in the space-charge region of a Ge p — n junction, «Appl. Phys. Letters» 5, № 1, 11 (1964).
23. E. G. S. P a i g e, H. D. R e e s, Absorption edge of GaAs and its dependence on electric field, «Phys. Rev. Letters» 16, № 11, 444 (1966).
24. A. F r o v a, P. H a n d l e r, F. A. G e r m a n o, D. E. A s p n e s, Electroabsorption effects at the band edges of Silicon and Germanium, Phys. Rev. 145, № 2, 575 (1966).
25. R. W i l l i a m s, Effect of high electric field on the absorption of light by PbJ_2 and HgJ_2 , Phys. Rev. 126, № 2, 442 (1962).
26. H. D. R e e s, 20 Gc/s modulation of light by electroabsorption in GaAs, «Phys. Letters» 21, № 6, 629 (1966).

27. R. S. E d e n, P. D. C o l e m a n, Proposal for microwave modulation of light employing the shift of optical absorption edge with applied electric field, Proc. IEEE 51, № 12, 1776 (1963).
28. R. B. P a r s o n s, W. W a r d z y n s k i, A. D. Y o f f e, The optical properties of single crystals of cadmium selenide, Proc. Roy. Soc. 262, 120, № 1308 (1961).
29. G. R a c e t t e, Absorption edge modulator utilizing p — n junction, Proc. IEEE 52, № 6, 716 (1964).

К главе 6

1. Л. Д. Л а н д а у и Е. М. Л и ф ш и ц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, 1957.
2. М. В. В о л ь к е н ш т е й н, Молекулярная оптика, Гостехиздат, 1951.
3. А. В. С о к о л о в, Оптические свойства металлов, Физматгиз, 1961.
4. Г. С. К р и н ч и к, М. В. Ч е т к и н, Эффект Фарадея в иттриевом гранате на инфракрасных частотах, ЖЭТФ 38, № 5, 1643 (1960).
5. Г. С. К р и н ч и к, М. В. Ч е т к и н, Обменное взаимодействие и магнитооптические эффекты в ферритах-гранатах, ЖЭТФ 41, № 3, 673 (1961).
6. Г. С. К р и н ч и к, М. В. Ч е т к и н, К вопросу об определении тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости среды, ЖЭТФ 36, № 6, 1924 (1959).
7. Г. С. К р и н ч и к, М. В. Ч е т к и н, О гиромагнитных и гиروهлектрических свойствах ферритов, Сб. «Ферриты», стр. 578, изд. АН БССР, Минск, 1960.
8. J. C. S u i t s, K. Y. A h n, Transverse Kerr magneto-optical effect in EuO films, J. Appl. Phys. 39, № 2(I), 570 (1968).
9. J. F. D i l l o n, Optical properties of several ferromagnetic garnets, J. Appl. Phys. 29, № 3, 539 (1958).
10. J. F. D i l l o n, Optical absorption and rotation in the ferromagnetic garnets, Journ. de Phys. 20, № 3, 374 (1959).
11. М. В. Ч е т к и н, Магнитное вращение плоскости поляризации инфракрасного света в феррите-гранате иттрия, ФТТ 6, № 12, 3753 (1964).
12. R. C. L e C r o w, D. L. W o o d, J. F. D i l l o n, J. P. R e m e i k a, The optical transparency of yttrium iron garnets in the near infrared, «Appl. Phys. Letters» 7, № 1, 27 (1965).
13. D. L. W o o d, J. P. R e m e i k a, Optical transparency of rare-earth Iron Garnets, J. Appl. Phys. 37, № 3, 1231 (1966).
14. D. L. W o o d, J. P. R e m e i k a, Effect of impurities on optical properties of Yttrium Iron Garnet, J. Appl. Phys. 38, № 3, 1038 (1967).
15. A. M. C l o g s t o n, Optical Faraday rotation in ferromagnetic garnets, Jour. de Phys. 20, № 2, 151 (1959).
16. H. M a t t h e w s, S. S i n g h, R. C. L e C r o w, Sublattice contribution to the infrared rotatory dispersion in YIG, «Appl. Phys. Letters» 7 .№ 6, 165 (1965).

17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, «Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion» 8, № 2, 153 (1935).
18. J. F. Dillon, Jr., H. Kamimura, J. P. Remeika, Magneto-optical studies of Chromium Tribromide, J. Appl. Phys. 34, № 4, 1240 (1963).
19. Р. В. Писарев, И. Г. Синий, Г. А. Смоленский, Вращение плоскости поляризации света и магнитный круговой дихроизм в ферримagnetике RbNiF_3 , ФТТ 9, № 11, 3149 (1967).
20. F. S. Chen, H. J. Guggenheim, H. J. Levinstein, S. Singh, Magneto-optical property of transparent RbFeF_3 , «Phys. Rev. Letters» 19, № 17, 948 (1967).
21. J. C. Suits, B. E. Argyle, M. Y. Freiser, Magneto-optical properties of material containing divalent Europium, J. Appl. Phys. 37, № 3, 1391 (1966).
22. C. S. Porter, E. G. Spencer, R. C. Le Crow, Transparent ferromagnetic light modulator using Yttrium Iron Garnet, J. Appl. Phys. 29, № 3, 495 (1958).
23. М. В. Четкин, В. С. Соломатин, Магнитооптическая модуляция инфракрасного излучения газового лазера, ФТТ 8, № 11, 3388 (1966).
24. R. N. Zitter, E. G. Spencer, Infrared and visible laser modulation using Faraday rotation in YIG, J. Appl. Phys. 37, № 3, 1089 (1966).
25. R. C. Le Crow, Wide-band infrared magneto-optic modulation, «IEEE Transactions on Magnetics», vol. Mag. 2, 304 (1966).
26. B. M. Schmidt, J. M. Williams, D. Williams, Magneto-optic modulation of light beam in Sodium vapor, «JOSA» 54, № 4, 454 (1964).
27. U. Ascoli, A Faraday-switching ruby laser, «Appl. Phys. Letters» 8, № 12, 332 (1966).
28. L. J. Aplet, J. W. Carson, Faraday effect optical isolator, «Appl. Optics» 3, № 4, 544 (1964).
29. Л. А. Микаэлян, М. М. Коблова, И. Н. Меликова, Е. В. Овчинникова, К. Я. Туркина, Оптические вентили на эффекте Фарадея, «Радиотехника и электроника» 11, № 12, 2240 (1966).
30. V. A. Babbitts, Magnetically controlled color filters, «Optik» 11, № 2, 61 (1954).
31. L. K. Anderson, Microwave modulation of light using ferromagnetic resonance, J. Appl. Phys. 34, № 4 (II), 1230 (1963).
32. N. Bloembergen, P. S. Pershan, L. R. Wilcox, Microwave modulation of light ferromagnetic resonance, Phys. Rev. 120, № 6, 2014 (1960).
33. P. F. Bongers, G. Zannarchi, Infrared absorption spectrum and faraday rotation of ferromagnetic CdCr_2Se_4 , Solid State Communication 6, № 5, 291 (1968).
34. И. А. Дерюгин, В. Д. Тронько, Оптический изолятор инфракрасного излучения лазера, «Оптика и спектроскопия», 26, № 3, 489 (1969).

35. И. А. Дерюгин, В. Д. Тронько, Прохождение луча ОКГ через наклонный ферритовый диск, «Радиотехника и электроника» 12, № 12, 2255 (1967).

К главе 7

1. Дж. Най, Физические свойства кристаллов, «Мир», 1967.
2. Л. Бергман, Ультразвук и его применения, ИЛ, 1957.
3. И. И. Адрианова, Модуляция света, основанная на применении пьезоэффекта, Диссертация, Ленинград, 1964.
4. M. E. Pedinoff, H. A. Sequin, Direct measurement of infrared photoelastic constants of silicon, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-3, № 1, 31 (1967).
5. R. W. Dixon, M. G. Cohen, A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate, «Appl. Phys. Letters», № 8, 205 (1965).
6. А. М. Бонч-Бруевич, Прохождение поляризованного света через среду со стоячими ультразвуковыми волнами, ЖТФ 26, № 2, 442 (1956).
7. R. W. Dixon, N. Matthews, Diffraction of light by elastic waves in YIG, «Appl. Phys. Letters» 10, № 7, 195 (1967).
8. R. W. Dixon, Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners, J. Appl. Phys. 38, № 13, 5149 (1967).
9. R. W. Dixon, A. N. Chester, An acoustic light modulator for 10,6 — μ , «Appl. Phys. Letters» 9, № 5, 190 (1966).
10. H. R. Carleton, R. A. Soref, Modulation of 10,6— μ laser radiation by ultrasonic diffraction, «Appl. Phys. Letters» 9, № 3, 109 (1966).
11. И. И. Адрианова, Исследование фотоэластического модулятора света, «Оптика и спектроскопия», XIV, 1 (1963).
12. Н. К. Манешин, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, В. С. Соломатин, Модуляторы инфракрасного диапазона на фотоупругости в кристалле германия, «Вестник Московского университета», сер. физ., астр., № 5, 110 (1967).
13. De M. M. Michél Billardon, Jacques Badoz, Modulateur de biréfringence, C. R. Acad. Sci. 262 A/B, № 26, 1672 (1966).
14. C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath, The diffraction of light by high frequency sound wave, Proc. Ind. Inst. Sci., II(A), 406, 413 (1935); III (A), 75, 119, 459 (1936).
15. С. М. Рытов, Дифракция света на ультразвуковых волнах, Изв. АН СССР, сер. физ., № 2, 222 (1937).
16. Ю. В. Попов, И. И. Адрианова, Модуляторы света для фазовых светолокационных дальномеров, Изв. вузов, сер. «Геодезия и аэрофотосъемка», № 1, 49 (1959).
17. Ю. В. Попов, И. И. Адрианова, Дифракционный модулятор света со встречными излучателями ультразвука, ДАН СССР 131, № 4, 813 (1960).
18. И. И. Адрианова, Ю. В. Попов, А. В. Лапина, Амплитудные и фазовые характеристики интерференционного модулятора света, «Оптика и спектроскопия» 9, № 4, 501 (1960).

19. И. И. А д р и а н о в а, Частотные характеристики дифракционных модуляторов света с сегнетокерамическими излучателями ультразвука, «Оптика и спектроскопия» 12, № 1, 99 (1962).
20. E. I. G o r d o n, M. G. S o h n, Electro-optic diffraction grating for light beam modulation and diffraction, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-1, Aug., 191 (1965).
21. R. E n d e r l e i n, W. T a u s e n d f r e u n d, Diffraction of light by the Faraday or Kerr effect in the electromagnetic field of a laser beam, Phys. Stat. Sol. 9, № 2, K117 (1965).
22. W. K l e i n h a n s, D. L. F r i e d, Efficient diffraction of light from acoustic waves in water, «Appl. Phys. Letters» 7, № 1, 19 (1965).

К главе 8

1. V. J. F o w l e r, J. S c h l a f e r, A survey of laser beam deflection techniques, «Appl. Optics» 5, № 10, 1675 (1966).
2. F. S. C h e n, J. E. G e u s i g, S. K. K u r t z, J. G. S k i n n e r, S. H. W e m p l e, Light modulation and beam deflection with potassium-tantalate crystals, J. Appl. Phys. 37, № 1, 888 (1966).
3. F. S. C h e n, J. E. G e u s i g, S. K. K u r t z, J. G. S k i n n e r, S. H. W e m p l e, The use of perovskite paraelectrics in beam deflectors and light modulators, Proc. IEEE 52, № 10, 1258 (1964).
4. W. H a a s, R. Y o h a n n e s, P. C h o l e t, Light beam deflection using the Kerr effect in single crystal prisms of BaTiO₃, «Appl. Optics» 3, № 8, 988 (1964).
5. I. J. E. K i e f e r, J. F. L o t s p e i c h, W. P. B r o w n, Jr., H. R. S e n f, Performance characteristics of an electrooptic light beam deflector, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-3, № 6, 261 (1967).
6. W. E. B u c k, T. E. H o l l a n d, Optical beam deflector, «Appl. Phys. Letters» 8, № 4, 198 (1966).
7. A. K o r p e l, Phased array type scanning of laser beam, Proc. IEEE 53, № 10, 1666 (1965).
8. V. J. F o w l e r, C. F. B u h r e r, L. R. B l o o m, Electro-optical light beam deflector, Proc. IEEE 52, № 2, 193 (1964).
9. A. J. G i a r o l a, T. R. B i l l e t e r, Electroacoustic deflection of a coherent light beam, Proc. IEEE 51, № 8, 1150 (1963).
10. R. L i p n i k, A. R e i c h, G. A. S c h o e n, Nonmechanical scanning of light using acoustic waves, Proc. IEEE 52, № 7, 853 (1964).
11. R. L i p n i k, A. R e i c h, G. A. S c h o e n, Nonmechanical scanning of light in one and two dimensions, Proc. IEEE 53, № 3, 321 (1965).
12. H. G. A a s, R. K. E r f, Application of ultrasonic standing waves to the generation of optical beam scanning, J. Acoust. Soc. Amer. 36, № 10, 1906 (1964).
13. В. А. Ш у т и л о в, Об углах и характере отклонения светового пучка в ультразвуковом поле, «Акустический журнал» 12, № 2, 239 (1966).

14. D. F. Flinchbaugh, Focusing ultrasonic system applicable to two-dimensional optical beam scanning and laser output modulation, *J. Acoust. Soc. Amer.* **37**, № 6, 975 (1965).
15. С. М. Рытов, Дифракция света на ультразвуковых волнах, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, № 2, 222 (1937).
16. A. Korpel, R. Adler, P. Desmares, T. M. Smith, An ultrasonic light deflection system, *IEEE, Journal of Quantum Electronics*, QE-1, № 1, 60 (1965).
17. A. Yarov, Quantum theory for parametric interaction of light and hypersound, *IEEE, Journal of Quantum Electronics*, QE-1, № 1, 28 (1965).
18. A. Korpel, R. Adler, P. Desmares, W. Watson, Television display using acoustic deflection and modulation of coherent light, *Appl. Optics* **5**, № 10, 1667 (1966).
19. M. G. Cohen, E. I. Gordon, Electrooptic [$\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ (KTN)] grating for light beam modulation and deflection, *Appl. Phys. Letters* **5**, № 9, 181 (1964).
20. M. G. Cohen, E. I. Gordon, Electrooptic diffraction grating for light beam modulation and deflection, *IEEE, Journal of Quantum Electronics*, QE-1, № 5, 191 (1965).
21. R. W. Dixon, Acoustic diffraction of light in anisotropic media, *IEEE, Journal of Quantum Electronics*, QE-3, № 2, 85 (1967).
22. Сб. Оптическая обработка информации, «Мир», 1966, стр. 294.
23. Сб. Оптическая обработка информации, «Мир», 1966, стр. 304.
24. U. J. Schmidt, A high speed digital light beam deflector, *Phys. Letters* **12**, Oct., 205 (1964).
25. W. J. Tabor, The use of Wollaston prisms for a high-capacity digital light deflector, *Bell Syst. Techn. J.* **43**, May, 1153 (1964).
26. R. A. Soref, D. N. McMahon, Optical design of Wollaston-prism digital light deflectors, *Appl. Optics* **5**, № 3, 425 (1966).
27. T. J. Harris, J. Lipp, Digital laser beam deflection, *Laser Focus*, April, 26 (1967).
28. I. T. J. Nelson, Digital light deflection, *Bell Syst. Techn. J.* **43**, 821 (1964).
29. W. Hass, R. Yohannes, Light beam scanning using conical refraction and optical activity, *Appl. Optics* **5**, № 6, 1088 (1966).
30. E. Lindberg, Solid-crystal modulator light beams, *Electronics* **36**, № 51, 33 (1963).
31. R. Pay, Crystal valve feasible for color T. V., *Missiles and Rockets*, 22/III—1965, **16**, № 12, 35.
32. M. G. Valensi, Telephonovision en circuit fermé en couleurs quantifiées, *Television*, May, № 163—165, 107 (1966).
33. G. Marie, Un nouveau dispositif de restitution d'images utilisant un effet électrooptique: le tube TITUS, *Philips Res. Repts* **22**, № 2, 110 (1967).
34. М. Кноль, Б. Кейзан, Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов, Госэнергоиздат, 1955.
35. В. А. Дианова, Т. А. Кулиев, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Исследование заряда поверхности АДР элек-

тронным лучом, «Вестник Московского университета», сер. физ., астр., № 5, 102 (1968).

36. Н. Н. Ф о м и ч е в, Электрооптическое устройство на кристалле KDP для отклонения луча лазера, ИТЭ, № 2, 184 (1968).
37. В. И. Б а л а к ш и й, В. Н. П а р ы г и н, Ультразвуковой рефракционный дефлектор инфракрасного диапазона, «Вестник Московского университета», сер. физ., астр. № 5, 112 (1968).

К главе 9

1. У. Л э м б, Теория оптических лазеров, Сб. «Квантовая оптика и квантовая радиофизика», «Мир», 1966, стр. 283.
2. В. М. Ф а й н, Я. И. Х а н и н, Квантовая радиофизика, «Советское радио», 1965.
3. Е. Р. М у с т е л ь, В. Н. П а р ы г и н, В. С. С о л о м а т и н, Внутренняя модуляция газового лазера в несинхронном режиме, «Радиотехника и электроника», 14, № 6, 1029 (1969).
4. T. U c h i d a, Direct modulation of gas laser, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-1, № 8, 336 (1965).
5. K. G ü r s, R. M ü l l e r, Breitband-modulation durch Steuerung der Emission eines optischen Masers (Auskoppelmodulation), «Phys. Letters» 5, № 3, 179 (1963).
6. K. G ü r s, Innere Modulation von optischen Masern, Zeitschrift für Physik 172, № 2, 163 (1963).
7. Л. Н. М а г д и ч, Об управлении излучением газового лазера, «Радиотехника и электроника» 10, № 11, 2070 (1965).
8. Е. Р. М у с т е л ь, В. Н. П а р ы г и н, В. С. С о л о м а т и н, Внутренняя модуляция инфракрасного лазера, «Радиотехника и электроника» 11, № 12, 2245 (1966).
9. Р. А. К а з а р ь я н, В. С. А р а к е л ь я н, С. П. С и д о р о в а, Внутренняя модуляция света газового оптического генератора на $\lambda = 0,63 \text{ мк}$, «Радиотехника и электроника» 12, № 7, 1249 (1967).
10. A. D. R u g a r i, P. E. N o r d b o r g, Laser experiment involving incavity modulation with electro-optic crystals, Proc. IEEE 52, 7, 852 (1964).
11. G. G r a u, D. R o s e n b e r g e r, Low-power microwave modulation of a $0,63 \mu$ He—Ne laser, «Phys. Letters» 6, № 2, 129 (1963).
12. I. P. K a m i n o w, Internal modulation of optical masers (bandwidth limitation), «Appl. Optics» 4, Jan., 123 (1965).
13. D o n G. P e t e r s o n, A. Y a r i v, Parametric frequency conversion of coherent light by the electro-optic effect in KDP, «Appl. Phys. Letters» 5, Nov., 184 (1964).
14. A. E. S i e g m a n, C. F. Q u a t e, J. B j o r k h o l m, G. F r a n ç o i s, Frequency translation an Ne — He laser's output frequency by acoustic output coupling inside the resonant cavity, «Appl. Phys. Letters» 5, July, 1 (1964).
15. W. H. S t e i e r, Coupling of high peak power pulses from He—Ne lasers, Proc. IEEE 54, № 11, 1604 (1966).
16. A. Y a r i v, Electro-optic frequency modulation in optical resonators, Proc. IEEE 52, № 6, 719 (1964).

17. E. A. O h m, A linear optical modulator with high FM-sensitivity, *Appl. Optics* 6, № 7, 1233 (1967).
18. V o n K. K l e m a s, G. S e i f e r t, Kerrzellen zur Amplituden- und Frequenzmodulation von Lasersstrahlen, «*Frequenz*» 21, 1, 19 (1967).
19. Л. А. В а й н ш т е й н, Открытые резонаторы и открытые волноводы, «*Советское радио*», 1966.
20. R. V. P o l e, R. A. M y e r s, H. W i e d e r, E. S. B a r r e k e t t e, Laser deflection and scanning, «*Optical and Electrooptical Information Processing*», Cambridge Mass., MTI Press, 1965, pp. 351—364.
21. R. V. P o l e, R. A. M y e r s, J. N u n e z, Laser deflection with conjugate planeconcentric resonator, «*Appl. Optics*» 4, № 1, 140 (1965).
22. R. A. M y e r s, R. V. P o l e, Flat-field conjugate laser, «*JOSA*» 55, Nov., 1574 (1965).
23. R. V. P o l e, R. A. M y e r s, Electron beam scanlaser, «*IEEE, Journal of Quantum Electronics*» QE-2, July, 182 (1966).
24. R. V. P o l e, R. A. M y e r s, J. N u n e z, Bidirectional electrically switched laser, «*Appl. Optics*» 4, № 1, 119 (1965).
25. R. V. P o l e, The scanlaser. An electrically controlled scanning laser device, *Zeitschrift angew. Math. and Phys.* 16, № 1, 173 (1965).
26. E. S. K o h n, V. J. F o w l e r, An internally scanned laser, «*IEEE, Journal of Quantum Electronics*», QE-2, № 9, 464 (1966).

К главе 10

1. M. H. C r o w e l l, Characteristics of mode-coupling lasers, «*IEEE, Journal of Quantum Electronics*», QE-1, April, 12 (1965).
2. O. P. M c D u f f, S. E. H a r r i s, Nonlinear theory of the internally loss-modulated laser, «*IEEE, Journal of Quantum Electronics*», QE-3, № 3, 101 (1967).
3. S. E. H a r r i s, R. T a r g, FM-oscillation of the He — Ne laser, «*Appl. Phys. Letters*» 5, № 10, 202 (1964).
4. M. D i D o m e n i c o, Jr., Small signal analysis of internal (coupling-time) modulation of lasers, *J. Appl. Physics* 35, № 10, 2870 (1964).
5. A. Y a r i v, Internal modulation in multimode laser oscillators, *J. Appl. Phys.* 36, № 2, 388 (1965).
6. S. E. H a r r i s, Stabilization and modulation of laser oscillators by internal time-varying perturbation, «*Appl. Optics*» 5, № 10, 1639 (1966).
7. Л. Н. М а г д и ч, Взаимодействие мод лазера при модуляции добротности резонатора, *ЖЭТФ* 51, вып. 1 (7), 19 (1966).
8. Ю. П. Е г о р о в, А. С. П е т р о в, Взаимная синхронизация аксиальных типов колебаний в газовых оптических квантовых генераторах при внутренней модуляции, «*Радиотехника и электроника*» 12, № 8, 1469 (1967).
9. R. T. D e n t o n, T. S. K i n s e l, F. S. C h e n, 224-Mc/s optical pulse code modulator, *Proc. IEEE* 54, № 10, 1472 (1966).

10. L. E. H a r g r o v e, R. L. F o r k, M. A. P o l l a c k, Locking of He — Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation, «Appl. Phys. Letters» 5, № 1, 4 (1964).
11. W. H. G l e n n, M. J. B r i e n z a, Time evolution of picosecond optical pulses, «Appl. Phys. Letters» 10, № 8, 221 (1967).
12. K. G ü r s, Modulation and mode locking of the continuous ruby laser, «IEEE, Journal of Quantum Electronics» QE-3, № 5, 175 (1967).
13. T. D e i t s h, Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser, «Appl. Phys. Letters» 7, № 4, 80 (1965).
14. M. D i D o m e n i c o, Jr., J. E. G e u s i c, H. M. M a r c o s, K. G. S m i t h, Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAlG : Nd laser, «Appl. Phys. Letters» 8, № 7, 180 (1966).
15. M. A. D u g u a y, L. E. H a r g r o v e, K. B. J e f f e r t s, Optical frequency translation of mode-locked laser pulses, «Appl. Phys. Letters» 9, № 8, 287 (1966).
16. S. E. H a r r i s, O. P. M c D u f f, Theory of FM-laser oscillation, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-1, Sept., 245 (1965).
17. S. E. H a r r i s, O. P. M c D u f f, FM-laser oscillation theory, «Appl. Phys. Letters» 5, № 10, 205, (1964).
18. Л. Н. М а г д и ч, Синхронизация мод лазера при модуляции диэлектрической проницаемости резонатора, ЖЭТФ 52, № 2, 344 (1967).
19. E. O. A m m a n, B. J. M c M u r t r y, M. K. O s h m a n, Detailed experiments of helium-neon FM-lasers, «IEEE, Journal of Quantum Electronics», QE-1, Sept., 263 (1965).
20. L. M. O s t e r i n k, R. T a r g, Single-frequency light from an argon FM-laser, «Appl. Phys. Letters» 10, № 4, 115 (1967).
21. G. A. M a s s e y, M. K. O s h m a n, R. T a r g, Generation of single frequency light using the FM-laser, «Appl. Phys. Letters» 6, Jan., 10 (1965).
22. S. E. H a r r i s, B. J. M c M u r t r y, Frequency selective coupling to the FM-laser, «Appl. Phys. Letters» 7, Nov., 15, 265 (1965).
23. S. E. H a r r i s, M. K. O s h m a n, B. J. M c M u r t r y, E. O. A m m a n, Proposed frequency stabilization of the FM-laser, «Appl. Phys. Letters» 7, Oct., 184 (1965).
24. J. K e r r, The FM-laser and optical communication system, «Appl. Optics» 5, № 4, 671 (1966).
25. R. T a r g, L. M. O s t e r i n k, J. M. F r e n c h, Frequency stabilization of the FM-laser, Proc. IEEE 55, № 7, 1185 (1967).

*Елена Рудольфовна Мустель,
Владимир Николаевич Парыгин*

**МЕТОДЫ МОДУЛЯЦИИ
И СКАНИРОВАНИЯ СВЕТА**

М., 1970 г., 296 стр. с илл.

Редактор *А. И. Костиенко*
Техн. редактор *Л. А. Пыжова*
Корректор *Е. Н. Догадина*

Сдано в набор 25/IX 1969 г. Подписано к печати 16/IV 1970 г.

Бумага 84×108 ¹/₃₂. Физ. печ. л. 9,25

Условн. печ. л. 15,54. Уч.-изд. л. 14,12. Тираж 6300 экз.

Т-00296. Цена книги 1 р. 09 к. Заказ № 3001

Издательство «Наука»

Главная редакция

физико-математической литературы
Москва В-71, Ленинский проспект, 15.

2-я типография изд-ва «Наука»

Москва Г-99, Шубинский пер., 10