

Л. Н. Магдич к. т. н.

МАССОВАЯ БИБЛИОТЕКА ИНЖЕНЕРА

ЭЛЕКТРОНИКА

Л. Н. Магдич, В. Я. Молчанов

**АКУСТООПТИЧЕСКИЕ
УСТРОЙСТВА
И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**



МОСКВА «СОВЕТСКОЕ РАДИО» 1978

6Ф0.3

М 12

УДК 535.241.13:534

Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. М., «Сов. радио», 1978, 112 с.

Излагается теория акустооптического взаимодействия в изотропных и анизотропных материалах. Рассматриваются такие приборы, как модуляторы, дефлекторы, фильтры, процессоры. Описывается принцип действия, конструкция, особенности изготовления, характеристики, области применения. Приводятся параметры наиболее перспективных акустооптических материалов видимого и инфракрасного диапазонов.

Брошюра представляет интерес для широкого круга инженеров и исследователей, работающих в области электронной техники и особенно оптоэлектроники и акустооптики. Она может быть полезна для аспирантов и студентов вузов.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

В. М. Пролейко (отв. редактор), К. А. Валиев, В. М. Вальков, А. А. Васенков, Б. Ф. Высоцкий, В. И. Котиков, И. В. Лебедев, Э. А. Лукин, В. П. Лукьянов, А. Ю. Малинин, Ю. Р. Носов, В. Ф. Садов, В. Н. Сретенский (зам. отв. редактора), В. И. Стафеев, Ю. Б. Степанов, Г. Г. Татаровская, А. Ф. Трутко, В. Н. Филатов.

Редакция литературы по электронной технике

М $\frac{30407-028}{046(01)-78}$ 46-77

© Издательство «Советское радио», 1978 г.

Предисловие

Появление лазеров и создание лазерной техники привело к резкому увеличению количества работ по устройствам управления световым излучением, среди которых одно из первых мест занимают акустооптические приборы. Развитию акустооптики в последнее десятилетие способствовало появление промышленных методов синтеза искусственных кристаллов, в том числе и пьезоэлектрических, совершенствование вакуумной технологии, в частности создание способов изготовления пьезопреобразователей (генераторов ультразвука), обладающих высоким коэффициентом преобразования электрической энергии в акустическую на частотах от нескольких десятков мегагерц до 1 ГГц.

Сейчас уже разработано несколько типов акустооптических приборов. Одни из них выпускаются промышленностью, например, модуляторы и дефлекторы (устройства для отклонения луча), другие находятся на стадии лабораторных исследований. Изучаются области применения акустооптических приборов.

Результаты работ по акустооптике изложены во многих статьях и нескольких обзорах [8, 9, 14, 77], отражающих состояние определенных направлений исследований. До сих пор не предпринималось попыток более или менее последовательного изложения как теории акустооптического эффекта, так и принципов построения приборов, основанных на нем, и условий их применения. Настоящая работа в какой-то мере восполняет этот пробел.

Построена она следующим образом. В гл. 1, в соответствии с классическими работами по акустооптике, излагается общая теория дифракции света на бегущих ультразвуковых волнах и выводятся наиболее важные соотношения. В гл. 2 описываются принцип работы и конструкция модуляторов. Обращено внимание на влияние отношения расходимости света и звука на параметры прибора, недостаточно изученное в других работах. Гл. 3 посвящается акустооптическому дефлектору. Описаны различные конструкции дефлекторов и основы

их расчета. В гл. 4 дана теория дифракции в анизотропных средах и принцип работы основанных на ней приборов: дефлекторов и перестраиваемых фильтров. В гл. 5 описаны акустооптические устройства для обработки информации — процессоры, в гл. 6 — методика изготовления пьезопреобразователя, который является общим элементом всех акустооптических приборов. Сведения о наиболее часто используемых акустооптических материалах приводятся в гл. 7.

При составлении брошюры использовались как многочисленные научные публикации по акустооптике, так и работы авторов. Материал гл. 1—3, 6 представлен несколько более развернуто, чем остальных, что объясняется направленностью научных интересов авторов.

Относительно недавно в печати начали появляться работы по интегральной оптике, в которых рассматривается взаимодействие излучения, распространяющегося в световоде, с поверхностными звуковыми волнами. Есть сообщения о макетах акустооптических устройств на поверхностных волнах. Несмотря на перспективность нового направления, в настоящей работе оно не представлено. Оправданием этому может служить отсутствие информации о приборах, использующих акустооптическое взаимодействие на поверхностных волнах, и ограниченный объем брошюры.

Авторы благодарны С. В. Богданову и И. В. Николаеву, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний, а также В. И. Балакшему, взявшему на себя труд научного редактирования.

1. Теория акустооптического взаимодействия

1.1. Качественное описание явления.

Дифракция Рамана—Ната и дифракция Брэгга

Дифракция света на ультразвуковых волнах была впервые предсказана Бриллюэном [1] и независимо от него Мандельштамом [2] в 1921 г., а экспериментально обнаружена спустя несколько лет Дебаем и Сирсом [3] и Люка и Бикаром [4]. Качественно это явление можно объяснить следующим образом. Ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разрежения среды. Вследствие эффекта фотоупругости из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости, а следовательно, изменения показателя преломления среды. Таким образом, в среде образуются периодические слои с отличающимся показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука и следуют друг за другом на расстоянии половины длины звуковой волны. При прохождении света через такую слоистую структуру возникает дифракция (рис. 1.1).

Различают два вида (режима) дифракции, отличающиеся разными дифракционными спектрами: Рамана — Ната и Брэгга. Дифракция Рамана — Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при не слишком большой длине взаимодействия (глубине акустического поля). При нормальном падении света, т. е. параллельно волновому фронту звуковой волны, дифракционный спектр Рамана — Ната представляет расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы. При наклонном падении света интенсивность максимумов, возникающих по обе стороны от прошедшего пучка, уменьшается, но их угловые направления на них остаются неизменными. Фотографии типичных спектров дифракции Рамана — Ната можно найти в книгах Бергмана [5] и Борна и Вольфа [6]. Угловое направление дифракционных максимумов (рис. 1.1) относительно нуле-

вого (соответствующего прямо прошедшему свету) определяется формулой $\sin \theta_m = m\lambda/\Lambda$, $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, где θ_m — угловое направление на дифракционный максимум m -го порядка; λ — длина световой волны в веществе; Λ — длина звуковой волны. Знак плюс соответствует максимумам, которые расположены с той стороны, куда отражается свет от фронтов звуковой волны.

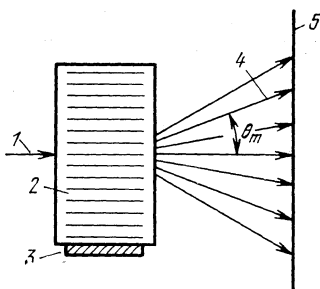


Рис. 1.1. Ход лучей при дифракции Рамана — Ната при нормальном падении света:

1 — падающий свет; 2 — звуковая волна; 3 — пьезопреобразователь; 4 — дифракционный максимум m -го порядка; 5 — экран

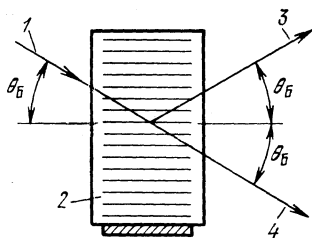


Рис. 1.2. Ход лучей при дифракции Брэгга:

1 — падающий свет; 2 — звуковая волна; 3 — дифрагированный свет; 4 — прошедший свет

Частота света в m -м максимуме сдвинута относительно частоты ω падающего света на величину, пропорциональную акустической частоте Ω , и равна $\omega + m\Omega$.

О дифракции Брэгга говорят в том случае, когда дифракционный спектр состоит из двух максимумов, соответствующих значениям $m=0$ и $m=1$ (рис. 1.2). Дифракционные максимумы минус первого и высших порядков отсутствуют. Интенсивность первого максимума будет наибольшей, если свет падает под углом к волновому фронту акустической волны, удовлетворяющим условию Брэгга

$$\sin \theta_B = \lambda/2\Lambda. \quad (1.1)$$

Угол θ_B , определяемый выражением (1.1), называется углом Брэгга. Дифракция Брэгга имеет место на высоких частотах при большой длине взаимодействия света с акустической волной.

Физическая интерпретация этих двух различных типов дифракции состоит в следующем. При неизменной длине волны света на низких звуковых частотах при малой длине взаимодействия (длине акустического столба) направление распространения падающего света внутри области взаимодействия остается прямолинейным и оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, влияет только на фазу света, прошедшего через акустический столб. Для света роль акустической волны в этом случае сводится к созданию движущейся со скоростью звука фазовой решетки с периодом, равным периоду звуковой волны. Такая ситуация соответствует дифракции Рамана — Ната. Дифракция света в режиме Рамана — Ната происходит по законам дифракции на обычной фазовой решетке, и именно этим объясняется наличие симметричных эквидистантно расположенных дифракционных максимумов. Частоты света в дифракционных максимумах сдвинуты согласно эффекту Допплера вследствие движения фазовой решетки.

При увеличении акустической частоты или длины взаимодействия направление распространения падающего света внутри акустического столба уже нельзя считать прямолинейным, а возникшую периодическую структуру — только фазовой решеткой. Свет испытывает как фазовые, так и амплитудные возмущения, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракции Рамана — Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). В переходной области между режимами Рамана — Ната и Брэгга при падении света под углом Брэгга помимо первого максимума наблюдаются дифракционные максимумы высших порядков. Угловые направления этих максимумов относительно падающего света сохраняются такими же, как и при дифракции Рамана — Ната, но распределение интенсивностей становится асимметричным. Наибольшую интенсивность имеет брэгговский (первый) максимум. Фотографии дифракционных спектров в переходной области при наклонном падении света можно найти в [5]. Наконец, на высоких частотах и при значительной глубине звукового поля акустооптическое взаимодействие целиком приобретает объемный характер, и происходит селективное отражение света под углом Брэгга от движущейся периодической струк-

туры, созданной ультразвуковой волной. Дифракция света в режиме Брэгга аналогична хорошо известному явлению дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке в твердом теле.

Условия, при которых наблюдается тот или иной вид дифракции, были предметом исследований многих работ. Однако, когда в современной акустооптике заходит речь о критерии, разграничивающем дифракцию Рамана — Ната и дифракцию Брэгга, то обычно ссылаются на сравнительно недавнюю работу Клейна и Кука [7], обобщивших результаты предшествующих исследований. Согласно этой работе вид дифракции зависит от величины безразмерного параметра $Q=2\pi L\lambda/\Lambda^2$, где L — длина звукового столба.

При $Q \ll 1$ имеет место дифракция Рамана — Ната, при $Q \gg 1$ — дифракция Брэгга; значения $Q \approx 1$ соответствуют переходной области. Однако в работе [8] отмечается, что эти условия являются достаточно сильными, и практически дифракция Рамана — Ната наблюдается уже при

$$Q \leq 0,3, \quad (1.2)$$

а дифракция Брэгга при

$$Q \geq 4\pi. \quad (1.3)$$

Последнее условие означает, что падающий под углом Брэгга световой пучок пересекает две или более соседних плоскости с максимальной (минимальной) плотностью. Максимальное и минимальное значения параметра Q , определяемые (1.2) и (1.3), в последующем изложении примем соответственно за верхний предел дифракции Рамана — Ната и нижний предел дифракции Брэгга. Область, соответствующую значениям $0,3 < Q < 4\pi$, будем считать промежуточной между этими видами дифракции.

При этом необходимо сделать следующее замечание. Большинство акустооптических приборов, т. е. приборов, использующих явление дифракции света на акустических волнах, работает в режиме дифракции Брэгга (исключение составляют низкочастотные процессоры). Но иногда для акустооптического устройства условие (1.3) не выполняется. Тем не менее часто представляется возможным пренебречь интенсивностью высших дифракционных порядков по сравнению с интенсивностью первого и описывать характеристики такого при-

бора в предположении брэгговской дифракции. На тех случаях, когда влиянием дифракционных максимумов высших порядков пренебречь нельзя (см., например, § 3.2), мы остановимся особо.

1.2. Векторные диаграммы

Векторная диаграмма служит наглядной иллюстрацией угловых соотношений при брэгговской дифракции. Впоследствии с их помощью будем описывать дифракцию в анизотропных средах. Рассмотрим векторную диаграмму при брэгговской дифракции в изотропных средах [9]. Акустическая волна описывается аналогично световой, если длина акустической волны много меньше поперечных размеров звукового столба. Наиболее простым является случай взаимодействия плоских монохроматических световой и акустической волн. В этом случае плоскую акустическую волну по аналогии с плоской световой будем характеризовать волновым вектором \mathbf{K} ($K=2\pi/\Lambda$) и частотой Ω .

Процесс дифракции света на ультразвуковой волне можно представить как трехчастичное фотон-фононное рассеяние, сопровождающееся рождением (поглощением) фонона. К процессу рассеяния применимы законы сохранения энергии и импульса.

Закон сохранения энергии определяет соотношение между частотами рассеянного фотона ω_1 , падающего фотона ω и фонона Ω : $\omega_1 = \omega \pm \Omega$. Знак плюс (минус) соответствует поглощению (рождению) фонона.

Закон сохранения импульса для этих двух процессов соответственно запишется в виде

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k} \pm \mathbf{K}, \quad (1.4)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор падающего фотона в среде; \mathbf{k}_1 — волновой вектор рассеянного фотона.

Векторная диаграмма рассеяния света на звуке при поглощении фонона (знак плюс в выражении (1.4)) изображена на рис. 1.3,а. Так как акустическая частота пренебрежимо мала по сравнению с оптической: $\Omega \ll \omega$, то частота рассеянного фотона практически равна частоте падающего и $k_1 = k$. Последнее равенство означает, что при дифракции конец вектора \mathbf{k}_1 всегда находится на окружности с радиусом, равным k_1 (рис. 1.3,а). Угол,

на который поворачивается в среде волновой вектор дифрагированного света, равен $2\theta_B$ и, как видно из рис. 1.3,а, определяется соотношением

$$\sin \theta_B = K/2k = \lambda/2\Lambda. \quad (1.5)$$

Из (1.5) следует, что угол θ_B , под которым при рассеянии должна падать световая волна, есть угол Брэгга в среде. Из (1.4) и рис. 1.3 можно сделать вывод, что

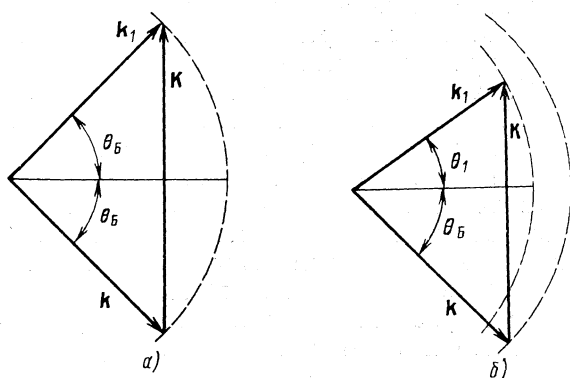


Рис. 1.3. Векторные диаграммы взаимодействия плоских монохроматических световой и акустической волн:

а — изотропная дифракция; б — анизотропная дифракция. Этой геометрии рассеяния соответствует знак + в выражении (1.4)

при изменении частоты акустической волны (изменяется K) рассеяние под прежним углом невозможно, так как в противном случае нарушается закон сохранения импульса (1.4). Равенство (1.4) сохранится, если рассеяние будет происходить под новым углом, определяемым для нового значения K , как и раньше, соотношением (1.5). Аналогичное явление имеет место при отклонении угла падения от брэгговского при неизменной акустической частоте; если угол падения отличается от брэгговского, то рассеяние не произойдет. Подобная ситуация имеет место только при взаимодействии волн с идеально плоским фронтом, т. е. при взаимодействии бесконечно широких пучков. Но векторные диаграммы могут оказаться полезными и для случаев, когда один или оба из взаимодействующих пучков расходятся.

В качестве примера рассмотрим особенности дифракции плоской световой волны на расходящейся акустической волне (рис. 1.4). Известно, что расходящаяся (т. е. ограниченная) волна представляет собой набор плоских волн, распространяющихся в различных направлениях с определенными амплитудами. Волновые векторы этих плоских волн заключены в некотором угловом интервале. Это в полной мере относится и к ограниченной аку-

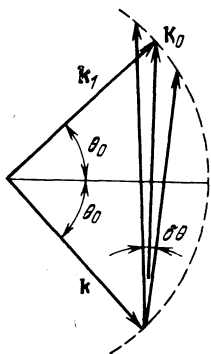


Рис. 1.4. Дифракция плоской световой волны на расходящейся звуковой

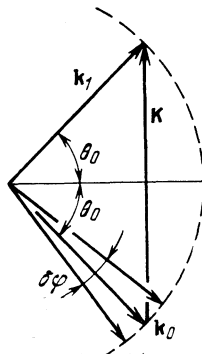


Рис. 1.5. Дифракция расходящейся световой волны на плоской звуковой

стической волне. Как видно из рис. 1.4, данному углу падения света θ_0 из всего набора плоских волн, характеризующих расходящуюся акустическую волну, соответствует лишь одна — с волновым вектором K_0 , удовлетворяющим условию Брэгга (1.5). Рассеяние произойдет на акустической волне с данным волновым вектором K_0 . При изменении угла падения рассеяние будет происходить на акустической волне с другим вектором, находящимся в пределах углового интервала $\delta\theta$. Изменение в определенных пределах частоты звука также не нарушит рассеяние при прежнем угле падения.

На рис. 1.5 изображена дифракция расходящейся световой волны на плоской акустической. Падающая волна характеризуется набором плоских волн с волновыми векторами, сосредоточенными в угловом интервале $\delta\phi$. При данном угле падения θ_0 на акустической волне с волновым вектором K из набора падающих плоских световых волн продифрагирует только одна —

с волновым вектором k_0 . Очевидно, что и в этом случае при изменении акустической частоты или угла падения в пределах, определяемых расходимостью падающей волны, будет происходить дифракция.

Следует подчеркнуть, что в рассмотренных примерах дифрагированная волна является плоской. Тем самым иллюстрируется одно из наиболее общих свойств акустооптического взаимодействия, состоящее в том, что расходимость дифрагированного поля определяется наименьшей из расходимостей взаимодействующих светового и акустического полей.

При дифракции световой волны в анизотропных средах соотношение $k_1 \approx k$ может не иметь места, например, если поляризации падающей и дифрагированной волн различны. Вследствие естественного двулучепреломления среды $k_1 \neq k$ и волновые векторы падающей, дифрагированной и звуковой волн уже не образуют равнобедренного треугольника. Анизотропная дифракция позволяет иметь большее разнообразие вариантов расположения волновых векторов, при которых, тем не менее, выполняются соотношения (1.4). Пример векторной диаграммы, иллюстрирующей такой вид дифракции, показан на рис. 1.3,б. Вместе с тем, анизотропия оптических свойств является лишь необходимым условием для анизотропной дифракции, поскольку и в анизотропных средах при условии $k_1 \approx k$, т. е. при сохранении поляризации, можно наблюдать изотропную дифракцию. В изотропных средах изотропная дифракция — единственно возможный тип акустооптического взаимодействия. Подробно анизотропная дифракция рассматривается в гл. 3.

Векторные диаграммы при всей своей наглядности дают лишь качественное описание основных соотношений при дифракции. Полный анализ дифрагированного поля может быть сделан только на основе решения уравнений Максвелла для поля в среде, диэлектрическая проницаемость которой зависит от координат и времени. Под решением дифракционной задачи будем понимать определение напряженности поля дифрагированного света по известной напряженности поля падающего света и звуковому полю. Наиболее просто решение находится, если падающая волна — плоская. Этот случай будет рассмотрен в двух следующих параграфах.

Однако понятие плоских волн является не более чем физической абстракцией. Приборы имеют дело с ограни-

ченными в пространстве световыми и звуковыми пучками и именно эти реально существующие взаимодействующие поля определяют их характеристики. В § 1.7 решим дифракционную задачу для монохроматических расходящихся световой и звуковой волн и на основании анализа полученных соотношений в следующих параграфах рассмотрим основные характеристики важнейшего класса акустооптических приборов: дефлекторов и модуляторов.

1.3. Дифракция плоской световой волны. Режим Рамана—Ната

В этом параграфе найдем напряженность дифрагированного поля в режиме Рамана—Ната для плоской монохроматической волны, падающей на акустический столб конечной ширины, следуя традиционному методу решения волнового уравнения в возмущенной среде, развитому еще в классических работах Рамана и Ната [10] и впоследствии использованному как в акустооптике [7, 11], так и в голографии толстых решеток [12]. Решение для брэгговской дифракции будет рассмотрено в следующем параграфе.

Предположим, что в прозрачной изотропной среде вдоль оси X системы координат XYZ (рис. 1.6) распространяется бегущая акустическая волна, ограниченная размером L по оси Y . Акустическая волна вызывает периодическое изменение диэлектрической проницаемости среды ϵ по закону $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon \sin(\Omega t - KX)$ (ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды в отсутствие акустического поля; t — время; $\Delta\epsilon$ — амплитуда возмущенной части диэлектрической проницаемости).

Пусть слева на область акустического поля падает под углом θ в плоскости XY плоская световая волна. Будем считать, что угол θ отличен от угла Брэгга θ_B .

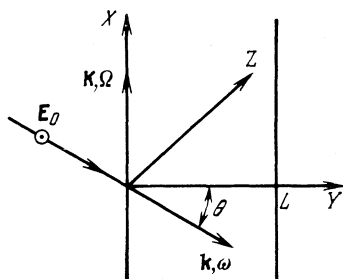


Рис. 1.6. Геометрические соотношения при дифракции плоской световой волны

Распространение световой волны в области возмущенной акустическим полем диэлектрической проницаемости (области взаимодействия) описывается уравнениями Максвелла и материальными уравнениями. В немагнитной среде они связывают между собой векторы напряженностей электрического поля \mathbf{E} , магнитного поля \mathbf{H} и электрического смещения \mathbf{D} и в отсутствие токов и объемных зарядов имеют вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = (1/c) \dot{\Gamma}, \quad (1.6)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -(1/c) \dot{\mathbf{H}}, \quad (1.7)$$

$$\operatorname{div} \Gamma = 0, \quad (1.8)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.9)$$

$$\Gamma = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.10)$$

здесь c — скорость света в вакууме.

Продифференцируем уравнение (1.6) по времени и подставим в него выражение для \mathbf{D} из (1.10); к уравнению (1.7) применим операцию rot . Исключая $\operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}}$ из преобразованных таким образом уравнений (1.6) и (1.7), получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\varepsilon \mathbf{E}) = 0.$$

Используя тождество $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \equiv \operatorname{grad} \operatorname{div} - \nabla^2$, приведем последнее уравнение к виду

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} = (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\varepsilon \mathbf{E}). \quad (1.11)$$

Применяя тождество $\operatorname{div} \mathbf{ab} \equiv a \operatorname{div} \mathbf{b} + \mathbf{b} \operatorname{grad} a$ к материальному уравнению (1.10), с учетом (1.8) получаем

$$\varepsilon \operatorname{div} \mathbf{E} + \mathbf{E} \operatorname{grad} \varepsilon = 0. \quad (1.12)$$

Предположим, что падающая волна линейно поляризована, так что электрический вектор \mathbf{E} перпендикулярен плоскости падения (рис. 1.6). Тогда скалярное произведение $\mathbf{E} \operatorname{grad} \varepsilon = 0$ и (1.11) с учетом (1.12) в окончательной форме примет вид

$$\partial^2 \mathbf{E} / \partial X^2 + \partial^2 \mathbf{E} / \partial Y^2 = (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\varepsilon \mathbf{E}). \quad (1.13)$$

Нужно отметить, что сделанное выше ограничение на поляризацию световой волны не является принципиальным. На это обстоятельство обратил внимание еще

Когельник [12], который рассмотрел также и ортогональную поляризацию. Согласно [12] при малых углах падения θ поле волны с электрическим вектором E , лежащим в плоскости дифракции, также удовлетворяет уравнению (1.13).

Уравнение (1.13) есть волновое уравнение для электрического поля в среде с возмущенной диэлектрической проницаемостью. Следуя [7] и [10], решение волнового уравнения будем искать в виде совокупности плоских волн, распространяющихся в направлении дифракционных максимумов

$$E = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(Y) \exp \{i[(\omega + m\Omega)t + (k \sin \theta - mK)X - kY \cos \theta]\}, \quad (1.14)$$

где $E_m(Y)$ — амплитуда дифракционного максимума m -го порядка с частотой $\omega + m\Omega$. Предположим, что амплитуды $E_m(Y)$ — медленно меняющиеся функции координаты, так что вторыми производными $\partial^2 E_m(Y) / \partial Y^2$ в (1.13) можно пренебречь. Далее с учетом того, что $\Omega \ll \omega$, и собирая в (1.13) коэффициенты при экспонентах и приравнивая их нулю, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dE_m(Y)}{dY} - \frac{\xi}{2} [E_{m+1}(Y) - E_{m-1}(Y)] = \\ = -i \frac{mK}{\cos \theta} (\sin \theta - m \sin \theta_B) E_m(Y), \end{aligned} \quad (1.15)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2,$

$$\xi = k\Delta\epsilon/2 \cos \theta_{\epsilon_0}. \quad (1.16)$$

Наибольшее значение θ ограничено расходимостью звуковой волны Λ/L . Если расходимость звуковой волны настолько велика, что $\sin \theta_{\max} \gg m \sin \theta$, то в уравнении (1.15) членом $m \sin \theta_B$ в соответствии с работой Рама-на — Ната [10] можно пренебречь. Легко видеть, что такое допущение соответствует параметру $Q \ll 1$. В этом предположении решение (1.15) имеет вид [8]

$$\begin{aligned} E_m(Y) = E^0 \exp \left(-i \frac{1}{2} mKY \operatorname{tg} \theta \right) \times \\ \times J_m \left\{ -\xi \frac{\sin [KY \operatorname{tg} (\theta/2)]}{K \operatorname{tg} (\theta/2)} \right\}, \end{aligned} \quad (1.17)$$

где J_m — функция Бесселя m -го порядка; E^0 — амплитуда падающей волны. Для интенсивности I_m m -го дифракционного максимума (интенсивность определяется, как обычно, формулой $I_m = E_m E_m^*$, знак * обозначает комплексное сопряжение) при $Y=L$ в режиме Рамана — Ната получаем следующее выражение:

$$I_m = I^0 J_m^2 \{-\xi L [(\sin \chi)/\chi]\},$$

где $\chi = KL \operatorname{tg}(\theta/2)$; I^0 — интенсивность падающей волны.

1.4. Дифракция плоской световой волны. Режим Брэгга

Рассмотрим более подробно решение волнового уравнения (1.13) в режиме дифракции Брэгга, следуя работам [11] и [12]. При дифракции Брэгга полями всех дифракционных порядков кроме первого и нулевого можно пренебречь. Будем считать, что в возмущенной среде распространяются только две волны: падающая $E_0(Y)$ и дифрагированная $E_1(Y)$.

Решение волнового уравнения (1.13) будем искать в виде (1.14) для $m=0$; 1. В этом случае (1.14) сведется к виду

$$E = E_0(Y) \exp \{i(\omega t + k \sin \theta X - k \cos \theta Y)\} + \\ + E_1(Y) \exp \{i[(\omega + \Omega)t + (k \sin \theta - K)X - k \cos \theta Y]\}, \quad (1.18)$$

а система уравнений (1.15) — к двум уравнениям

$$dE_0(Y)/dY = \xi E_1(Y)/2, \quad (1.19)$$

$$dE_1(Y)/dY + i\beta E_1(Y) = -\xi E_0(Y)/2, \quad (1.20)$$

где $\beta = K(\sin \theta - \sin \theta_B)/\cos \theta$, величина ξ определяется из (1.16).

Уравнения (1.19) и (1.20) называются уравнениями связанных волн. Физический смысл их заключается в том, что они определяют зависимость между амплитудами падающей и дифрагированной волн при их распространении в возмущенной среде. Уравнение (1.19) показывает, что изменение падающей волны определяется величиной дифрагированной волны. Из уравнения (1.20) следует, что изменение дифрагированного поля

зависит как от амплитуды поля падающей волны, так и от амплитуды поля дифрагированной волны. Величина ξ зависит от изменения диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ и определяет степень связи между волнами. В отсутствие акустического возмущения ($\Delta\epsilon=0$) $\xi=0$ и уравнения (1.19) и (1.20) становятся независимыми.

Система уравнений связанных волн (1.19) и (1.20) легко решается при граничных условиях $E_1(0)=0$ и $E_0(0)=E^0$ (E^0 —амплитуда волны, падающей на область взаимодействия). Решение системы относительно $E_1(Y)$ дает выражение для амплитуды брэгговского максимума

$$E_1(Y) = -E^0 \exp\left(-i \frac{\beta}{2} Y\right) W \times \\ \times \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda \cos \theta} \sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2} \quad (1.21)$$

и для его интенсивности

$$I_1 = I^0 W^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi L}{\Lambda \cos \theta} \sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}. \quad (1.22)$$

Здесь

$$W = (\Lambda/2\lambda) (\Delta\epsilon/\epsilon). \quad (1.23)$$

Как следует из (1.22), интенсивность дифрагированного света зависит от изменения диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ и от угла падения θ . Если свет падает под углом Брэгга: $\theta=\theta_B$, для интенсивности дифрагированного поля имеем простое выражение

$$I_1 = I^0 \sin^2 (\pi n L / 2\lambda_0 \cos \theta_B) (\Delta\epsilon/\epsilon), \quad (1.24)$$

где λ_0 —длина световой волны в вакууме; n —показатель преломления. Интенсивность света в нулевом максимуме I_0 можно определить из решения уравнения (1.19) и (1.20) или из очевидного равенства: $I_0 = I^0 - I_1$. Фактически I_0 есть интенсивность волны, прошедшей через акустооптическое устройство (дефлектор, модулятор) без изменения направления.

Выражение (1.24) показывает, что интенсивность дифрагированного света I_1 возрастает по мере увеличения длины взаимодействия L , в то время как уменьшается интенсивность прошедшего света I_0 . Наконец, при

достижении некоторой длины дифрагирует весь падающий свет. Начиная с этого момента прошедшая и дифрагированная волны по сути дела меняются местами, и при дальнейшем увеличении L соотношения между их интенсивностями изменяются в том же порядке. В этом смысле прошедшая и дифрагированная волны совершенно равноправны. Следует еще раз подчеркнуть, что соотношения, полученные в этом параграфе, справедливы только для плоской падающей волны.

1.5. Коэффициент акустооптического качества M_2

Установим соотношение между изменением диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{ij}$ и величиной акустической мощности P_a , вызывающей это изменение вследствие эффекта фотоупругости. Очевидно, что

$$(n^{-2})_{ij} = (\epsilon^{-1})_{ij} = B_{ij}, \quad (1.25)$$

где B — диэлектрическая непроницаемость.

Классическая теория фотоупругости устанавливает следующую тензорную связь между изменением непроницаемости ΔB_{ij} и деформацией кристалла S_{ml} [13]:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijml} S_{ml}. \quad (1.26)$$

Коэффициенты p_{ijml} образуют тензор четвертого ранга и называются фотоупругими или упругооптическими. Из (1.25) имеем

$$\Delta[(n^{-2})_{ij}] = \Delta(\epsilon^{-1})_{ij} = \Delta B_{ij}. \quad (1.27)$$

Соотношение между компонентами тензоров ϵ и ϵ^{-1} находится с помощью следующего выражения:

$$\epsilon_{ni} (\epsilon^{-1})_{ij} = \delta_{nj}. \quad (1.28)$$

Дифференцируя выражение (1.28) и умножая результат на ϵ_{jk} , получим $\Delta\epsilon_{nk} = -\epsilon_{ni} \Delta(\epsilon^{-1})_{ij} \epsilon_{jk}$. Используя (1.26) и (1.27), получаем соотношение между упругой деформацией, вызываемой звуковой волной, и изменением диэлектрической проницаемости [14]

$$\Delta\epsilon_{nk} = -\epsilon_{ni} p_{ijml} S_{ml} \epsilon_{jk}. \quad (1.29)$$

Для изотропного вещества, в котором взаимодействуют световая и звуковая волны заданной поляризации,

а также для изотропной дифракции в анизотропных средах выражение (1.29) можно записать в виде, свободном от тензорных обозначений:

$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon^2 p S, \quad (1.30)$$

где p — действующая фотоупругая константа; S — амплитуда деформации. Акустическая мощность P_a связана с амплитудой деформации, вызванной бегущей звуковой волной, следующим соотношением [9]:

$$P_a = (1/2) \rho v^3 S S^* L H, \quad (1.31)$$

где ρ — плотность среды; v — скорость звука; H — ширина пьезопреобразователя. Объединяя (1.30) и (1.31), получаем

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = -n^2 p \sqrt{\frac{2P_a}{\rho v^3 L H}}, \quad (1.32)$$

и выражение (1.24) для интенсивности дифрагированного поля примет окончательную форму

$$I_1 = I^0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_0 \cos \theta_B} \sqrt{\frac{P_a L}{2H}} M_2 \right). \quad (1.33)$$

Величина $M_2 = n^6 p^2 / \rho v^3$ есть комбинация констант данного материала, она определяет интенсивность дифрагированного света независимо от размеров пьезопреобразователя и акустической мощности и называется коэффициентом акустооптического качества M_2 . Коэффициент качества M_2 был введен Смитом и Корпелом [15] и Гордоном [9]. Им же принадлежит выражение для интенсивности дифрагированного поля в форме (1.33). Коэффициент качества M_2 является важнейшей характеристикой акустооптического материала.

Выражение (1.33) показывает, что интенсивность дифрагированного света зависит от длины взаимодействия и акустической мощности одинаковым образом. В частности, при акустической мощности P_a^0 , равной

$$P_a^0 = (\lambda_0^2 \cos^2 \theta_B / 2M_2) (H/L), \quad (1.34)$$

отклонится 100% падающего света. Необходимо подчеркнуть, что это имеет место только при выполнении основного предположения, при котором выведена формула (1.33), а именно: при плоской, а следовательно, не ограниченной в пространстве падающей волне. Естест-

венно, что в реальных акустооптических устройствах это условие нарушается. В этом случае, как будет показано в следующем параграфе, отклонить весь падающий свет в принципе нельзя. На практике возможно лишь приближение к формуле (1.33) с той или иной степенью точности в тех случаях, когда расходимость падающего света меньше расходимости звука (например, в дефлекторах).

Величину η , равную отношению интенсивностей дифрагированного и падающего света,

$$\eta = I_1 / I^0 \quad (1.35)$$

называют эффективностью дифракции. Ее обычно выражают в процентах. Под эффективностью акустооптического устройства также часто понимают эффективность, получаемую при подаче на его вход 1 Вт СВЧ мощности. В последующем изложении будем использовать как первое, так и второе определение, по возможности избегая места, где неоднозначность терминологии может привести к недоразумению.

Введем еще два определения. Будем называть акустическое поле слабым (и соответственно иметь в виду слабое взаимодействие), если его мощность такова, что дифрагирует небольшая часть падающего света, т. е. выполняется условие $I_1 \ll I^0$ или $\eta \ll 1$. В этом случае (1.33) переписывается в виде

$$I_1 = I^0 (\pi^2 P_a L M_2) / (2\lambda^2 \cos^2 \theta_B H). \quad (1.36)$$

В слабом поле интенсивность дифрагированного света линейно зависит от акустической мощности. На практике формулой (1.36) обычно пользуются, если величина эффективности не превышает 40%. Этот предел приемлем за верхний для слабого поля. Если эффективность превышает это значение, то будем говорить о сильном акустическом поле или сильном взаимодействии.

Коэффициент качества M_2 обычно измеряют по отношению к коэффициенту качества плавленого кварца найденному при дифракции света на продольной звуковой волне, когда световая волна поляризована в плоскости взаимодействия. Для плавленого кварца величина M_2 в этом случае равна $1,56 \cdot 10^{-18}$ с³/г. С помощью относительного коэффициента качества, учитывая, что в большинстве случаев $\cos \theta_B \approx 1$, выражение (1.36)

можно привести к виду, удобному для практических расчетов:

$$I_1 = I^0 \frac{1}{54} M_2 P_a \frac{L}{H} \left(\frac{0,63}{\lambda_0} \right)^2,$$

где P_a измеряется в Вт, λ_0 — в мкм, M_2 — в относительных единицах.

В заключение отметим, что Гордон [9, 16] ввел второй коэффициент качества $M_1 = n^7 \rho^2 / \rho v$, определяющий произведение эффективности на полосу частот, а Диксон [17] — третий $M_3 = n^7 \rho^2 / \rho v^2$. Практика, однако, показала, что эти коэффициенты имеют ограниченное применение, и в дальнейшем изложении, за исключением § 2.2, они рассматриваться не будут. Относительные коэффициенты качества M_2 наиболее распространенных акустооптических материалов приведены в табл. 7.1 и 7.2.

1.6. Поляризация дифрагированного света

Запишем уравнение (1.13) в форме, учитывающей тензорный характер диэлектрической проницаемости среды, приняв, что оси XYZ совпадают с главными осями этого тензора. Компоненты тензора диэлектрической проницаемости по осям X и Z обозначим соответственно через ϵ_{11} и ϵ_{33} .

$$\partial^2 E_n / \partial X^2 + \partial^2 E_n / \partial Y^2 = (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\epsilon_{nk} E_k) \text{ при } n, k = 1, 3, \quad (1.13a)$$

где E_1 и E_3 — электрические поля световых волн, поляризованных соответственно по оси X и Z : $\epsilon_{nk} = \epsilon^0_{nk} + \Delta \epsilon_{nk}$. Здесь ϵ^0_{nk} — компонент тензора диэлектрической проницаемости в отсутствие акустического возмущения; $\Delta \epsilon_{nk}$ определяется в соответствии с (1.29).

Акустооптический эффект может рассматриваться как параметрическое взаимодействие двух световых волн через возмущенную диэлектрическую проницаемость среды. Из (1.13a) следует, что n -й компонент электрического поля световой волны при $\Delta \epsilon_{nk} \neq 0$ будет связан с k -м, если комбинационная частота световой волны E_k и акустического возмущения $\Delta \epsilon_{nk}$ совпадет с частотой волны E_n . В отсутствие акустического возмущения в правой части (1.13a) от нуля отлично только слагаемое $\epsilon^0_{nn} E_n$, а волновое уравнение описывает плоскую волну, распространяющуюся со скоростью $c/\sqrt{\epsilon^0_{nn}}$ с неизменной поляризацией.

Рассмотрим случай, когда возбуждается акустическая продольная волна, т. е. от нуля отлична одна составляющая тензора деформации S_{mm} . Вклад в сумму $\Delta \epsilon_{nk}$ вносят только слагаемые вида $\epsilon_{ni} \rho_{ijmm} S_{mm} \epsilon_{jk}$. В изотропной среде, например, все фотоупругие коэффициенты с одинаковыми последними индексами имеют одинаковые первые индексы [13]: $\rho_{1111} = \rho_{2222} = \rho_{3333}$ (в сокращенных обозначениях соответственно $\rho_{11} = \rho_{22} = \rho_{33}$), $\rho_{1122} = \rho_{2211} = \rho_{1133} = \rho_{3311} =$

$=p_{2323}=p_{3322}$ (в сокращенных обозначениях соответственно $p_{12}=p_{21}=p_{13}=p_{31}=p_{23}=p_{32}$). Отсюда следует, что возмущение в электрическое поле E_n вносит только слагаемое $\varepsilon^2 p_{n n m m} S_{m m} E_n$. Если направление электрического поля световой волны совпадает с направлением распространения звука ($n=m$), то акустооптический эффект зависит от величины фотоупругого коэффициента p_{11} . Если направления распространения звуковой волны и поляризации излучения взаимно перпендикулярны, то $n \neq m$ и акустооптический эффект будет определяться фотоупругим коэффициентом p_{12} .

Когда возбуждается сдвиговая звуковая волна у компонента соответствующего тензора деформации $S_{k n}$, индексы $k \neq n$. Возмущение диэлектрической проницаемости обуславливается фотоупругими коэффициентами $p_{i j k n}$, причем выбор индексов k и n определяется направлением сдвига или поляризацией звуковой волны. В изотропном веществе все упругооптические коэффициенты с отличающимися двумя последними индексами имеют отличающиеся первые индексы, причем составленные из тех же цифр: $p_{2323}=p_{3223}=p_{3232}=p_{3131}=p_{1331}=p_{3113}=p_{1313}=p_{2332}=p_{1221}=p_{2121}=p_{2112}=p_{1212}$. [В матричных обозначениях $p_{44}=p_{55}=p_{66}=(p_{11}-p_{12})/2$].

Поэтому через сдвиговую деформацию в изотропном веществе могут быть связаны световые волны с взаимно перпендикулярной поляризацией. Возмущение диэлектрической проницаемости, обеспечивающее эту связь, $\Delta \varepsilon_{n k} = -\varepsilon^2 p_{n k n k (k n)} S_{n k (k n)}$.

Отсюда сразу же следует, что для акустооптического взаимодействия ($\Delta \varepsilon_{n k} \neq 0$) звуковая волна должна быть поляризована перпендикулярно направлению распространения света. Кроме того, эффективность дифракции не зависит от поляризации света. Если же сдвиговая волна поляризована вдоль направления распространения света, то такое возмущение не будет оказывать влияние на прошедший через звуковую волну свет.

Для изотропного твердого тела в зависимости от поляризации звуковой и световой волн можно определить три значения коэффициента качества:

1. Световая волна, поляризованная в плоскости дифракции, взаимодействует с продольной звуковой волной; $M_2 = n^6 p_{11}^2 / v_{\text{пр}}^3$ ($v_{\text{пр}}$ — скорость продольной звуковой волны).

2. Световая волна, поляризованная в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции, взаимодействует с продольной звуковой волной; $M_2 = n^6 p_{12}^2 / v_{\text{пр}}^3$.

3. Световая волна с произвольной поляризацией взаимодействует со сдвиговой звуковой волной, поляризованной в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции; $M_2 = n^6 p_{44}^2 / v_c^3$ (v_c — скорость сдвиговой волны).

1.7. Теория дифракции расходящейся световой волны

В этом параграфе, следуя результатам работы [18], найдем общее решение дифракционной задачи для волны, падающей с произвольным распределением волнового фронта, и получим выражение для дифрагированного поля для частного случая, когда поле падающей волны распределено по гауссовому закону.

Рассмотрим решение (1.18) и (1.21) для плоской волны. Для простоты ограничимся малыми значениями угла Брэгга: $\theta_B \ll 1$. Дифрагированная волна, так же как и падающая, является плоской. Ее амплитуда при прочих равных условиях определяется отклонением волновой нормали падающей волны от угла Брэгга (см. последний множитель в (1.21)). С математической точки зрения процесс образования дифрагированной волны из падающей формально состоит из двух независимых этапов: на первом изменяется амплитуда падающей волны согласно (1.21), на втором — направление ее распространения (согласно второму члену в (1.18)). По завершении этих независимых операций уравнение падающей волны совпадает с уравнением волны дифрагированной.

Известно [19], что любую ограниченную в пространстве, а следовательно, расходящуюся волну можно представить в виде набора плоских волн, распространяющихся в различных направлениях с амплитудами, зависящими от распределения ее поля. Такое представление называется разложением в угловой спектр по плоским волнам и позволяет падающую волну с любым пространственным распределением амплитуды заменить набором элементарных плоских волн, или угловым спектром, а затем рассмотреть формирование углового спектра дифрагированной волны из углового спектра; падающей по правилам, о которых речь шла выше; и, наконец, найти распределение поля дифрагированной волны по ее известному угловому спектру. Это представление удобно тем, что позволяет оперировать не с распределением амплитуды падающей волны, а с ее угловым спектром и свести явление дифракции к изменению углового спектра падающей волны. Задача упрощается, если разложение по плоским волнам производить только в одной плоскости — плоскости дифракции. В перпендикулярной плоскости акустическое поле на угловой спектр практически не влияет.

Предположим, что область акустооптического взаимодействия аналогична рассмотренной в § 1.3. Акустическая волна распространяется вдоль оси X системы координат XYZ (рис. 1.7). Пусть на возмущенную область под углом Брэгга к волновому фронту акустической волны вдоль оси y системы координат xuz , развернутой относительно исходной вокруг оси Z на угол θ_B (оси z и Z совпадают), падает световая волна. Предположим,

что по оси x волна имеет произвольное распределение амплитуды $E(x)$. Если в области взаимодействия световая волна имеет плоский фронт, то ее можно записать в следующем виде:

$$E = E(x) \exp[i(\omega t - ky)].$$

К амплитуде падающей волны в плоскости $y=0$ применим операцию преобразования Фурье

$$A(f_x) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x) \exp(-i2\pi f_x x) dx.$$

Величина $A(f_x)$ называется угловым спектром распределения поля $E(x)$, соответствующим пространствен-

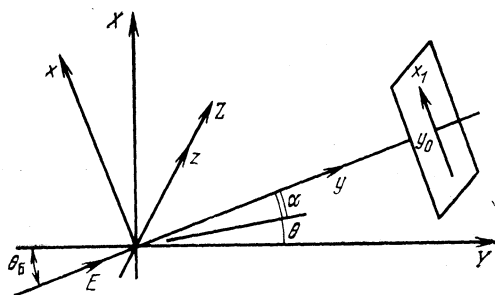


Рис. 1.7. Геометрические соотношения при дифракции расходящейся волны

ным частотам f_x . Физический смысл углового спектра $A(f_x)$ вытекает из следующего. Выразим амплитуду $E(x)$ в виде обратного фурье-преобразования ее углового спектра

$$E(x) \Leftarrow \int_{-\infty}^{\infty} A(f_x) \exp(i2\pi f_x x) df_x. \quad (1.37)$$

В плоскости $y=0$ выражение

$$A(f_x) df_x \exp(i2\pi f_x x) = A(f_x) df_x \exp(i2\pi \gamma_1 x / \lambda) \quad (1.38)$$

можно рассматривать как элементарную плоскую волну с направляющими косинусами $\gamma_1 = \lambda f_x$ и $\gamma_2 = \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2}$ [19], распространяющуюся под углом α к оси y (рис. 1.7) при условии, что $\sin \alpha = \lambda f_x$. Выражение (1.38) называют также пространственной гармоникой.

Амплитуда этой волны зависит от направления α и имеет вид $A(f_x)df_x$. Таким образом, угловой спектр $A(f_x)$ определяет амплитуды элементарных волн в зависимости от направления их распространения. Амплитуда падающей волны $E(x)$ определяется суммированием всех элементарных волн в (1.37) по всем возможным направлениям.

Угловой спектр дифрагированной волны $A_1(\alpha)$ формируется из углового спектра падающей волны $A^0(\alpha)$ согласно (1.21) и при малых брэгговских углах имеет вид

$$A_1(\alpha) = -\exp\left[-i\frac{\beta}{2}Y\right] W \times \\ \times \frac{\sin\frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}} A^0(\alpha). \quad (1.39)$$

Здесь с учетом (1.23) и (1.32)

$$W = \frac{1}{2n\theta_B} \sqrt{\frac{P_a M_2}{2LH}}.$$

Амплитуда дифрагированного поля $E_1(x)$ находится обратным фурье-преобразованием ее углового спектра $A_1(\alpha)$ в форме, аналогичной (1.37).

Рассмотрим случай, когда поле падающей волны распределено в плоскости дифракции по гауссовому закону:

$$E = E^0 \exp[-(x^2/\omega_0^2)] \exp[i(\omega t - ky)], \quad (1.40)$$

где ω_0 — радиус светового пучка в его минимальном сечении (перетяжке). Радиус перетяжки соответствует уменьшению интенсивности электрического поля в e^2 раз по сравнению с центром пучка.

Угловой спектр падающей волны имеет вид

$$A_0(\alpha) = E^0 \sqrt{\pi\omega_0} \exp\left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda}\right)^2 \alpha^2\right]. \quad (1.41)$$

Подставляя (1.41) в (1.39) и (1.39) в (1.37), найдем амплитуду дифрагированного поля $E_1(x)$

$$E_1(x) = -\exp\left(-i\frac{\beta}{2}Y\right) E^0 W \sqrt{\pi\frac{\omega_0}{\lambda}} \times \\ \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\sin\frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}} \exp\left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda}\right)^2 \alpha^2\right] \times \\ \times \exp\left[i2\pi\left(\frac{x}{\lambda}\right)\alpha\right] d\alpha. \quad (1.42)$$

Составляющие углового спектра, распространяющиеся в направлениях $|\alpha| > \pi/2$, затухают. По этой причине интегрирование в (1.42) ограничено интервалом $[-\pi/2, \pi/2]$.

Определяя интенсивность света выражением

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} E(x) E^*(x) dx, \quad (1.43)$$

для дифрагированного света получим

$$I_1 = I^0 \sqrt{2\pi} W^2 \frac{\omega_0}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}} \times \\ \times \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda} \right)^2 \alpha^2 \right] \exp \left[i2\pi \left(\frac{x}{\lambda} \right) \alpha \right] d\alpha \Big|^2 dx. \quad (1.44)$$

Здесь I^0 — интенсивность падающей гауссовой волны, вычисленная по формуле (1.43).

Используя одно из определений δ -функции: $\delta(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} N \exp(-\pi N^2 x^2)$, легко показать, что для плоской волны ($\omega_0 \rightarrow \infty$) падающей волны интенсивностью I^0 выражение (1.44) переходит в формулу Гордона (1.33).

В общем случае эффективность дифракции, определяемая из выражения (1.44), согласно (1.35), является функцией пространственных распределений взаимодействующих светового и акустического пучков и акустической мощности. Распределение поля дифрагированного света и эффективность удобно рассматривать в зависимости от величины введенного в работе [20] отношения дифракционных расходимостей света и звука a . Известно, что полная дифракционная расходимость в среде дф светового пучка с гауссовым распределением (1.40) на уровне $1/e^2$ по интенсивности равна $2\lambda/\pi\omega_0$, расходимость звука $\delta\theta$, изучаемого однородным преобразователем длиной L , на уровне $4/\pi^2$ или ≈ 4 дБ по интенсивности равна Λ/L . В этом случае:

$$a = (2/\pi)(\lambda/\omega_0)(L/\Lambda). \quad (1.45)$$

На рис. 1.8 приведены изображенные сплошными линиями теоретические (рассчитанные по формуле (1.44)) и экспериментальные зависимости эффективности I_1/I^0 дифракции в германии на частоте 200 МГц от величины

СВЧ мощности P для трех различных отношений расходимостей a . Кривая, соответствующая значению $a=4 \cdot 10^{-2}$ на рис. 1.8, соответствует дифракции практически плоской волны и незначительно отличается от аналогичной зависимости, описываемой формулой Гордона (1.33). При дифракции расходящегося света (кривые $a=1$ и 2,8) полное отклонение падающего пучка невозможно в принципе. Действительно, каждая из простран-

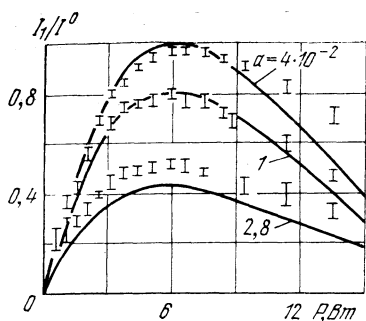


Рис. 1.8. Эффективность дифракции в зависимости от акустической мощности для различных значений параметра a : $\lambda_0=3,39$ мкм; $n=4$; $M_2=540$; $L=2,5$ мм; $H=0,6$ мм

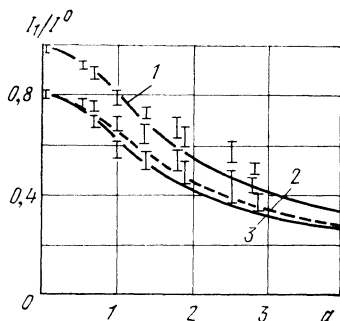


Рис. 1.9. Эффективность дифракции в зависимости от параметра a при различных уровнях СВЧ мощности: 1) $P=1,7$ Вт; 2) $P=0,85$ Вт; 3) $P=2,8$ Вт

ственных гармоник или элементарных плоских волн, образующих расходящийся световой пучок, вступает во взаимодействие с различными пространственными составляющими звукового поля. Если акустическая мощность такова, что какая-то элементарная плоская световая волна отклоняется полностью, то это невозможно ни для какой другой из набора плоских волн, за исключением симметрично расположенной относительно направления падения света. Следовательно, и весь световой пучок полностью отклонить невозможно. Так, например, при $a=1$ нельзя отклонить более 80% падающего света. Наконец, если $a \gg 1$, то большая часть светового поля вообще не вступает во взаимодействие со звуком.

Кривые относительной интенсивности дифрагированного излучения в зависимости от величины a при различных уровнях СВЧ мощности представлены на рис. 1.9

(при $L = \text{const}$ изменялась расходимость падающего излучения). Из рис. 1.9 следует, что при постоянной акустической мощности интенсивность дифрагированного излучения достигает максимальной величины при $a \rightarrow 0$, т. е. в случае дифракции плоской падающей волны. Кривая 1 получена для мощности, при которой при $a = 0$ отклоняется 100% падающего света. Кривые 2 и 3 соответствуют одному и тому же значению дифрагированного излучения (около 80%) при $a = 0$, но разным величинам мощности. При $a > 0,5$ различия в этих кривых связаны с влиянием акустического поля на распределение интенсивности дифрагированного излучения.

Выражение (1.42) описывает распределение дифрагированного поля непосредственно в области взаимодействия. Сделаем переход от распределения дифрагированного поля в форме (1.42) к распределению поля в дальней зоне. Известно, что дифрагированное поле в дальней зоне $E(x_1/y_0)$ определяется фурье-преобразованием от распределения на апертуре и в одномерном случае имеет вид [19]

$$E\left(\frac{x_1}{y_0}\right) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda y_0}} \exp\left[ik\left(y_0 + \frac{x_1^2}{2y_0}\right)\right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} E(x) \exp\left[-i2\pi\left(\frac{x}{\lambda}\right)\left(\frac{x_1}{y_0}\right)\right] dx, \quad (1.46)$$

здесь y_0 — расстояние от области акустооптического взаимодействия до плоскости наблюдения; x_1 — ось координат в плоскости наблюдения, параллельная оси x (рис. 1.7). Легко видеть, что в (1.42) и в (1.46) пространственные частоты совпадают, так как $\alpha = x_1/y_0$, и тогда из (1.42) и (1.46) немедленно следует вывод, что распределение дифрагированного поля в дальней зоне $E_1(\alpha)$ с точностью до констант, не зависящих от углов, и фазовых множителей совпадает с угловым спектром дифрагированного поля (1.39):

$$E_1(\alpha) = A \exp\left[-\pi^2\left(\frac{w_0}{\lambda}\right)^2 \alpha^2\right] \times \\ \times \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}}. \quad (1.47)$$

Поскольку нас интересуют только угловые соотношения, множитель A в (1.47), равный

$$\frac{E^0 W \sqrt{\pi} \omega_0}{V \lambda y_0} \exp \left[i \left(-\frac{\beta}{2} Y + k y_0 + \frac{k x_1^2}{2 y_0} \right) \right]$$

и содержащий фазовые члены, которые не дают вклада в интенсивность, и константы, без ограничения общности можно опустить.

Формула (1.47) является решением дифракционной задачи, сформулированной в начале этого параграфа. Распределение поля дифрагированного света определяется двумя множителями:

$$E_1(\alpha) \sim E_\varphi(\alpha) E_\theta(\alpha), \quad (1.48)$$

$$E_\varphi(\alpha) \leftarrow \exp[-\pi^2 (\omega_0/\lambda)^2 \alpha^2], \quad (1.49)$$

$$E_\theta(\alpha) = \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\pi \sqrt{W^2 + \alpha^2}}. \quad (1.50)$$

Первый из них, E_φ , пропорционален фурье-образу распределения поля падающего света (в данном случае — гауссова) или дифракционному распределению поля падающего света в дальней зоне. Ширина этого распределения $\delta\varphi$ равна $2\lambda/\pi\omega_0$ на уровне $1/e^2$ по интенсивности. Второй множитель в (1.48), E_θ , приводит к тому, что распределение дифрагированного поля зависит, вообще говоря, от величины акустической мощности.

Рассмотрим решение (1.48) — (1.50) при слабом акустическом поле. В этом случае $W \rightarrow 0$ и (1.50) переписывается в виде

$$E_\theta(\alpha) = \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \alpha}{\pi \alpha}. \quad (1.51)$$

Выражение (1.51) описывает дифракционное распределение звука, излучаемого однородным преобразователем длиной L , в дальней зоне (дифракционная расходимость звука $\delta\theta$ равна Λ/L на уровне $4/\pi^2$ по интенсивности).

Итак, при слабом взаимодействии распределение поля дифрагированного света в дальней зоне не совпадает с дифракционным распределением поля падающего све-

та. Оно определяется произведением распределений поля падающей световой волны и акустического поля в дальней зоне. Отсюда следует вывод, что расходимость дифрагированного света определится наименьшей из дифракционных расходимостей взаимодействующих света и звука. В зависимости от соотношения расходимостей a здесь уместно рассмотреть три возможные ситуации.

1) $a \ll 1$. Расходимость падающего света много меньше расходимости звука. Этот случай реализуется в де-

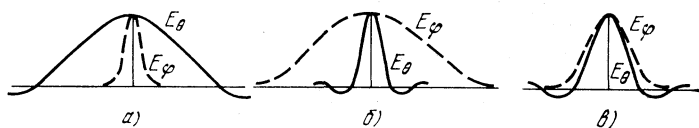


Рис. 1.10. Соотношение угловых распределений E_θ и E_ϕ при слабом взаимодействии для различных значений параметра a

флекторе. Угловая ширина первого множителя в (1.48) значительно меньше ширины второго (рис. 1.10,а), и распределение поля дифрагированного света совпадает с распределением поля падающего света E_ϕ .

2) $a \gg 1$. Угловые соотношения между множителями E_ϕ и E_θ меняются на противоположные (рис. 1.10,б), и распределение поля дифрагированного света совпадает с распределением акустического поля. Акустооптическое устройство при $a \gg 1$ также может работать как дефлектор, но поскольку теперь со звуком взаимодействует лишь небольшая часть падающего света, этот случай не интересен для практической реализации. На практике этот режим используют при визуализации акустического поля пьезопреобразователя (см. § 6.2).

3) $a \lesssim 1$. Акустооптическое устройство используется как оптический модулятор. Угловые расходимости света и звука сравнимы между собой (рис. 1.10,в) и распределение поля дифрагированного света определится произведением распределений полей падающего света и акустической волны.

Из формул (1.40) и (1.47) легко получить выражение для эффективности акустооптического устройства, работающего с реальными расходящимися пучками в сла-

бом поле, в зависимости от параметра a :

$$\eta_a = \eta [\sqrt{\pi} a_1 \operatorname{erf} a_1 - \exp(-a_1^2) + 1] / a_1^2, \quad (1.52)$$

где $a_1 = a\pi/2\sqrt{2}$; η — эффективность дифракции для плоской волны, определяемая формулой Гордона (1.33);

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-x^2) dx$$

— функция ошибок. Последнее выражение показывает, что уменьшение эффективности дифракции расходящейся волны η_a по сравнению с эффективностью плоской волны η не зависит от геометрии акустооптического устройства и определяется только величиной параметра a .

При сильном взаимодействии множитель E_0 зависит от звуковой мощности согласно (1.50). Выводы, сделанные ранее относительно поля дефлектора ($a \ll 1$), сохраняются. Для $a \leq 1$ и $a \gg 1$ распределение поля дифрагированного света будет определяться величиной акустической мощности.

2. Акустооптические модуляторы

2.1. Частотная и импульсная характеристики акустооптического модулятора

Для акустооптической модуляции света, как правило, используется брэгговский режим. Модуляторы света, работающие в режиме Рамана — Ната, не обеспечивают широкой полосы частот и находят ограниченное применение, за исключением некоторых специальных случаев в устройствах для обработки информации (гл. 5). Один и тот же акустооптический модулятор может быть использован в различных системах модуляции. Так, Диксону и Гордону [21] принадлежит описание гетеродинного способа модуляции, Хендерсон [22] рассмотрел частотные и импульсные характеристики для бесконечно удаленного приемника, регистрирующего небольшую часть отклоненного излучения. Наиболее распространенный случай амплитудной модуляции, когда на фотопри-

емник падает весь отклоненный световой пучок, исследован Майданом [20]. Этот вид амплитудной модуляции и будет разобран в настоящей главе. Но в отличие от работы Майдана, где определяются искажения световых импульсов, формирующихся при прохождении акустических фронтов через конечную апертуру падающего пучка, в этой главе будет изложен представляющийся нам более целесообразным частотный подход.

Определим частотную характеристику акустооптического модулятора (АОМ) при слабом акустическом поле и рассмотрим передачу модулятором акустических импульсов.

Предварительно сделаем следующее замечание. Частотная характеристика АОМ (ее не следует смешивать с частотной характеристикой дефлектора, которая будет рассмотрена в § 3.2) определится совокупным влиянием частотной характеристики системы возбуждения звука (пьезопреобразователем, согласующей системой и т. д.) и собственной частотной характеристикой модулятора, обусловленной особенностями акустооптического взаимодействия. Будем рассматривать только собственную частотную характеристику АОМ, пренебрегая влиянием тракта модулирующего сигнала, т. е. будем считать, что акустическая мощность не зависит от частоты. То же самое будем впоследствии предполагать и по отношению к акустооптическим дефлекторам.

Предположим, что акустическое поле частоты f_0 промодулировано по амплитуде частотой f_M (здесь и далее вместо угловых частот ω и Ω воспользуемся циклическими $\nu = \omega/2\pi$ и $f = \Omega/2\pi$). Спектр акустического сигнала представляет собой обычный спектр амплитудно-модулированного сигнала со спектральными составляющими на частотах $f_1 = f_0 - f_M$ и $f_2 = f_0 + f_M$. Соответственно этим трем частотам поле дифрагмированного света расщепится в пространстве на три компонента:

$$E_1 = E_1(\alpha) \exp [i2\pi(\nu + f_0 - f_M)t];$$

$$E_0 = E_0(\alpha) \exp [i2\pi(\nu + f_0)t];$$

$$E_2 = E_2(\alpha) \exp [i2\pi(\nu + f_0 + f_M)t],$$

распространяющиеся под разными углами. Оптические частоты дифрагмированных компонентов будут отличаться от первоначальной ν на величины $f_0 - f_M$, f_0 и $f_0 + f_M$.

Если дифрагированный свет направить на квадратичный фотоприемник, то фототок i_{ϕ} будет содержать сигнал модулирующей частоты f_M . Величина фототока будет зависеть от пространственного перекрытия полей дифрагированных компонентов:

$$i_{\phi} \sim \int_{-\infty}^{\infty} (E_1 + E_2 + E_0)(E_1 + E_2 + E_0)^* dx.$$

На практике обычно имеет место случай $f_M \ll f_0$. При этом пространственное распределение полей E_1 и E_2 можно считать одинаковым, а фототок, содержащий модулирующую частоту f_M , пропорциональным интегралу:

$$i_{\phi}(f_M) \sim \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\alpha) E_0^*(\alpha) d\alpha. \quad (2.1)$$

Формула (2.1) представляет собой общее выражение для частотной характеристики любого акустооптического устройства, работающего в слабом акустическом поле. По причинам, которые будут понятны из дальнейшего изложения, АОМ обычно работают при близких значениях расходимостей светового и акустического полей, т. е. при $a \ll 1$.

Для того, чтобы определить частотную характеристику АОМ, рассмотрим более детально формирование дифрагированного поля в дальней зоне при $a \ll 1$. Предположим, что на модулятор падает световой пучок с гауссовым распределением интенсивности (1.40) под углом θ к фронту акустической волны. Будем считать, что для несущей (центральной) частоты f_0 угол падения является брэгговским: $\theta = \theta_B(f_0)$. Тогда согласно (1.48) распределение амплитуды дифрагированного поля $E_0(\alpha)$ определится произведением двух множителей, представляющих собой дифракционное распределение звукового поля (1.51) и падающего светового поля (1.49) в дальней зоне

$$E_0(\alpha) \sim \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \alpha}{\pi \alpha} \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda} \right)^2 \alpha^2 \right].$$

Схематически распределение $E_0(\alpha)$ изображено на рис. 2.1.

Предположим теперь, что акустическая частота изменилась и стала равной f_1 . Теперь угол Брэгга для ча-

стоты f_1 уже не будет совпадать с углом падения θ : $\theta \neq \theta_B(f_1)$. В этом случае можно показать, что распределение дифрагированного поля $E_1(\alpha)$ также будет определяться произведением составляющих распределений света (1.49) и звука (1.51) с той лишь разницей, что пространственные распределения (или угловые направления) их смещены.

Угловое направление светового распределения развернуто на угол $2\theta_B(f_1)$ относительно направления, соответствующего углу Брэгга $\theta_B(f_1)$, а направление распре-

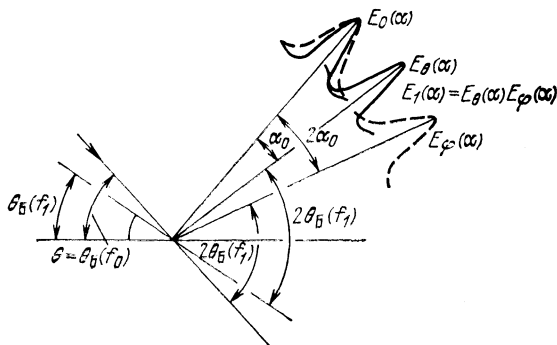


Рис. 2.1. Пространственные распределения дифрагированного поля в дальней зоне при $a \leq 1$ в зависимости от акустической частоты при неизменном угле падения θ :

$E_0(\alpha)$ — распределение поля на частоте f_0 , для которой угол падения является брэгговским; $E_1(\alpha)$ — распределение поля на новой акустической частоте f_1 (направление падения света показано стрелкой)

деления звука — на угол $2\theta_B(f_1)$ относительно направления падения пучка (рис. 2.1). Итак

$$E_1(\alpha) \sim \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} (\alpha - \alpha_0)}{\pi (\alpha - \alpha_0)} \times \\ \times \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda} \right)^2 (\alpha - 2\alpha_0)^2 \right].$$

Как легко видеть на рис. 2.1,

$$\alpha_0 = (\lambda/2v) f_M$$

и выражение (2.1) для частотной характеристики модулятора переписывается в виде

$$i_{\Phi}(f_M) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda} \right)^2 \alpha^2 \right] \times \\ \times \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{\omega_0}{\lambda} \right)^2 \left(\alpha - \frac{\lambda}{v} f_M \right) \right]^2 \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \alpha}{\pi \alpha} \times \\ \times \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \left(\alpha - \frac{\lambda}{2v} f_M \right)}{\pi \left(\alpha - \frac{\lambda}{2v} f_M \right)} d\alpha. \quad (2.2)$$

Интеграл (2.2) легко вычисляется для двух предельных случаев $a \ll 1$ и $a \gg 1$.

1. $a \ll 1$. При этом условии вклад в интегрирование двух последних множителей незначителен, и для частотной характеристики $i_{\Phi}(f_M)$ получается следующая зависимость:

$$i_{\Phi}(f_M) \sim \exp \left[-(\pi^2/2)(\omega_0^2/v^2) f_M^2 \right]. \quad (2.3)$$

Частотная характеристика акустооптического устройства (2.3) — гауссова функция модулирующей частоты f_M . Полоса модулирующих частот на уровне 0,5 определяется выражением

$$\Delta f_M = (\sqrt{2 \ln 2} / \pi)(v/\omega_0) \approx 0,375v/\omega_0. \quad (2.4)$$

Формулу (2.4) можно переписать в виде

$$\Delta f_M = 0,75/\tau. \quad (2.5)$$

Величина $\tau = 2\omega_0/v$ есть время прохождения фронта акустической волны через падающую световую.

Из (2.4) и (2.5) следует, что полоса АОМ при $a \ll 1$ связана с конечным временем пробега звукового фронта через падающее световое поле и определяется радиусом его перетяжки ω_0 . В случае импульсной модуляции конечное время пробега звука через световое поле приводит к искажению формы светового импульса. Очевидно, что длительность фронта светового импульса не может быть меньше времени пробега.

Рассмотрим передачу акустооптическим модулятором прямоугольного акустического импульса.

Пусть акустический импульс имеет вид

$$S(t) = \begin{cases} \exp(i2\pi f_0 t), & |t| \leq \Delta T/2, \\ 0, & |t| > \Delta T/2. \end{cases} \quad (2.6)$$

Предположим также, что длительность акустического импульса ΔT значительно превышает время пробега: $\Delta T \gg \tau$. Известно, что спектр $G(f)$ прямоугольного импульса (2.6) описывается функцией вида

$$G(f) = [\sin \pi (f_0 - f) \Delta T] / \pi (f_0 - f). \quad (2.7)$$

Спектр сигнала фотоприемника определится произведением (2.3) и (2.7), а временная зависимость светового импульса — обратным фурье-преобразованием:

$$i_\Phi(t) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \pi f_M \Delta T}{\pi f_M} \times \\ \times \exp \left[-\frac{\pi^2}{2} \left(\frac{\omega_0}{v} \right)^2 f_M^2 \right] \exp(i2\pi f_M t) df_M, \quad (2.8)$$

где $f_M = f_0 - f$.

Вычисление интеграла (2.8) дает следующий результат для формы светового импульса:

$$i_\Phi(t) \sim \operatorname{erf} \left[\left(t + \frac{\Delta T}{2} \right) (V\sqrt{2}v/\omega_0) \right] - \\ - \operatorname{erf} \left[\left(t - \frac{\Delta T}{2} \right) (V\sqrt{2}v/\omega_0) \right]. \quad (2.9)$$

На рис. 2.2 показаны импульсы акустического (2.6) и светового поля (2.9). Для удобства масштаб по оси ординат в обоих случаях выбран одинаковым.

Фронт светового импульса обычно характеризуют временем нарастания t_r , за которое интенсивность светового поля увеличивается от 10 до 90% от своего стационарного значения. Из (2.9) следует, что время нарастания светового импульса пропорционально времени пробега фронта звуковой волны через световое поле

$$t_r = 1,28(\omega_0/v) = 0,64\tau. \quad (2.10)$$

Выражения (2.5) и (2.10) определяют связь между временем нарастания импульса и полосой модулирующих частот АОМ: $\Delta f_M t_r = 0,48$.

Итак, при $a \ll 1$ полоса АОМ обратно пропорциональна, а время нарастания световых импульсов пропорционально размеру перетяжки падающего пучка ω_0 и, определяемому этим размером, времени пробега звука через световой пучок. С незначительными отклонениями это справедливо и при $a \lesssim 1$. Поэтому при акустооптической модуляции естественной тенденцией является уменьшение величины перетяжки падающего света.

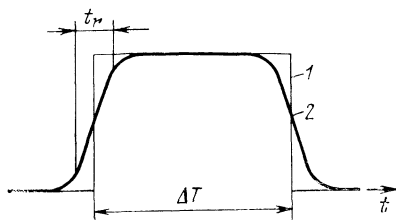


Рис. 2.2. Импульсы акустический 1 и световой 2, переданный модулятором при $a \ll 1$.

t_r — время нарастания светового импульса

Однако сколь угодно уменьшать перетяжку не имеет смысла, так как начиная с некоторого момента это не приведет к расширению полосы модулятора. Физически это явление объясняется тем, что при уменьшении ω_0 увеличивается дифракционная расходимость падающего света по сравнению с расходимостью звукового поля (или, что то же самое, ширина распределения E_φ по сравнению с распределением E_θ в (1.47)) и на распределение дифрагированного поля начнет влиять распределение звука E_θ . В предельном случае $a \gg 1$ распределение поля дифрагированного света в дальней зоне совпадает с распределением акустического поля (1.51), которое определится длиной преобразователя модулятора. В этом случае полоса модулирующих частот АОМ при выбранной несущей будет максимальной (это утверждение справедливо лишь для достаточно высоких частот f_0 (см. § 2.2)). Найдем частотную характеристику модулятора при таком режиме работы.

2. $a \gg 1$. В этом случае при интегрировании (2.2) можно пренебречь двумя первыми сомножителями, и для частотной характеристики получится выражение

$$i_\varphi(f_M) \sim \left(\frac{\sin \pi(L\lambda/2v\Delta)f_M}{\pi f_M} \right)^2.$$

Полоса модулирующих частот на уровне 0,5 определится формулой

$$\Delta f_M = 1,2 \frac{v}{L(\lambda/\Lambda)}. \quad (2.11)$$

Легко видеть, что величина $L(\lambda/\Lambda)$ есть проекция светового пучка, пересекающего акустический столб, на направление распространения звуковой волны, и, следовательно, как и в предыдущем случае, полоса модулирующих частот определяется временем пробега звукового фронта через падающий пучок, $\tau_1 = \frac{L(\lambda/\Lambda)}{2v}$. Но

теперь полоса модулятора не зависит от величины перетяжки падающего света, а определяется длиной преобразователя. Если рассмотреть модуляцию света акустическими импульсами (2.6), то, выполняя действия, аналогичные тем, что производились в предыдущем случае, легко показать, что фронт светового импульса, переданного модулятором, является линейной функцией времени.

Для времени нарастания светового импульса t_{r1} можно получить следующий результат:

$$t_{r1} = 0,4 \frac{L(\lambda/\Lambda)}{v} = 0,8\tau_1. \quad (2.12)$$

Итак, при $a \gg 1$ в отличие от предыдущего случая полоса модулирующих частот не зависит от величины перетяжки падающего света. Она обратно пропорциональна времени пробега звука через дифрагированный свет. Иными словами, максимальная полоса, которую может в принципе иметь АОМ, определяется его центральной рабочей частотой и длиной его преобразователя. Если (2.11) переписать в виде

$$\Delta f_M = 1,2v^2/L\lambda f_0,$$

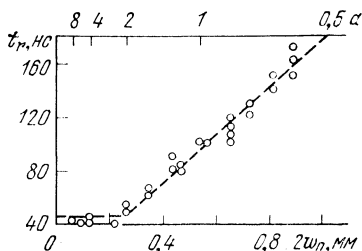
то становится очевидным, что полоса модулятора обратно пропорциональна центральной рабочей частоте. Последнее утверждение тем не менее не противоречит действительности, поскольку относится к области достаточно высоких частот, при которых еще не перекрываются прошедший и дифрагированный пучки. Подробнее эта особенность будет рассмотрена в следующем параграфе.

Выводы, сделанные в этом параграфе, иллюстрируются рис. 2.3, где приведена экспериментальная зависимость времени нарастания светового импульса t_r , переданного АОМ видимого диапазона на тяжелом флюориде ТФ-7, от величины перетяжки падающего света ω_0 . На оси абсцисс обозначены также соответствующие значения отношения расходимостей a . Штриховые прямые — экстраполяции предельных значений времени нарастания (2.10) и (2.12). Из рис. 2.3 следует, что уменьшение перетяжки падающего света целесообразно лишь до значения $a \approx 2$, при котором фактически уже реализуется

ся максимальная полоса. С другой стороны, согласно рис. 1.9, с увеличением a уменьшается и эффективность модулятора (при $a=2$ она составляет около 60% от максимального значения).

Рис. 2.3. Зависимость времени нарастания светового импульса от величины перетяжки падающего света:

$L=52$ мм; $\lambda_0=0,6328$ мкм; $n=1,728$; $f_0=80$ МГц; $\Lambda=45$ мкм. Время нарастания акустического импульса $t_{ra}=20$ нс



Компромисс между полосой и эффективностью модулятора может быть достигнут при близких соотношениях расходимостей света и звука. Поэтому область значений $a \leq 1$ для АОМ считается оптимальной.

2.2. Предельная полоса модулирующих частот

Рассмотрим ограничение полосы АОМ при уменьшении акустической частоты, связанное с перекрытием прошедшего и дифрагированного пучков. Как легко видеть, для достижения высокой контрастности необходимо, чтобы радиус перетяжки светового пучка ω_0 в области акустического поля удовлетворял условию

$$\omega_0 = \omega_M s, \quad (2.13)$$

где: $\omega_M = 2v/\pi f_0$ — радиус перетяжки, при которой прошедший и дифрагированный пучки перекрываются на уровне $1/e^2$ по интенсивности; s — коэффициент запаса. Соотношения (2.4) и (2.13) определяют допустимую полосу модулирующих частот Δf_{M0} на уровне 0,5

$$\Delta f_{M0} = \frac{1}{s} \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} f_0. \quad (2.14)$$

Найдем предельную полосу модулирующих частот при $a=1$ с учетом ограничения (2.14). В предположении слабого взаимодействия распределение поля дифрагированного света при $a=1$ незначительно отличается от распределения падающего поля. Это позволяет с некото-

рым приближением воспользоваться формулами, выведенными для $a \ll 1$. Из (1.44) и (2.4) следует, что полоса АОМ при $a=1$, равна

$$\Delta f_{M1} = \sqrt{\ln 2/2} (v^2 / L \lambda f_0).$$

Графики функций Δf_{M0} и Δf_{M1} в зависимости от центральной частоты представлены на рис. 2.4. Область частот, в которой дифрагированный и прошедший пучки перекрываются, заштрихована. Максимальная (предельная) полоса модуляторов $\Delta f_{M \max}$ достигается в точке

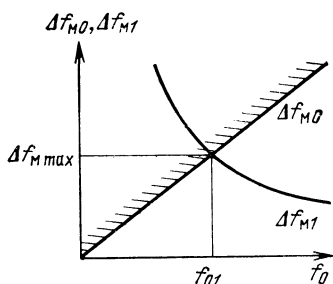


Рис. 2.4. Полоса частот акустооптического модулятора в зависимости от центральной частоты.

Область частот, которые нельзя реализовать, заштрихована

пересечения кривых Δf_{M0} и Δf_{M1} . Она реализуется на центральной частоте f_{01}

$$f_{01} = \sqrt{s} (v / \sqrt{L \lambda}) \quad (2.15)$$

и равна

$$\Delta f_{M \max} = (1 / \sqrt{s}) \sqrt{\ln 2/2} (v / \sqrt{L \lambda}). \quad (2.16)$$

Из (2.16) следует, что предельная полоса АОМ является функцией длины его преобразователя. Выражения (2.15) и (2.16) определяют оптимальные параметры АОМ.

Определим наибольшее значение величины произведения эффективности на полосу модулирующих частот. Из выражений (1.36) (при $a=1$ формула (1.36) дает значение эффективности, завышенное примерно на 20%) и (2.16) имеем

$$\eta \Delta f_{M \max} \approx \pi^2 \sqrt{2 \ln 2} v M_2 P_a \sqrt{L} / (4 \sqrt{s} n^2 \lambda^2 \sqrt{\lambda} H).$$

Ширину пьезопреобразователя H выбирают с коэффициентом запаса s_1 , так что $H = 2s_1 \omega_0$. Выражая ω_0 как функцию L из условия равенства расходимостей света и звука на частоте f_{01} , для произведения эффективности

модулятора на его полюсу получим

$$\eta \Delta f_{\text{мmax}} \approx 2,28 \frac{nvM_2}{ss_1 \lambda^3_0} P_a = 2,28 \frac{M_2}{ss_1 \lambda^3_0} P_a. \quad (2.17)$$

Практические расчеты удобно производить по видоизмененной формуле (2.17)

$$\begin{aligned} \eta_1 \Delta f_{\text{мmax}} \left(\frac{\text{МГц}}{\text{Вт}} \right) &\approx \\ &\approx 3,43 \cdot 10^{-5} \frac{nv \left(\frac{\text{см}}{\text{с}} \right) M_2 \left(\frac{\text{относительно}}{\text{плавленого кварца}} \right)}{ss_1 \lambda^3_0 \text{ (мкм)}}, \end{aligned}$$

где η_1 — эффективность, отнесенная к 1 Вт акустической мощности.

Последнее выражение показывает, что произведение эффективности на полюсу для оптимального сконструированного АОМ определяется лишь свойствами акустооптического вещества и длиной волны излучения. Полагая $\eta_1=1$, например для молибдата свинца, найдем при длине волны излучения 0,63 мкм

$$\Delta f_{\text{мmax}} \approx (1/ss_1) 2,7 \cdot 10^8 \text{ (МГц/Вт)}.$$

Для АОМ на германии с длиной волны 10,6 мкм

$$\Delta f_{\text{мmax}} \approx (1/ss_1) 3,4 \cdot 10^8 \text{ (МГц/Вт)}.$$

Разумеется, эти числа имеют оценочный характер, тем не менее предложенные формулы могут оказаться полезными при конструировании АОМ.

2.3. Конструкция акустооптического модулятора

Внешний вид АОМ видимого диапазона показан на рис. 2.5. Акустооптической средой этого модулятора является стекло (тяжелый флинт ТФ-7), отличающееся от других стекол относительно невысоким поглощением звука (по сравнению с поглощением в распространенных кристаллических акустооптических материалах этот параметр у стекла ТФ-7 велик и составляет 3 дБ/см на частоте 100 МГц). Продольная акустическая волна возбуждается пьезопреобразователем из ниобата лития, вырезанного под углом 36° к оси Y. С поверхностью стекла

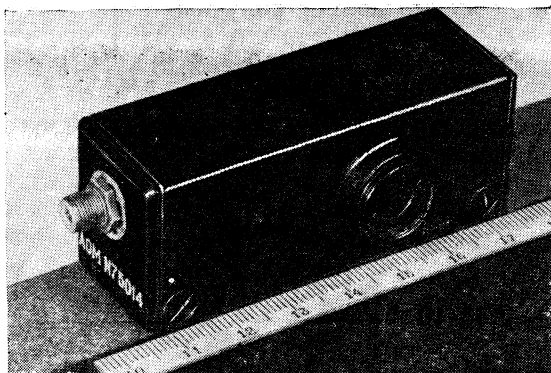


Рис. 2.5. Внешний вид АОМ на длину волны $\lambda_0=0,6328$ мкм

пьезопреобразователь соединен методом диффузионной индиевой сварки. Акустический пучок имеет размеры $L=10$ мм, $H=0,7$ мм.

С тыльной стороны к пьезопреобразователю через теплопроводную пасту присоединен теплоотвод из сапфира. Для поглощения акустической энергии, прошедшей через световой луч, к поверхности звукопровода, противоположной пьезопреобразователю, методом холодной сварки присоединялась пластина из индия. Чтобы отраженный от индиевой нагрузки луч не участвовал

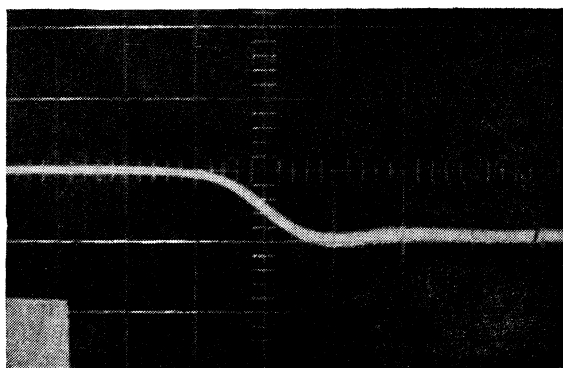


Рис. 2.6. Осциллограмма фронта светового импульса. Масштаб развертки 20 нс/см. Увеличение интенсивности — вниз

в процессе дифракции, эта поверхность скашивалась под углом 2° .

Центральная рабочая частота модулятора $f_0 = 80$ МГц. Импеданс преобразователя согласован с 50-омным трактом модулирующего СВЧ сигнала в полосе частот ± 10 МГц с помощью трансформаторной согласующей системы. Величина перетяжки света $w_0 = 0,1$ мм (коэффициент запаса $s = 3,5$). Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 0,63$ мкм. На рис. 2.6 показана фотография фронта светового импульса, переданного АОМ. Экспериментальная зависимость относительной интенсивности I_1/I^0 дифрагированного света (эффективности) от СВЧ мощности приведена на рис. 2.7. Эффективность дифракции достигает 50% на 1 Вт СВЧ мощности.

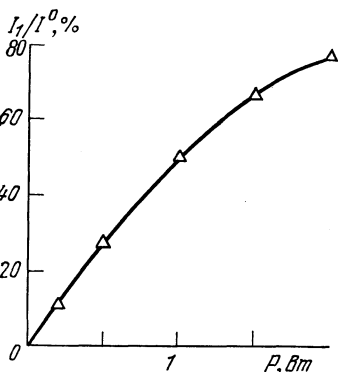


Рис. 2.7. Эффективность АОМ в зависимости от СВЧ мощности

2.4. Тепловые искажения в модуляторах

При работе любого акустооптического устройства в последнем возникают температурные градиенты вследствие выделения тепла в преобразователе, звуковом столбе и звукопоглотителе. Они вызывают искажения оптических характеристик звукопровода и соответственно искажения полей как прошедшего, так и дифрагированного пучков. Тепловая фокусировка в акустооптических устройствах на халькогенидных стеклах и прустите была рассмотрена в работе [23], в работе [24] исследовано влияние тепловыделения на характеристики акустооптических дефлекторов на молибдате свинца. В этом параграфе даны рекомендации по уменьшению тепловых искажений в акустооптических модуляторах на стеклах.

Предположим, что нагрев прибора обусловлен поглощением акустической мощности в звукопроводе. Такая ситуация обычно имеет место в акустооптических модуляторах на стеклах из группы тяжелых флинтов, которые обладают большими коэффициентами поглощения звука, чем монокристаллические вещества. Будем считать, что световой пучок проходит достаточно далеко от пьезопреобразователя и согласованной акустической нагрузки, и выделением тепла в них можно пренебречь. В большинстве реальных акустооптических модуляторов света это условие как правило выполняется. Предположим также, что апертура сфокусированного светового пучка мала, так что затухание звука вдоль апертуры не происходит.

В этом случае в области поглощения звукопровод приобретает свойства цилиндрической линзы, действующей в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции. Фокусное расстояние этой линзы F определяется выражением [24]:

$$F = \frac{\kappa H}{2\beta(n\alpha + dn/dT)P_\alpha}, \quad (2.18)$$

где κ , β и α — коэффициенты теплопроводности, поглощения и термического расширения, dn/dT — температурный коэффициент показателя преломления.

Для гауссовых пучков (вообще говоря, для пучков, описываемых функциями с разделяющимися переменными) распределение поля дифрагированного света в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции, не зависит от величины акустической мощности и совпадает с распределением падающего пучка. На распределение поля в этой плоскости влияет только тепловая линза. Распределение останется гауссовым, но расходимость пучка будет зависеть от акустической мощности. Расходимость дифрагированного пучка будет зависеть также от расположения модулятора относительно перетяжки падающего света. С помощью формул Когельника [25] легко показать, что для любого значения акустической мощности существует точка, в которой модулятор не искажает дифрагированного поля, а при условии

$$F \gg (\pi/\lambda_0) \omega^2_0, \quad (2.19)$$

ее положение не зависит от акустической мощности и совпадает с положением перетяжки. Расходимость дифрагированного пучка увеличивается, если модулятор находится до перетяжки и уменьшается, если модулятор помещается после перетяжки.

Условие (2.19) позволяет произвести селекцию акустооптических материалов, применение которых в модуляторах заведомо не вызовет температурных искажений.

Предположим, что АОМ имеет оптимальные параметры, определяемые выражениями (2.15) и (2.16), а также, что акустическая мощность такова, что перекачка в брэгговский порядок максимальна. Тогда из (1.34), (2.15), (2.18), (2.19) и условия $a=1$ получим

$$\beta/\kappa [\alpha + (1/n) (dn/dT)] \ll M_2/\lambda^2_0 s.$$

Последнее выражение не зависит от геометрии модулятора, а определяется только константами материала и длиной световой волны. Оно определяет класс акустооптических материалов, применение которых в АОМ, оптимизированных по полосе модулирующих частот, не приведет к тепловым искажениям прошедшего и дифрагированного лучей.

2.5. Применение акустооптических модуляторов

АОМ могут использоваться в тех же устройствах или экспериментальных установках, где ранее использовались электрооптические модуляторы (ЭОМ), успешно конкурируя с ними.

Преимуществом АОМ является: более высокая контрастность, определяемая отношением максимальной дифрагированной световой мощности к минимальной; меньшая управляющая мощность и низковольтный вход, что позволяет использовать транзисторный подмодулятор; простая оптическая схема, в которой отсутствуют склейки элементов; температурная стабильность модуляционной характеристики.

АОМ может размещаться как вне резонатора лазера, так и внутри его. Внешние и внутренние АОМ отличаются по конструкции и параметрам. Рассмотрим сначала внешние АОМ по сравнению с внешними ЭОМ.

Контрастность. Характерная величина контрастности ЭОМ 10^2 , для АОМ легко получить величину 10^3 — 10^4 . Эта цифра главным образом определяется рассеянием света в материале и может быть еще увеличена.

Управляющая мощность. Известно, что ЭОМ, представляющий собой чистую емкость, не потребляет, если отвлечься от диэлектрических потерь, при модуляции энергии. Вся энергия источника модулирующего сигнала рассеивается на его внутреннем сопротивлении. Для того, чтобы обеспечить диапазон частот модуляции от 0 до f_m (по уровню 3 дБ), внутреннее сопротивление источника должно составлять $\sqrt{3}(2\pi C f_m)^{-1}$ Ом, где C — емкость ЭОМ. Мощность, рассеиваемая в источнике, при непрерывной модуляции на частоте f_m определится выражением

$$P_m = U^2 C f_m (\sqrt{3}\pi/4).$$

Для типичного ЭОМ на кристалле DKDP полуволновое напряжение $2U=200$ В, $C=100$ пФ. Следовательно, например, при $f_m=10^7$ Гц в источнике будет рассеиваться, если пренебречь емкостью подводящих проводов, не менее 8 Вт. АОМ, выполненный на молибдате свинца, для модуляции интенсивности света в той же полосе частот потребует менее 1 Вт управляющей мощности, причем для источника сигнала АОМ играет роль согласованной нагрузки.

Конструкция. Простая оптическая схема АОМ и отсутствие склеек не только улучшают качество прибора, но и позволяют модулировать большие непрерывные мощности излучения до 15 Вт. Такие мощности обычно прожигают склейки в кристаллах и поляризационных элементах ЭОМ.

Температурная стабильность. В большинстве ЭОМ используются кристаллы, обладающие естественным двулучепреломлением, величина которого зависит от температуры [26]. Для компенсации температурной нестабильности приходится прибегать к специальным мерам, но до конца ее ликвидировать не удается. В АОМ причин для заметной температурной нестабильности модуляционной характеристики нет.

Единственным преимуществом ЭОМ перед АОМ является принципиальная возможность получить более широкую полосу модуляции, однако из-за ограниченной энергетики подмодулятора реализовать ее обычно удастся лишь для импульсов, идущих с большой скважностью, или для небольших индексов непрерывной модуляции.

Внутренние АОМ характеризуются тем, что для обеспечения высокого оптического качества в них обычно используется плавленый кварц. Можно выделить два

Параметры акустооп

| Фирма-изготовитель | Модель | Рабочая длина волны, мкм, | Время нарастания (при диаметре луча, мм) нс | Центральная частота, МГц | Эффективность, % |
|--------------------|--------|---------------------------|---|--------------------------|------------------|
| Harris | H100 | — | <8 (0,1) | 400 | — |
| | H200 | — | <450 (1,5) | 70 | — |
| Isomet | 1201 | 0,44—1,06 | 50 (0,25) | 40 | >90 |
| | 1205 | 0,44—1,06 | 25 (0,1) | 80 | 85 |
| | 1206 | 0,44—1,06 | 15 (0,075) | 110 | 60 |
| | 1207 A | 10,6 | 70 (0,6) | 40 | 50 |
| Zenith | M40R | 0,4—1,2 | 100 (—) | 40 | 85 |
| | M201R | 0,6—3,0 | 100 (—) | — | 90 |
| | M70UV | 0,2—0,5 | 50 (0,5) | 70 | 80 |
| Datalight | | 0,488—0,5145 | 60 (—) | 60 | 90 |
| | | 0,43—0,64 | 50 (—) | 45 | 90 |
| | | 0,44—0,64 | 25 (—) | 80 | — |
| Soro | M30M | 0,4—0,7 | <16 (—) | 200 | <70 |
| | IM—50 | 0,4—0,7 | <10 | 250 | >80 |

типа внутренних АОМ: затворы для твердотельных лазеров, модулирующие добротность резонатора [27], и модуляторы, обеспечивающие импульсный вывод энергии, запасенной в резонаторе непрерывного лазера [28].

Затворы. Лазер с модуляцией добротности резонатора работает следующим образом. В процессе накачки лампой активного элемента включается АОМ, который благодаря дифракции света вносит в резонатор потери, обеспечивая такую низкую добротность, при которой не выполняются условия генерации. Когда энергия, запасенная активным элементом, достигает необходимого уровня, АОМ выключается и происходит генерация мощного и короткого импульса излучения. Первоначально модуляция добротности осуществлялась механически, например, с помощью вращающегося отражателя, затем стали использоваться электрооптические затворы, а позднее — АОМ. Преимущества АОМ — низкие потери света и способность одинаково эффективно модулиро-

Таблица 2.1

тических модуляторов

| Управляющая СВЧ мощность, Вт (при длине волны, мкм) | Апертура, мм | Контрастность | Оптическая мощность (плотность мощности) | Материал звукопровода | Примечание |
|---|--------------|---------------|--|------------------------|----------------------|
| — | — | >500:1 | — | Плавленый кварц | Внутренний модулятор |
| — | — | >1000:1 | — | Стекло — тяжелый флинт | |
| 2 ($\lambda_0 = 0,63$) | 2×4 | >1000:1 | 80 Вт/мм ² | Стекло | — |
| 1,6 ($\lambda_0 = 0,63$) | 1 | >1000:1 | 250 Вт/мм ² | PbMoO ₄ | |
| 1,6 ($\lambda_0 = 0,63$) | 1 | >1000:1 | 250 Вт/мм ² | PbMoO ₄ | — |
| 12 ($\lambda_0 = 10,6$) | 1 | — | 2Вт | Ge | |
| — | 2 | — | — | Стекло | — |
| — | 5 | — | — | Кварц | |
| 2,5(—) | 2 | 1000:1 | — | Стекло | — |
| — | 1,8 | 1000:1 | — | Кварц | |
| — | 1,5 | 1000:1 | — | Стекло | |
| — | 1,9 | 800:1 | — | Кварц | |
| 2 | 2×4 | 500:1 | 1 Вт | PbMoO ₄ | — |
| 2 | | 2000:1 | 0,7 Вт | PbMoO ₄ | |

вать любую поляризацию, поскольку в этих затворах используется сдвиговая звуковая волна. На сдвиговой волне эффективность дифракции в плавном кварце очень низка ($M_2=0,3$), поэтому такие затворы требуют большие управляющие мощности — до 50 Вт и водяное охлаждение. Но поскольку АОМ встраивается в лазеры уже имеющие охлаждение и значительное энергопотребление, это обстоятельство не вызывает серьезных труд-

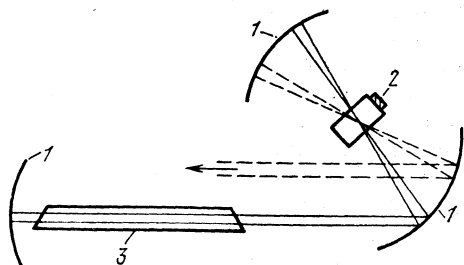


Рис. 2.8. Конструкция резонатора для импульсного вывода излучения с помощью АОМ:

1 — зеркала; 2 — АОМ; 3 — разрядная трубка

ностей. Несущая частота акустооптических затворов обычно 25—50 МГц, быстродействие ~ 1 мкс.

Импульсный вывод излучения из резонатора. Известно, что для ряда непрерывных лазеров интенсивность светового излучения, заключенного между зеркалами резонатора, во много раз превышает интенсивность, излучаемую через эти зеркала.

С помощью модулятора, помещаемого внутрь резонатора, можно вывести всю запасенную там энергию в виде короткого и мощного импульса. Эксперименты с ЭОМ не только показали принципиальную возможность создания такого прибора, но и выявили определенные трудности, связанные с потерями излучения в склейках и поляризационном элементе [29, 30]. Использование АОМ позволило преодолеть эти трудности [28]. Для обеспечения необходимого быстродействия свет в резонаторе внутри АОМ фокусировался системой зеркал (рис. 2.8). Быстродействие АОМ составляло 5 нс, несущая частота 400 МГц. Модулятор в этом устройстве включается на очень короткое время (на время двойного прохода светового луча через резонатор), что составляет около 10 нс, и работает с большой скважностью, по-

сколькo время восстановления энергии в резонаторе составляет несколько микросекунд. Средняя мощность, потребляемая модулятором в таком режиме, составляет несколько ватт.

Сдвиг частоты излучения. Все варианты использования АОМ основаны на их определенных преимуществах перед ЭОМ. Применение АОМ для сдвига частоты лазерного излучения — это самостоятельная область, которая практически не перекрывается с ЭОМ. Световой сигнал со сдвинутой частотой часто необходим в системах гетеродинного приема излучения. Величина частотного сдвига может перестраиваться в пределах полосы пьезопреобразователя изменением частоты управляющего сигнала. В настоящее время такой сдвиг с высокой эффективностью перекачки может быть реализован до частот 0,8—1 ГГц. Параметры акустооптических модуляторов, выпускаемых ведущими зарубежными фирмами, приведены в табл. 2.1.

3. Акустооптические дефлекторы

3.1. Разрешающая способность дефлектора

В отклоняющих акустооптических устройствах — дефлекторах сканирование лазерного луча осуществляется путем изменения акустической частоты. В этом параграфе будут рассмотрены дефлекторы, использующие изотропную брэгговскую дифракцию, для которой справедливы все предыдущие выводы. Теория анизотропных дефлекторов будет изложена ниже.

Акустооптические дефлекторы (АОД) работают со световыми пучками, расходимость которых значительно меньше расходимости звукового поля, т. е. при $a \ll 1$. Легко видеть, что в этом случае распределение поля дифрагированного света идентично распределению поля падающего света. Действительно, как показано в § 1.7, при $a \ll 1$ в выражении (1.48) можно пренебречь вторым множителем. Тогда распределение поля дифрагированного света в дальней зоне определится фурье-преобразованием (1.49) от распределения поля падающего света (1.40) на апертуре дефлектора. Эта особенность позво-

ляет при анализе характеристик дефлектора оперировать только с полем падающей волны, а также формально считать, что отклоненное дефлектором поле есть не что иное, как поле падающего света, продифрагировавшее на его конечной апертуре. Напомним, что по условиям вывода (1.48) под апертурой дефлектора следует понимать его линейную апертуру в плоскости дифракции.

Важнейшей характеристикой дефлектора является разрешающая способность. Под разрешающей способностью понимают число разрешенных в пространстве световых элементов (пятен) или световых позиций, которое обеспечивает дефлектор при изменении частоты акустического поля. Число разрешенных пятен N определяется отношением максимального углового интервала $\Delta\theta$, в пределах которого возможно отклонение при изменении акустической частоты, к угловому размеру дифрагированного поля в дальней зоне $\delta\varphi$

$$N = \Delta\theta / \delta\varphi. \quad (3.1)$$

Угловой размер $\delta\varphi$ отклоненного поля в дальней зоне обусловлен дифракцией падающего света на апертуре дефлектора. Он зависит от распределения падающей волны на апертуре и от выбранного критерия разрешения двух соседних световых пятен. При оценке разрешения обычно используют критерий Релея, согласно которому два пятна одинаковой интенсивности считаются разрешенными, если интенсивность света между ними составляет 81% от ее значения в центрах пятен.

Предположим, что на дефлектор с линейной апертурой D падает плоская волна. Дифракционное распределение интенсивности света в дальней зоне $I_1(\alpha)$ описывается, как известно, функцией

$$I_1(\alpha) = \left(\frac{\sin(\pi D\alpha/\lambda_0)}{\pi\alpha} \right)^2. \quad (3.2)$$

Для того, чтобы два световых пятна с распределением (3.2) были разрешены по критерию Релея, они должны быть разделены угловым интервалом $\delta\varphi$

$$\delta\varphi = \lambda_0 / D. \quad (3.3)$$

Последняя величина принимается за угловой размер светового пятна в дальней зоне.

Угловой диапазон сканирования $\Delta\theta$ равен дифференциалу от удвоенного значения угла Брэгга (см. рис. 2.1)

$$\Delta\theta = (\lambda_0/v \cos \theta_B) \Delta f, \quad (3.4)$$

здесь Δf — полоса акустических частот, в которой возможно отклонение.

Подставляя (3.3) и (3.4) в (3.1), получаем выражение для разрешающей способности дефлектора

$$N = \Delta f D / v \cos \theta_B, \quad (3.5)$$

которое показывает, что для данного материала разрешение пропорционально апертуре дефлектора и полосе его акустических частот. Формулу (3.5) можно переписать в виде

$$N = \tau \Delta f. \quad (3.6)$$

Величина $\tau = D / (v \cos \theta_B)$ есть время прохождения акустической волны через световое поле на апертуре дефлектора (время переключения). Эта величина определяет быстродействие прибора $R = 1/\tau$ при дискретном изменении акустической частоты. Конечное быстродействие связано с физически очевидным обстоятельством: при дискретном выборе частоты положение отклоненного пучка нельзя изменить за время, меньшее времени пробега τ . Выражение (3.5) показывает, что сочетание высокой разрешающей способности с большим быстродействием в изотропном дефлекторе представляется весьма проблематичным.

Выражение для разрешающей способности (3.5) получено для равномерного освещения апертуры дефлектора. При другом распределении поля падающего света разрешающая способность изменится.

Рассмотрим практически важный случай, когда на дефлектор падает волна с гауссовым распределением поля. Угловой размер пятна в дальней зоне будет зависеть от степени ограничения падающего света апертурой дефлектора. В работе [31] показано, что если гауссов пучок ограничен линейной апертурой на уровне $1/e^2$ по интенсивности, т. е. $D = 2\omega_0$ (ω_0 — радиус перетяжки), то пятна будут разрешены по критерию Релея, когда угловой интервал между ними $\delta\varphi_1 = 1,16\lambda_0/D$. По сравнению с первым случаем разрешение дефлектора N_1 уменьшится: $N_1 = N/1,16$. Если гауссов пучок не ограничивается апертурой дефлектора ($D \gg 2\omega_0$), то для раз-

решения по Релею угловой размер пятна $\delta\varphi_2$ должен равняться $\delta\varphi_2 = 0,86 \lambda_0 / 2\omega_0$.

Эти результаты строго справедливы не только для линейной апертуры дефлектора (щели), но и для апертуры в виде прямоугольного отверстия. Для других форм (например, круглой) приведенные формулы будут отличаться другими значениями коэффициентов.

3.2. Полоса рабочих частот дефлектора

Полоса рабочих частот дефлектора определяется несколькими физическими причинами. Наиболее важная связана с конечной шириной углового распределения звукового поля. Влияние зависимости распределения звукового поля от частоты на полосу дефлектора было впервые исследовано в работе [78]. Разумеется, на полосу дефлектора влияет не только распределение звукового поля, которое определяет его собственную частотную характеристику, но и частотная характеристика системы возбуждения звука. Так же, как и в § 2.1 и 2.2 (при $P_a = \text{const}$), влиянием последней будем пренебрегать. Но в отличие от частотной характеристики модулятора, определяемой выражением (2.1), под частотной характеристикой дефлектора будем понимать зависимость интенсивности отклоненного света от частоты при неизменном угле падения.

Уменьшение длины преобразователя расширяет диаграмму направленности звука и соответственно полосу рабочих частот, но одновременно переводит режим работы дефлектора от режима Брэгга к режиму Рамана—Ната. В промежуточном случае между дифракцией Брэгга и дифракцией Рамана—Ната на полосу дефлектора накладывается дополнительное ограничение — она не может быть более 1 октавы. В противном случае область сканирования 1-м дифракционным порядком (брэгговским) перекрывается областью сканирования 2-м порядком. Наконец, из рассмотрения следует исключить ту область частот, в которой в высшие порядки дифрагирует значительная часть падающего света.

Из сказанного следует, что полоса дефлектора зависит от центральной акустической частоты и длины преобразователя. Практически удобно полосу дефлектора рассматривать как функцию нижней частоты диапазона

f_1 . В зависимости от величины параметра $Q = 2\pi L\lambda (f_1^2/v^2)$ на этой частоте рассмотрим три случая:

1. $Q \geq 4\pi$. Режим Брэгга. Согласно [7] при звуковой мощности, определяемой из (1.34), в высшие порядки дифрагирует незначительная (менее 5%) часть света.

2. $\pi < Q < 4\pi$. Промежуточный режим между дифракцией Брэгга и дифракцией Рамана — Ната. В этой обла-

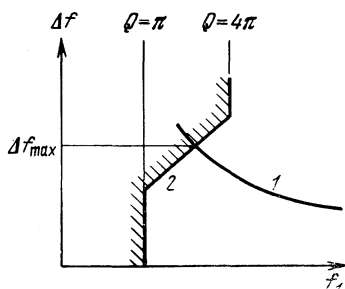


Рис. 3.1. Полоса дефлектора в зависимости от нижней граничной частоты

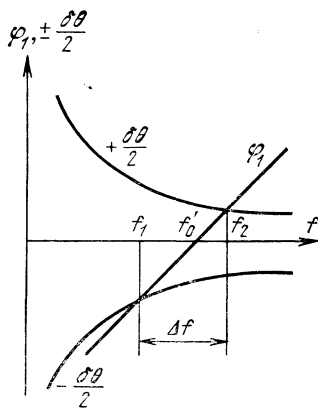


Рис. 3.2. Графики функций φ_1 и $\pm\delta\theta/2$ в зависимости от акустической частоты

сти в более высокие порядки перекачивается от 5 до 40% падающей световой энергии [7] и для работы дефлектора необходимо выполнение условия, чтобы в процессе сканирования луч 1-го порядка не попал в область сканирования луча 2-го порядка.

3. $Q \leq \pi$. В высшие порядки дифрагирует более 40% падающего света. Частоты, для которых $Q < \pi$, рассматривать не будем. Эти три случая определяют допустимую область изменений акустических частот (рис. 3.1), запрещенная область на рисунке заштрихована.

Найдем полосу дефлектора при слабом акустическом поле, исходя из расходимости звука и перечисленных ограничений. Пусть условие Брэгга выполняется на частоте f_0' . Обозначим через φ_1 половину углового отклонения дифрагированного света от первоначального направления при изменении акустической частоты, через

$\delta\theta$ — расходимость звукового поля на новой частоте f :

$$\varphi_1 = (\lambda/2v)(f - f'_0), \quad \delta\theta = v/Lf.$$

Область изменения акустических частот, в которой интенсивность дифрагированного света уменьшается не более чем в $\pi^2/4$ раз (или на 4 дБ) от ее значения на центральной частоте f'_0 , при слабом взаимодействии определится неравенствами:

$$\varphi_1 \leq 1/2\delta\theta \text{ при } f > f'_0,$$

$$\varphi_1 \geq -1/2\delta\theta \text{ при } f < f'_0.$$

Графики функций φ_1 и $\pm 1/2\delta\theta$ в зависимости от частоты f изображены на рис. 3.2.

Решив квадратные уравнения $\varphi_1 = 1/2\delta\theta$ и $\varphi_1 = -1/2\delta\theta$, найдем граничные частоты f_1 и f_2 :

$$f_2 = \frac{f'_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{f'_0}{2}\right)^2 + \frac{v^2}{L\lambda}}, \quad (3.7)$$

$$f_1 = \frac{f'_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{f'_0}{2}\right)^2 - \frac{v^2}{L\lambda}}. \quad (3.8)$$

Выражая из последней формулы частоту

$$f'_0 = f_1(1 + 2\pi/Q) \quad (3.9)$$

и исключая ее из (3.7) и (3.8), для полосы частот дефлектора $\Delta f = f_2 - f_1$ (рис. 3.2) получаем выражение

$$\Delta f = f_1 \left\{ \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{3\pi}{Q} + \left(\frac{\pi}{Q}\right)^2} + \frac{\pi}{Q} - \frac{1}{2} \right\}. \quad (3.10)$$

Отсюда следует очевидный вывод о том, что полоса, определяемая расходимостью звука, при заданном размере пьезопреобразователя увеличивается с уменьшением частоты (кривая 1 на рис. 3.1). Но в промежуточной области ($\pi < Q < 4\pi$) полоса частот дефлектора не может быть больше f_1 (прямая 2 на рис. 3.1) — это условие позволяет избежать попадания дифрагированного максимума 2-го порядка в область углов, сканируемых 1-м порядком.

В области Брэгга, где $Q \geq 4\pi$, это ограничение на полосу снимается, так как там интенсивность 2-го порядка пренебрежимо мала. Однако в области Брэгга полоса частот уменьшается из-за меньшей расходимости

звука. Линии 1 и 2 на рис. 3.2 пересекаются в точке $Q=3\pi$, находящейся в промежуточной области. В этой точке дефлектор имеет максимальную полосу Δf_{\max} . Решая уравнение (3.10), при условии $\Delta f_{\max}=f_1$ найдем максимальную ширину полосы дефлектора

$$\Delta f_{\max} = \sqrt{3/2} (v/\sqrt{L\lambda}) \approx 1,25 (v/\sqrt{L\lambda}). \quad (3.11)$$

Так как полоса дефлектора равна октаве, то его нижняя частота определяется формулой (3.11). Центральную рабочую частоту f'_0 можно найти из выражения (3.9):

$$f'_0 = {}^5/3 \Delta f_{\max}. \quad (3.12)$$

Заметим, что центральная рабочая частота f'_0 , т. е. та частота, на которой выполняется условие Брэгга, не совпадает с центром рабочего диапазона f_0 , определяемого из очевидного равенства $\Delta f_{\max} = {}^2/3 f_0$. В области Брэгга дефлектор имеет более узкую полосу. Так, при нижнем пределе дифракции Брэгга ($Q=4\pi$) полоса дефлектора Δf составляет всего

$$\Delta f = 0,75 (v/\sqrt{L\lambda}). \quad (3.13)$$

Итак, для реализации максимальной полосы частот дефлектор должен работать в промежуточном режиме.

Формулы (3.9) и (3.11) определяют оптимальные параметры дефлектора. При уменьшении длины преобразователя L полоса дефлектора смещается в сторону более высоких частот и одновременно расширяется. Однако с уменьшением длины преобразователя уменьшается эффективность дифракции, а соответствующее увеличение управляющей мощности крайне нежелательно из-за тепловых искажений оптических характеристик акустооптического вещества. Кроме того, на высоких частотах увеличиваются потери звука в веществе, что также искажает дифрагированный луч.

3.3. Дефлектор в режиме линейного сканирования

В § 3.1 было показано, что быстродействие (время переключения) дефлектора при произвольном изменении акустической частоты (произвольной выборке) определяется временем пробега акустической волны через световое поле. Бóльшее быстродействие может быть

достигнуто в том случае, если акустооптический дефлектор работает в режиме линейного сканирования света [32, 33]. Этот режим отличается от рассмотренного (дискретного) тем, что акустическая частота, меняясь во времени по пилообразному закону, вызывает непрерывное сканирование отклоненного пучка.

Предположим, что пилообразное изменение акустической частоты Δf происходит с периодом T . Предположим также, что время обратного хода пилы равняется нулю. В момент скачкообразного изменения частоты возникает переходный процесс длительностью τ , и для отклонения света фактически используется лишь часть частотного интервала $\Delta f_1 = \Delta f(1 - \tau/T)$. Согласно (3.6) число разрешенных пятен определится формулой

$$N_{\text{д}} = \tau \Delta f_1^2 (1 - \tau/T) = N_0 (1 - m_1),$$

где N_0 — разрешающая способность этого же дефлектора в дискретном режиме; $m_1 = \tau/T$. Ухудшение разрешения дефлектора компенсируется значительным увеличением его быстродействия. Различают среднее быстродействие (среднее число пятен, сканируемых за единицу времени): $R_1 = N_{\text{д}}/T = \Delta f m_1 (1 - m_1)$ и мгновенное: $R_2 = N_{\text{д}}(T - \tau) = \Delta f \tau/T$.

Среднее быстродействие в режиме линейного сканирования при данном T является функцией полосы частот Δf . Оно достигает максимума при $m_1 = 1/2$:

$$R_{1\text{max}} = \Delta f/4.$$

Заметим, что в этом случае $N_{\text{д}} = N_0/2$, т. е. при максимальном среднем быстродействии разрешение дефлектора составляет половину от возможного разрешения в дискретном режиме. При этом переход от одного пятна к другому происходит в $\Delta f \tau/2$ раз быстрее (так как при $m_1 = 1/2$ мгновенное быстродействие превышает среднее в два раза).

Следует отметить, что рассмотренный режим работы дефлектора неизбежно вызывает цилиндрическую фокусировку отклоненного луча в плоскости сканирования, связанную с тем, что вдоль апертуры дефлектора акустическая частота в любой момент времени распределена по линейному закону. Фокус эквивалентной цилиндрической линзы определяется формулой [32]

$$F = v_2 T / (\lambda_0 \Delta f).$$

Для того, чтобы скомпенсировать эффект фокусировки при линейном изменении акустической частоты, можно использовать соответствующую цилиндрическую оптику.

3.4. Конструкции дефлектора и формирующей оптической системы

Так как разрешающая способность дефлектора пропорциональна его апертуре, то увеличение последней является естественной тенденцией. Однако это требует применения специальной формирующей оптики. Формирующая оптическая система должна обеспечить боль-

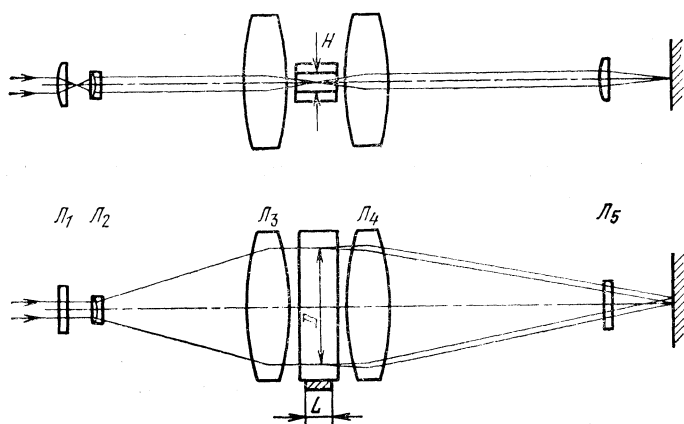


Рис. 3.3. Схема формирующей оптической системы для акустооптического дефлектора.

L_1 , L_5 — цилиндрические линзы; L_2 , L_3 и L_4 — сферические линзы

шой размер светового пучка лишь в плоскости дифракции. В другом измерении система должна фокусировать пучок так, чтобы он полностью вписался в акустический столб шириной H . Схема типичной оптической системы, формирующей эллиптический пучок, приведена на рис. 3.3. Падающий световой пучок расширяется до необходимого размера телескопической системой, состоящей из линз L_2 и L_3 . Цилиндрическая линза L_1 , расположенная на входе системы, не оказывает влияние на ход лучей в плоскости дифракции, но фокусирует пучок в перпендикулярном направлении. После отклоне-

ния эллиптический пучок восстанавливается в аксиальный линзами L_4 и L_5 и проецируется на экране.

Примером конструктивного выполнения формирующей оптической системы на $\lambda_0=0,63$ мкм, собранной по схеме рис. 3.3, может служить фотография на рис. 3.4.

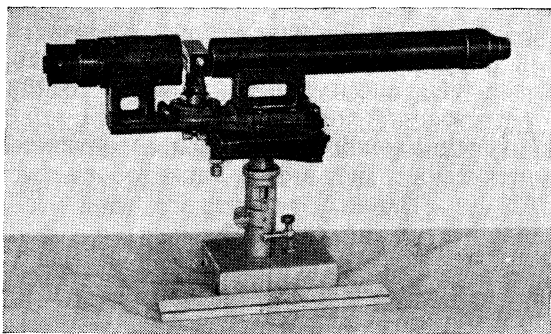


Рис. 3.4. Внешний вид формирующей оптической системы с дефлектором.

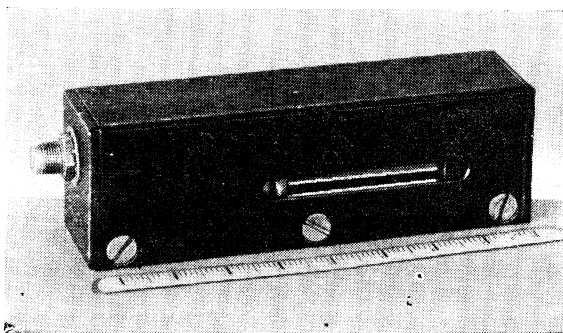


Рис. 3.5. Акустооптический дефлектор на 500 положений; $\lambda_0=0,6328$ мкм

Фотография дефлектора, используемого в данной системе, приведена на рис. 3.5.

Звукопроводом в этом дефлекторе служит монокристалл молибдата свинца $PbMoO_4$ размерами $6 \times 15 \times 30$ мм. Преобразователь из 36-градусного Y-среза ниобата лития возбуждает продольную звуковую волну,

распространяющуюся в направлении оси $[001]$ кристалла. Преобразователь соединяется с поверхностью звукопровода методом холодной индиевой сварки в вакууме. Центральная частота равняется 160 МГц; полоса частот дефлектора составляет 83 МГц с неравномерностью 3 дБ. Размеры акустического столба: $L \times H = 7 \times 1$ мм. С противоположной от преобразователя стороны к звукопроводу присоединялась согласованная акустическая нагрузка. Акустооптический элемент помещал-

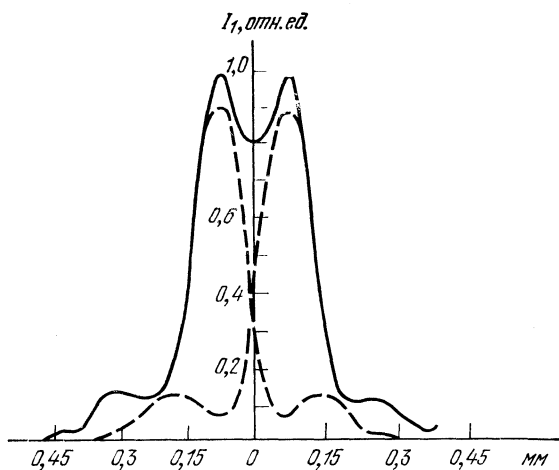


Рис. 3.6. Распределение интенсивности отклоненного дефлектором света (сплошная линия).

Два пятна разрешены по критерию Релея

ся в массивный медный корпус, обеспечивающий теплоотвод от преобразователя и звукопоглотителя. Эффективность дефлектора достигала 50% на 1 Вт СВЧ мощности.

Оптическая система такого типа была рассчитана на работу с лазером ЛГ-36. Размеры осей светового эллипса по уровню $1/c^2$ от интенсивности в центре составляли $30 \times 0,16$ мм. Диаметр отклоненного луча на выходе системы 0,3 мм. Потери света в оптической системе с дефлектором менее 30%.

На рис. 3.6 показано распределение интенсивности света в плоскости изображений (сплошная линия) при подаче на дефлектор двух сигналов, различающихся по

частоте на 163 кГц. Этот частотный интервал соответствовал двум разрешенным по критерию Релея позициям (величина провала, разделяющего два соседних максимума, составляла около 20% от их амплитуд). Распределение интенсивности каждого из пятен на рис. 3.6 показано штриховой линией. По критерию Релея дефлектор разрешает более 500 пятен.

3.5. Тепловые искажения в дефлекторе

Тепловые искажения в АОД проявляются сильнее, чем в АОМ. Это объясняется тем, что световой пучок, проходящий через АОД, обычно имеет малую расходимость. Выделение тепла при работе АОД приводит к искажению распределения светового поля дифрагированного пучка и к уменьшению разрешающей способности.

Тепловая деформация оптического пути дефлектора на молибдате свинца, рассмотренного в предыдущем параграфе, исследована в работе [24]. Коэффициент поглощения звука в молибдате свинца

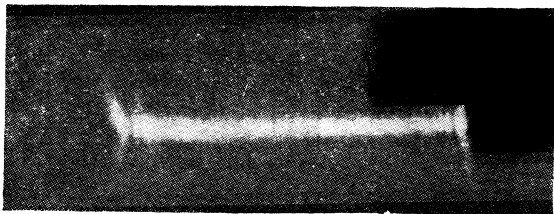


Рис. 3.7. Искажения отклоненного света, вызванные нагревом кристалла дефлектора.

Пьезопреобразователь расположен слева.

мал, и в отличие от модулятора (см. § 2.4) нагрев звукопровода в дефлекторе обусловлен выделением тепла в пьезопреобразователе и поглотителе. В областях, непосредственно прилегающих к преобразователю и поглотителю, наблюдаются наиболее сильные искажения оптического пути. Это явление иллюстрируется фотографией отклоненного света на удаленном экране (рис. 3.7), которая получена при равномерном освещении апертуры дефлектора и подаче на его вход 3,2 Вт СВЧ мощности. Для того, чтобы разрешение дефлектора не зависело от подводимой мощности, целесообразно уменьшать его апертуру, экранируя края кристалла. Вне этих областей оптический путь изменяется очень незначительно. Экспериментально было показано, что это небольшое изменение — линейное, а следовательно, оно не влияет на разрешение дефлектора и приводит лишь к повороту дифрагированного излучения в плоскости дифракции при изменении СВЧ мощности.

На рис. 3.8 представлена ортоскопическая картина, полученная при равномерном освещении апертуры излучением, поляризованным под углом 45° к оси [001]. Интерференционные полосы являются изотермами, усредненными в направлении распространения света. Фотография сделана после 15-мин прогрева дефлектора при 3,2 Вт СВЧ мощности. Разность температур, соответствующая двум соседним полосам, равна $1,42^\circ\text{C}$.

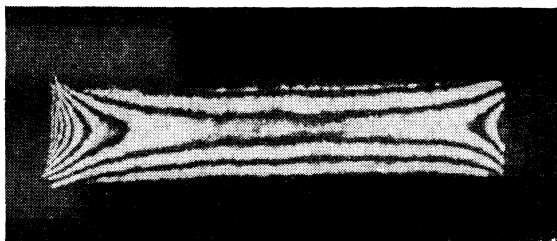


Рис. 3.8. Изотермы кристалла дефлектора в направлении распространения света

Приведенные результаты указывают на необходимость уменьшения мощности, требуемой для работы акустооптического устройства, и улучшения отвода тепла. В дефлекторах на молибдате свинца предпочтительно использовать необыкновенный луч как менее чувствительный к тепловым градиентам.

3.6. Дефлектор со сканируемым акустическим полем

В области Брэгга увеличение разрешающей способности дефлектора за счет расширения диапазона рабочих акустических частот возможно лишь при управлении угловым положением акустического поля при изменении его частоты [34, 35]. В этом случае ограничение частотного диапазона, связанное с угловой шириной звукового поля, снимается, и в дефлекторе может быть использован длинный преобразователь. Легко реализуемая на практике система сканирования акустического поля с помощью решетки фазированных преобразователей подробно рассмотрена в работе [35].

Пусть преобразователь представляет решетку, состоящую из M элементов длиной $d/2$, каждый из которых возбуждает звуковую волну, сдвинутую по фазе на 180° по сравнению с соседним (рис. 3.9,а). Общая длина преобразователя $L = Md/2$. Угловое распределение

амплитуды звукового поля $S(\varphi, X)$, излучаемого такой решеткой, в дальней зоне описывается выражением

$$S(\varphi, X) = S_{+1}(\varphi) \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \varphi_{+1} X\right) + \\ + S_{-1}(\varphi) \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \varphi_{-1} X\right),$$

где при $\varphi \ll 1$ и $\varphi_{\pm 1} \ll 1$

$$S_{\pm 1}(\varphi) = \pm \frac{2}{\pi} S_0 \frac{\sin[(\pi L/\Lambda)(\varphi - \varphi_{\pm 1})]}{(\pi L/\Lambda)(\varphi - \varphi_{\pm 1})}, \quad \varphi_{\pm 1} = \pm \frac{v}{fd}. \quad (3.14)$$

Здесь S_0 — амплитуда звукового поля в плоскости $X=0$; угол φ отсчитывается от положительного направления оси X .

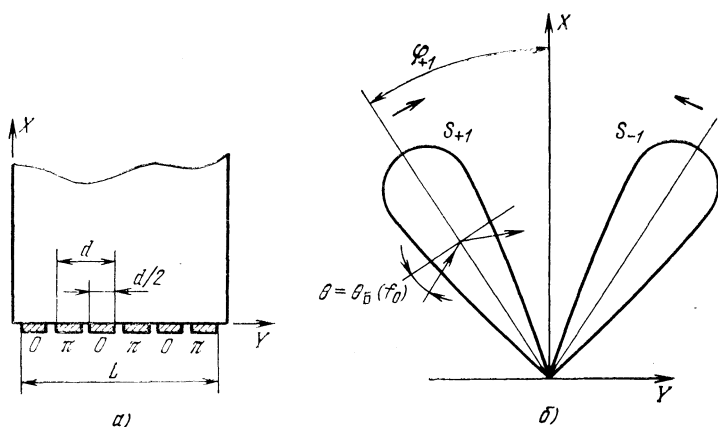
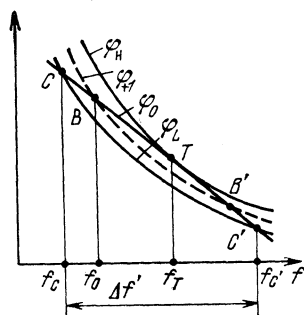


Рис. 3.9. Решетка преобразователей, излучающих звук в противофазе (а), и ее полярная диаграмма направленности (б)

Распределение звукового поля в дальней зоне состоит из двух максимумов, каждый из которых имеет угловое распределение, соответствующее однородному преобразователю длиной L , и расположенных симметрично относительно оси X (т. е. направления $\varphi=0$) под углами $\pm v/fd$. Эта особенность иллюстрируется полярной диаграммой направленности на рис. 3.9, б. При увеличении акустической частоты направление распростра-

нения поля S_{+1} будет поворачиваться по часовой стрелке, поля S_{-1} — против часовой стрелки. Пусть на дефлектор под неизменным углом к оси Y падает световой пучок, который образует угол θ с фронтом акустической волны S_{+1} . Если для некоторой частоты f_0 этот угол является брэгговским $\theta = \theta_B(f_0)$, то при увеличении акустической частоты этот угол будет также увеличиваться вследствие поворота максимума S_{+1} (рис. 3.9). Очевидно, что для отклонения света может быть использован только один максимум акустического поля.

Рис. 3.10. Графики функций φ_{+1} , φ_H , φ_L и φ_0 в зависимости от акустической частоты f



Легко видеть, что частотные зависимости угла Брэгга и направления распространения звукового поля различны. Зависимость направления максимума S_{+1} от частоты, т. е. угла φ_{+1} , дается формулой (3.14). Функции φ_H и φ_L , равные

$$\varphi_H = \varphi_{+1} + v/(2fL),$$

$$\varphi_L = \varphi_{+1} - v/(2fL),$$

определяют область акустического поля с интенсивностью большей $4/\pi^2$ от ее максимального значения. Наконец функция φ_0 , равная

$$\varphi_0 = \varphi_{+1}(f_0) - \theta_B(f) - \theta_B(f_0),$$

показывает, как должно зависеть от акустической частоты такое направление распространения поля, при котором угол падения света всегда равнялся бы брэгговскому.

Графики функций φ_{+1} , φ_H , φ_L и φ_0 изображены на рис. 3.10. При изменении акустической частоты отклонение света будет происходить лишь на тех частотах, для

которых значение функции φ_0 лежит внутри области, заключенной между графиками функции φ_H и φ_L :

$$\varphi_L(f) \leq \varphi_0(f) \leq \varphi_H(f).$$

Очевидно, что диапазон частот $\Delta f' = f_{c'} - f_c$ будет максимален, если прямая φ_0 будет касательной к гиперболе φ_H в точке f_T (рис. 3.10). Значение f_T является единственным корнем квадратного уравнения $\varphi_0 = \varphi_H$; граничные частоты $f_{c'}$ и f_c определяются из решения уравнения $\varphi_0 = \varphi_L$:

$$f_T = f_0 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{r}} \right), \quad f_c = f_T - f_0 \sqrt{\frac{2}{r}},$$

$$f_{c'} = f_T + f_0 \sqrt{\frac{2}{r}}, \quad (3.15)$$

здесь $r = f_0^2 L \lambda / v^2$.

Две последние формулы в (3.15) определяют диапазон акустических частот, в пределах которого происходит отклонение света:

$$\Delta f' = 2\sqrt{2v}/\sqrt{L\lambda}. \quad (3.16)$$

Оптимальный период решетки d находится из условия, что f_T является единственным корнем уравнения $\varphi_0 = \varphi_H$:

$$d = 2L/[r(1 + 2/\sqrt{r})].$$

Выражение (3.16) показывает, что полоса рабочих частот системы со сканируемым полем в несколько раз превышает полосу обычного дефлектора, работающего в области Брэгга. Действительно, из (3.13) и (3.16) имеем $\Delta f' = 3,8 \Delta f$.

Как отмечалось в § 3.2, полную частотную характеристику дефлектора (штриховая линия на рис. 3.11) определяют частотная характеристика пьезопреобразователя (кривая 1) и собственная частотная характеристика дефлектора (кривая 2). Частотная характеристика дефлектора имеет провал в центре на частоте f_T , так как условие Брэгга строго выполняется лишь в двух точках: B и B' (рис. 3.10). В точках C , C' и T интенсивность звукового поля в $\pi^2/4$ раза меньше, чем в точках B и B' . Провал в центре частотной характеристики

можно скомпенсировать, если центральную частоту преобразователя выбрать равной f_T (рис. 3.11).

Рассмотренную систему сканирования акустического поля легко реализовать на практике, но есть у нее недостаток: для отклонения света используется лишь один из двух максимумов акустического поля и соответственно всего $4/\pi^2 \approx 0,4$ акустической мощности.

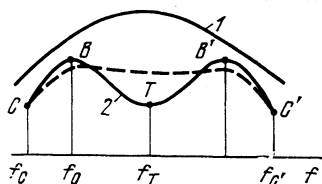


Рис. 3.11. Формирование частотной характеристики дефлектора

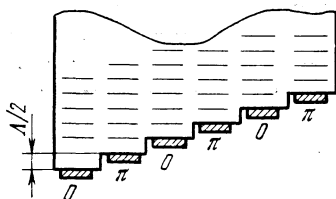


Рис. 3.12. Схематическое изображение решетки излучателей с одним главным максимумом

От этого недостатка свободно устройство, предложенное в работе [34], диаграмма направленности которого имеет один главный максимум (рис. 3.12). Оно отличается от предыдущего тем, что преобразователи, включенные в противофазе, не лежат в одной плоскости, а смещены друг относительно друга. Высота ступени выбирается равной половине длины волны на центральной частоте f_0 . Для компенсации изменения брэгговского угла с частотой длина каждого преобразователя должна равняться $v^2/(\lambda f_0)$.

Изготовление такой ступенчатой конструкции связано со значительными технологическими трудностями, что ограничивает ее использование.

3.7. Применение акустооптических дефлекторов

В настоящее время известны всего два способа немеханического управляемого отклонения светового луча: электрооптический и акустооптический. Электрооптические дефлекторы (ЭОД) были разработаны раньше акустооптических (АОД), но они оказались очень сложными при изготовлении, поскольку представляют собой конструкцию, насчитывающую до сотни оптических эле-

ментов. Кроме того, ЭОД требуют высокое управляющее напряжение, что резко усложняет электронику обслуживания. Поэтому АОД часто используются в тех устройствах, где раньше предполагалось использовать ЭОД.

Практически для всех применений необходимо двухкоординатное отклонение излучения. Для его осуществления свет пропускается через две акустооптические ячейки, ориентированные взаимно перпендикулярно. Свет, отклоненный первой ячейкой, проходит через вторую и отклоняется ею в перпендикулярном направлении. Одной из наиболее важных областей применения АОД

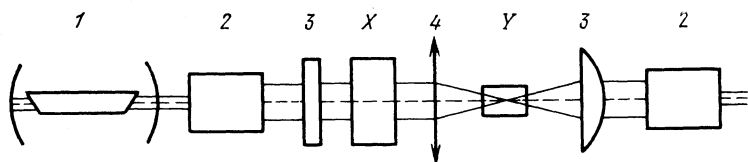


Рис. 3.13. Оптическая формирующая система двухкоординатного дефлектора:

1 — лазер; 2 — телескопы; 3 — цилиндрические линзы; 4 — сферическая линза; X и Y — дефлекторы

являются системы оптической памяти. Так, в работе [36] АОД осуществлял запись и считывание информации, представленной в виде матрицы голограмм. Разрешение дефлектора 220×220 позиций по критерию Релея, быстродействие 3 мкс. В дефлекторе использовались кристаллы молибдата свинца, диапазон управляющих частот от 150 до 250 МГц. Довольно сложная оптическая формирующая система дефлектора (рис. 3.13) содержит сферические и цилиндрические линзы. Эффективность отклонения составляет 45%.

Для аналогичных целей в работе [37] использовался двухкоординатный дефлектор на парателлурите, обеспечивающий считывание 32×32 голограмм. Этот прибор имел более простую формирующую оптику, состоящую из обычного телескопа. Быстродействие дефлектора 8 мкс.

Другой проблемой, которая решается с помощью АОД, является создание немеханического устройства вывода информации из ЭВМ. Недостатком существующих механических систем печати является низкое быстродействие и недостаточная надежность.

АОД является главным элементом в цифро-буквопечатающих устройствах вывода информации из ЭВМ, разработанного американской фирмой Zenith [38]. В этом устройстве один дефлектор с разрешением 10^3 позиций отклонял луч вдоль строки, а другой дефлектор, на который заводилось одновременно семь сигналов на разных частотах от генератора, создавал веер лучей для записи по вертикали (рис. 3.14). Каждый знак записывался с помощью комбинации из 7×5 точек, каждая строка состояла из 132 знаков. В АОД, использованных в этой системе, в качестве акустооптического вещества применялось стекло. Несущая частота дефлектора с высоким разрешением (10^3 позиций) составляла 150 МГц, дефлектора с низким разрешением (7 позиций) — 40 МГц. Запись осуществлялась на фоточувствительной бумаге, время записи строки около 1320 мкс.

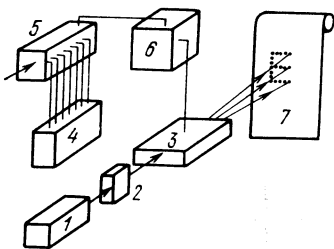


Рис. 3.14. Схема цифро-буквопечатающего устройства вывода информации на ЭВМ:

1 — лазер; 2 — малопозиционный дефлектор M40R; 3 — дефлектор D-150R с разрешением 1000 позиций; 4 — семичастотный генератор; 5 — кодирующее устройство; 6 — управляющее устройство; 7 — экран (свето-чувствительная бумага)

В работе [39] однокоординатный АОД применялся для получения телевизионного изображения на экране размером $1,2 \times 0,9$ м². Этим дефлектором луч лазера отклонялся в горизонтальном направлении (строчная развертка). В вертикальном направлении (кадровая развертка) движение луча осуществлялось с помощью механической отклоняющей системы, основной деталью которой служила многогранная зеркальная призма, вращавшаяся электродвигателем. Были опробованы два типа АОД. Один дефлектор в качестве звукопровода использовал молибдат свинца, другой — парателлуриит. Дефлектор на молибдате свинца имел разрешение 282 позиции, дефлектор на парателлуриите 524. Параметры АОД, выпускаемых ведущими зарубежными фирмами, приводятся в табл. 3.1.

Параметры акустооптических дефлекторов

| Фирма-изготовитель | Модель | Рабочая длина волны, мкм | Число разрешенных позиций (по критерию Релея) | Диапазон рабочих частот, МГц | Эффективность, % | Управляющая мощность, Вт | Материал звукопровода | Оптическая апертура, мм | Время переключения, мкс | Примечания |
|--------------------|-----------|--------------------------|---|------------------------------|--------------------------|--------------------------|-----------------------|-------------------------|-------------------------|----------------------------|
| Soro | D250K | 0,44—0,7 | 800 | 150—300 | ≥ 50 | — | PbMoO ₄ | 20 | 5,5 | — |
| | | 0,44—0,7 | 1000 | 150—300 | ≥ 50 | — | PbMoO ₄ | 24 | 7,5 | — |
| Isomet | LD-400-X | 0,514 | 650 400×400 | 75—125 | ≥ 50 | 3,5 | TeO ₂ | 8×7 | 13 | Двухкоординатный дефлектор |
| | LD-400-XY | 0,514 | | 75—125 | ≥ 50 | 3,5 | TeO ₂ | ∅6,6 | 10,7 | |
| | LD-401-1X | 0,44 | 320 | 85—125 | — | 1,5 | TeO ₂ | ∅6,6 | 10,7 | |
| | LD-401-2X | 0,488—0,514 | 400 | 75—125 | — | 2 | TeO ₂ | ∅6,6 | 10,7 | |
| | LD-401-5X | 0,6328 | 400 | 75—125 | — | 3 | TeO ₂ | ∅6,6 | 10,7 | |
| | LD-401-7X | 1,06 | 180 | 35—55 | — | 4 | TeO ₂ | ∅7,0 | 12 | |
| Zenith | D70R | 0,6328 | 400 | 50—90 | В центре 70; на краях 60 | 3,5 | Стекло | 38,6×2 | 10 | — |
| | D150R | 0,6328 | 1000 | 100—200 | В центре 50; на краях 40 | 9 | " | 41×2 | 10 | |

4. Анизотропная дифракция

4.1. Угловые соотношения

В процессе дифракции в зависимости от вида звуковой волны и действующих фотоупругих констант поляризация дифрагированного света может совпадать или отличаться от поляризации падающего света (см. § 1.6). В изотропной среде это не меняет угловых соотношений дифракции. Диаграмма волновых векторов в изотропной среде не зависит от поляризации дифрагированного света и имеет вид равнобедренного треугольника (рис. 1.3, а). В анизотропной среде возможны два вида дифракции. Если волновые векторы падающей и дифрагированной волн равны по величине, а это может быть только при сохранении поляризации, дифракцию называют изотропной. Если величины волновых векторов отличаются, то дифракцию называют анизотропной. Ее непременным условием является поворот плоскости поляризации дифрагированной волны. По этой причине эффективность анизотропной дифракции определяется теми компонентами тензора фотоупругости p_{ijlm} , у которых $i \neq j$. Анизотропная дифракция была рассмотрена в 1967 г. Диксоном на примере одноосного кристалла, в котором свет распространяется перпендикулярно оптической оси [41]. Угловые соотношения анизотропной дифракции в одноосных и двуосных кристаллах для различных ориентаций рассмотрены в работах [42, 43].

Обозначив через k и k_1 волновые векторы падающего и дифрагированного света, а через θ_B и θ_1 — углы падения и дифракции, из векторной диаграммы рис. 1.3, б найдем

$$k \cos \theta_B = k_1 \cos \theta_1,$$

$$k \sin \theta_B = K - k_1 \sin \theta_1.$$

Возводя первое уравнение в квадрат и пользуясь тождеством $\cos^2 \theta \equiv 1 - \sin^2 \theta$, получаем:

$$\sin \theta_B = (K^2 + k^2 - k_1^2) / (2kK),$$

$$\sin \theta_1 = (K^2 + k_1^2 - k^2) / (2k_1K).$$

Учитывая, что $k = 2\pi n / \lambda_0$, $k_1 = 2\pi n_1 / \lambda_0$, где n и n_1 — коэффициенты преломления падающего и дифрагированного света, углы падения и дифракции можно предста-

вить как функции акустической частоты:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda_0 f}{2nv} \left[1 + \frac{v^2}{f^2 \lambda_0^2} (n^2 - n_1^2) \right], \quad (4.1)$$

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda_0 f}{2n_1 v} \left[1 - \frac{v^2}{f^2 \lambda_0^2} (n^2 - n_1^2) \right].$$

Коэффициенты преломления n и n_1 в общем случае являются функциями направления световой волны $n = n(\theta_B)$, $n_1 = n_1(\theta_1)$, поэтому в явном виде зависимость угла дифракции от частоты удается представить лишь для некоторых частных случаев.

Если, например, звуковая волна распространяется перпендикулярно оптической оси одноосного положительного кристалла, а поляризация падающей световой волны лежит в одной плоскости с его оптической осью (необыкновенный луч), в выражениях (4.1) нужно положить $n_1 = n_0$, $n = n(\alpha)$. Через α обозначен угол между плоскостью дифракции и оптической осью кристалла. При $\alpha = 90^\circ$ $n = n_e$ при $\alpha = 0$ $n = n_0$ [44]. Выражения (4.1) графически представлены на рис. 4.1. Вблизи $f = f_0$ угол падения света слабо зависит от частоты акустической волны. Режим работы дефлектора вблизи этой частоты представляет чрезвычайный интерес, поскольку при относительно небольшом изменении угла падения $\Delta\theta_a$, обеспечиваемого за счет расходимости звуковой волны, достигается значительное угловое перемещение дифрагированного луча $\Delta\theta_{a1}$ (рис. 4.1, 4.2). Значение f_0 можно определить, продифференцировав первое уравнение (4.1) и положив $\partial\theta_B/\partial f = 0$:

$$f_0 = v/\lambda \sqrt{|n^2 - n_1^2|}. \quad (4.2)$$

При изменении положения плоскости дифракции относительно оптической оси кристалла, т. е. меняя угол α , можно соответственно изменять значение величины f_0 от максимальной для данного кристалла величины $(v/\lambda) \sqrt{|n_0^2 - n_e^2|}$ до нуля [44].

Из (4.1) можно определить расходимость звуковой волны, необходимую для отклонения светового луча при изменении частоты звука в диапазоне $\Delta f = 2(f - f_0)$

$$\Delta\theta_a \approx \lambda (\Delta f)^2 / (8n_0 v f)$$

$$\text{или } \Delta\theta_a \approx \frac{1}{4} \sin \theta_n (\Delta f/f_0)^2,$$

где через $\sin \theta_n$ обозначено выражение $\lambda f_0/(2nv)$ (θ_n — угол Брэгга при изотропной дифракции). С другой стороны, если наблюдается изотропная дифракция на звуковой волне с частотой f_0 и с той же скоростью распространения v , то этот же частотный диапазон обеспечивается углом расходимости звука $\Delta\theta_n \approx \sin \theta_n \Delta f/f_0$.

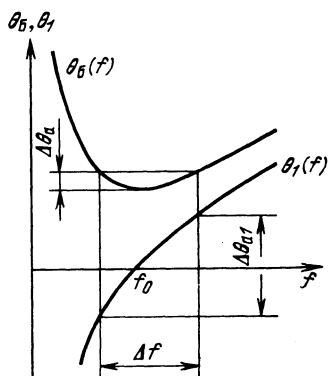


Рис. 4.1. Зависимость угла Брэгга для падающего и дифрагированного светового луча от частоты звука

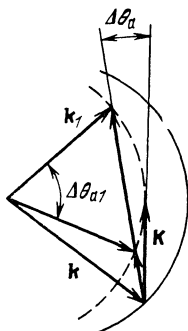


Рис. 4.2. Векторная диаграмма анизотропной дифракции света на расходящейся звуковой волне.

Относительно небольшая расходимость звука $\Delta\theta_a$ обеспечивает гораздо больший диапазон углов сканирования дифрагированного света $\Delta\theta_{a1}$

В режиме, промежуточном между режимами Брэгга и Рамана—Ната, максимальный частотный диапазон

$\Delta f = 2/3 f_0$ (см. § 3.2), следовательно, $\Delta\theta_n \approx 2/3 \sin \theta_n$.

В анизотропном дефлекторе этот же частотный диапазон обеспечивается гораздо меньшим углом расходимости звука $\Delta\theta_a = 1/9 \sin \theta_n$. Поэтому в нем можно использовать пьезопреобразователь большей длины с соответственной большей эффективностью дифракции. Впрочем, такое сравнение имеет скорее иллюстративную, чем практическую цель и показывает, что если в одном и том же материале при одинаковых скорости звука и коэффициенте акустооптического качества осуществима изотропная и анизотропная дифракция, то для дефлектора анизотропная дифракция предпочтительнее. На практике чаще всего выбор вида дифракции связан с выбором материала дефлектора. Для этого приходится

учитывать еще и такие параметры, как диапазон оптической прозрачности, акустические потери, скорость звука, акустооптическое качество, максимально достижимый размер звукопровода. Кроме того, выбор центральной частоты f_0 при анизотропной дифракции определяется двулучепреломлением вещества, что в некоторых случаях не позволяет реализовать такой же частотный диапазон, как и в изотропных дефлекторах. Так, преимущества анизотропного дефлектора на пара-

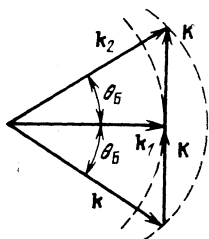


Рис. 4.3. Векторная диаграмма двухфотонного процесса дифракции света на плоской звуковой волне в анизотропных кристаллах

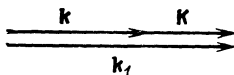


Рис. 4.4. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процесс коллинеарной дифракции

теллуриде связаны, главным образом, с низкой скоростью звука в этом материале и с его высоким коэффициентом акустооптического качества.

Анизотропная дифракция имеет некоторые особенности, присущие только этому виду акустооптического взаимодействия. Так, при частоте звука f_0 , как это следует из второго выражения (4.1), угол дифракции $\theta_1 = 0$. Следовательно, дифрагированный луч распространяется параллельно фронту звуковой волны.

Для дифрагированного луча в свою очередь выполняется условие Брэгга, но вторичная дифракция уже возможна как под углом $+\theta_B$, так и под углом $-\theta_B$. На частоте f_0 происходит вырождение условия Брэгга [45], в результате которого световой луч дифрагирует не только под углом θ_B к падающему лучу, но и под углом $2\theta_B$ (рис. 4.3). Поскольку при таком взаимодействии фотон поглощает два фотона, частота световой волны, распространяющейся под углом $2\theta_B$ к падающему свету, равна

$\nu + 2f_0$. Двухфононный процесс приводит к уменьшению интенсивности света в полезном луче, что особенно заметно при больших эффективностях дифракции. Так, максимальная перекачка излучения в первый порядок на частоте f_0 не может превышать 50%, в то время как на других частотах перекачка близка к 100%. Однако, если ограничиться меньшими эффективностями дифракции, то влияние вырождения сказывается гораздо слабее. Например [45], при эффективности 50% на частотах $f \neq f_0$ перекачка световой энергии в полезный луч на частоте f_0 будет равна 40%.

Еще одна особенность анизотропной дифракции заключается в том, что существует частота, при которой волновые векторы падающей и дифрагированной световых и звуковой волн оказываются коллинеарными, а дифрагированная волна распространяется в том же направлении, что и падающая (рис. 4.4). Тогда

$$\mathbf{k} + \mathbf{K} = \mathbf{k}_1 \text{ и } f = (\nu/\lambda_0)(n_1 - n).$$

Каждой частоте звука f соответствует длина волны света, для которой выполняется условие коллинеарной дифракции: $\lambda_0(f) = (\nu/f)(n_1 - n)$. Такая геометрия взаимодействия позволяет создать перестраиваемый акустооптический фильтр, выделяющий из всех длин волн волну $\lambda_0(f)$.

4.2. Энергетические соотношения

Здесь мы воспользуемся снова волновым уравнением (1.13а), в котором учтен тензорный вид диэлектрической проницаемости вещества. При геометрии взаимодействия, показанной на рис. 1.6, волновое уравнение описывает две волны с взаимно перпендикулярными поляризациями. Поскольку угол Брэгга обычно достаточно мал, можно считать, что компоненты тензора диэлектрической проницаемости для этих волн не зависят от угла. Пусть падающая световая волна поляризована в плоскости чертежа. Из уравнения (1.13а) следует, что при $\Delta\epsilon_{11} \neq 0$ дифрагированная волна будет иметь ту же поляризацию, а при $\Delta\epsilon_{13} \neq 0$ перпендикулярную. В первом случае наблюдается изотропная дифракция, во втором — анизотропная. В принципе эти два вида дифракции могут существовать одновременно. Изотропная дифракция

в анизотропной и изотропной средах описывается одинаковым образом. Особенности анизотропной дифракции в режимах Брэгга и Рамана — Ната, а также критерии этих режимов даны в работе [46]. Здесь будет рассмотрена только анизотропная дифракция в режиме Брэгга, как наиболее интересная для практических применений.

Решение уравнения (1.13а) для падающей и дифрагированной волн будем искать в форме, аналогичной (1.18), имея в виду, что поля волн E_1 и E_3 с взаимно перпендикулярными поляризациями могут взаимодействовать только через возмущение диэлектрической проницаемости:

$$\Delta \epsilon_{13} = -\epsilon_{11} p_{13mn} S_{mn} \epsilon_{33},$$

$$E_1 = E_0(Y) \exp \{i [\omega t + k \sin \theta X - k \cos \theta Y]\},$$

$$E_3 = E_1(Y) \exp \{i [(\omega + \Omega) t + (k \sin \theta - K) X - k \cos \theta Y]\}.$$

Здесь θ — угол падения световой волны, не обязательно равный углу Брэгга. Подстановка этих выражений в (1.13а) и стандартная процедура вывода уравнений связанных волн приводит к такой же системе, которая была получена при решении изотропной задачи в § 1.4:

$$dE_0(Y)/dY = (\xi_1/2) E_1(Y), \quad (1.19a)$$

$$[dE_1(Y)/dY] + i\beta_a E_1(Y) = (\xi_2/2) E_0(Y), \quad (1.20a)$$

где $\xi_1 = (\pi/\lambda_0) n^2 n_1 p S$; $\xi_2 = (\pi/\lambda_0) n^2 n_1 p S$; n и n_1 — коэффициенты преломления волн E_1 и E_3 ; p — действующая фотоупругая константа; S — амплитуда деформации среды; $\beta_a = (K/\cos \theta) (\sin \theta - \sin \theta_B)$; $\sin \theta_B$ определяется в соответствии с (4.1).

Решение уравнений (1.19а) и (1.20а) дает выражения для поля дифрагированного излучения и его интенсивности, по форме совпадающие с выражениями (1.21) и (1.22), выведенными для случая изотропной дифракции. Отличается только величина $W = (\Lambda/2\pi) \sqrt{\xi_1 \xi_2}$.

Если угол падения света $\theta = \theta_B$, то интенсивность дифрагированного излучения будет описываться формулой (1.33), в которой коэффициент качества $M_2 =$

$=n^3 n^3 p^2 / (\rho v^3)$. Отсюда видно, что теория анизотропной дифракции является более общей, выражения изотропной дифракции получаются из нее при условии равенства коэффициентов преломления падающей и дифрагированной волн.

4.3. Анизотропные дефлекторы

После работы Диксона по анизотропной дифракции, в которой показана слабая зависимость угла Брэгга для падающего луча от частоты акустической волны, было поставлено несколько экспериментов по исследованию анизотропного дефлектора. Так, например, в работе [47] в качестве анизотропного вещества использовался кристалл сапфира, ориентированный так, что световая и звуковая волны в нем распространялись перпендикулярно оптической оси. Коэффициент преломления обыкновенного луча для сапфира $n_o=1,77$ двулучепреломление, $n_o-n_e=0,008$, $v=5,85 \cdot 10^5$ см/с. Центральная частота рабочего диапазона f_0 , определяемая выражением (4.2), на длине волны 0,63 мкм составляет 1,3 ГГц. Экспериментально получена полоса сканирования 500 МГц. Основные соотношения анизотропной дифракции в этой работе были подтверждены, хотя на основе сапфира не удалось создать дефлектор с удовлетворительными параметрами из-за его низкого коэффициента акустооптического качества. То же можно сказать и о ниобате лития, исследованном в работе [42]. Возможность практического использования анизотропной дифракции в акустооптическом дефлекторе связана с появлением оптически совершенных кристаллов парателлуриита.

Парателлуриит (химическая формула TeO_2) — тетрагональный кристалл класса (422), обладающий оптической активностью. Вдоль его оптической оси право- и левоциркулярно-поляризованные световые волны распространяются с отличающимися скоростями, причем соответствующая разность коэффициентов преломления составляет всего $4,5 \cdot 10^{-3}$. Парателлуриит обладает редким сочетанием свойств, сделавших этот материал одним из самых перспективных в акустооптике. Так, сдвиговая звуковая волна, распространяющаяся вдоль оси [110], имеет очень небольшую скорость — всего $0,61 \times 10^5$ см/с, что позволяет при тех же апертурах светового луча получать большее по сравнению с другими

материалами разрешение. Коэффициент акустооптического качества при дифракции света на этой волне по отношению к плавленому кварцу составляет 510. Управляющая мощность в дефлекторах на TeO_2 относительно невелика даже при $L/H < 1$, что позволяет использовать световые лучи с круглым сечением и обходиться без сложной формирующей оптики с цилиндрическими линзами. Уже сейчас доступны кристаллы парателлуриита размером до нескольких сантиметров. Впервые анизотропный дефлектор на парателлуриите был изучен в работе [45]. Векторная диаграмма дифракции соответствует рис. 4.2. Звуковая волна в кристалле распространялась вдоль оси $[110]$, излучение — под небольшим углом к оси $[001]$. Центральная частота диапазона, зависящая от длины световой волны, определяется выражением (4.2). Например, при $\lambda_0 = 0,63$ мкм $f_0 = 42$ МГц, при $\lambda_0 = 0,44$ мкм $f_0 = 85$ МГц. В изотропных дефлекторах для достижения необходимого частотного диапазона приходится жертвовать эффективностью, чтобы обеспечить большую расходимость звуковой волны. При этом возникает дифракция света в более высокие порядки, свойственная режиму Рамана — Ната. В дефлекторе на парателлуриите, благодаря слабой зависимости угла падения луча от частоты, для достижения необходимой расходимости звука не нужно укорачивать пьезопреобразователь. В частотном диапазоне от 60 до 120 МГц в парателлуриите расходимость звука должна составлять $0,15^\circ$, для изотропного дефлектора эта же величина равна $1,2^\circ$. Это означает, что длина пьезопреобразователя L изотропного дефлектора в восемь раз меньше, чем анизотропного. Соответственно должна возрасти и управляющая мощность, что крайне нежелательно из-за термических эффектов, возникающих при больших уровнях перекачки.

Все же преимущество анизотропной дифракции в описанной геометрии проявляется не полностью, и дефлектор имеет следующие недостатки: слишком низкая центральная частота не позволяет получать частотный диапазон сканирования с таким распространенным источником излучения, как лазер на смеси He-Ne ; в центре частотной характеристики расположен глубокий провал, связанный с двухфононным процессом.

В работе [48] предложена геометрия взаимодействия, при которой частота вырождения выводится из частотного диапазона дефлектора, а частотный диапазон для света длиной волны 0,63 мкм

расположен от 47 до 97 МГц. Для этого в акустооптическом элементе дефлектора, изготовленном из парателлурита, волновой вектор звуковой волны направлен под небольшим углом θ_a к оси $[110]$ (рис. 4.5). Разница скоростей распространения падающей и дифрагированной волны, как видно из рисунка, определяется уже не оптической активностью, а двулучепреломлением кристалла. Величины волновых векторов падающего и дифрагированного света и звуковой волны зависят от углов

$$k(\theta_B) = 2\pi n(\theta_B)/\lambda_0; \quad k_1(\theta_1) = 2\pi n_1(\theta_1)/\lambda_0;$$

$$K(\theta_a) = \Omega/v(\theta_a).$$

Для работы в широком частотном диапазоне необходимо, чтобы они образовывали на центральной частоте прямоугольный треуголь-

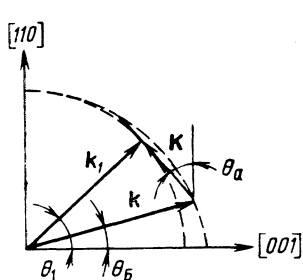


Рис. 4.5. Векторная диаграмма дефлектора на парателлурите с неаксиальной геометрией

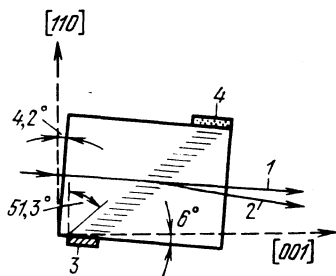


Рис. 4.6. Конструкция акустооптического элемента дефлектора с неаксиальной геометрией:

1 — прошедший свет; 2 — дифрагированный свет; 3 — пьезопреобразователь; 4 — поглотитель звука

ник, т. е. чтобы звуковой вектор касался кривой, образованной движением конца волнового вектора обыкновенной волны (рис. 4.5).

Из-за асимметрии векторной диаграммы вторичная дифракция отклоненного излучения на этой частоте невозможна.

На рис. 4.6 показана конструкция акустооптического элемента, реализующая эту векторную диаграмму. Угол θ_a составляет 6° , звуковой луч наклонен к оси $[110]$ под углом $51,3^\circ$. Такой наклон является следствием сильной акустической анизотропии парателлурита.

На рис. 4.7 приводится зависимость углов падения и дифракции от частоты звука. При падении света с разных сторон на фронт звуковой волны условие $\partial\theta_B/\partial f=0$ выполняется на частотах $f_{01}=72$ МГц и $f_{02}=136$ МГц. Между этими двумя частотами лежит частота вырождения $f_0=111$ МГц, не попадающая в частотный диапазон дефлектора.

Угол падения излучения $\theta_B=4,2^\circ$ на частоте 72 МГц, которая была выбрана центром рабочего диапазона. Для обеспечения перпендикулярного падения света на входную грань акустооптического

элемента последняя была скошена под этим же углом по отношению к оси [110].

Отклонение от аксиальной геометрии на 6° приводит к уменьшению коэффициента качества примерно на 20% и к увеличению скорости звука от $0,61 \cdot 10^5$ до $0,65 \cdot 10^5$ см/с. В приборе для получения эффективности 92% потребовалась мощность 0,21 Вт. На рис. 4.8 показаны частотные характеристики анизотропных дефлекторов со звуковой волной, бегущей по оси [110], и с волной, имеющей нормаль, наклоненную под углом $\theta_a = 6^\circ$ к этой оси.

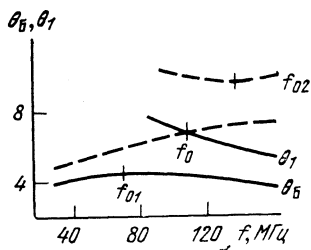


Рис. 4.7. Зависимость углов падения θ_B и дифракции θ_1 (углы отсчитываются от оси [001]) от акустической частоты для неаксиального дефлектора

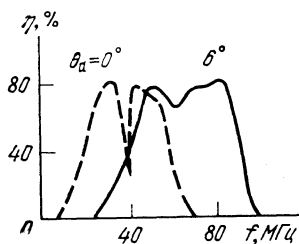


Рис. 4.8. Частотная характеристика неаксиального (сплошная) и аксиального (штриховая линия) дефлекторов

В первом случае полоса дефлектора по уровню 3 дБ равна 38 МГц с глубоким провалом в центре частотной характеристики, во втором — 50 МГц.

Дефлектор с описанной геометрией не использует оптическую активность парателлурита, поскольку при таком отклонении направления распространения света от оптической оси ее величина пренебрежимо мала.

Следовательно, в схеме прибора не нужна четвертьволновая пластинка, что существенно упрощает конструкцию. В дефлекторе удалось получить 1500 позиций, разрешенных по критерию Релея, с временем переключения при произвольной выборке 30 мкс [49].

4.4. Перестраиваемые акустооптические фильтры

Для перестраиваемых фильтров используется как коллинеарная геометрия взаимодействия, описанная выше, так и неколлинеарная. Хронологически первым был изучен фильтр, основанный на коллинеарной дифракции в анизотропной среде. Теория фильтра [50] выведена для следующих условий.

В одноосном отрицательном кристалле падающий и дифрагированный лучи и звуковая волна направлены

перпендикулярно оптической оси. Падающий луч поляризован вдоль оси (необыкновенный луч), дифрагированный — перпендикулярно ему (обыкновенный луч). Для дифракции используется сдвиговая звуковая волна. На выходе фильтра расположен анализатор, пропускающий только дифрагированный свет.

Пусть световые и звуковая волны распространяются вдоль кристаллографической оси Y . Для определения интенсивности света, изменившегося в процессе акустооптического взаимодействия поляризацию, следует вновь воспользоваться волновым уравнением (1.13а), положив в нем $\partial^2 E_n / \partial X^2 = 0$. Электрическое поле падающей и дифрагированной волн представим в виде

$$E_1 = E_0(Y) \exp \{i(\omega t - k_1 Y)\},$$

$$E_s = E_1(Y) \exp \{i[(\omega + \Omega)t - (k + K)Y]\}.$$

Применив стандартную процедуру вывода уравнений связанных волн, для интенсивности излучения на выходе фильтра найдем

$$I_1 = I^0 W \frac{\sin^2 \frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \frac{\Delta k^2}{K^2}}}{\sqrt{W^2 + \frac{\Delta k^2}{K^2}}},$$

где

$$W = \frac{\Lambda}{2\pi} \sqrt{\xi_1 \xi_2}; \quad \Delta k = k + K - k_1;$$

L — расстояние, которое проходят лучи в возмущенной среде. Максимальная прозрачность фильтра достигается при условии $\Delta k = 0$ и $L \sqrt{\xi_1 \xi_2} = \pi$. Последнее равенство выполняется, если плотность акустической мощности $P_{na} = \lambda^2_0 / 2M_2 L^2$. Для поддержания пропускания фильтра в процессе перестройки постоянным акустическая мощность должна меняться обратно пропорционально квадрату частоты. Условие $\Delta k L = 2\pi$ позволяет найти оптическую полосу фильтра

$$\Delta \lambda_0 = \lambda^2_0 / (2\Delta n L), \quad (4.3)$$

где $\Delta n = |n_1 - n|$ принято не зависящим от длины волны. Быстродействие фильтра, как и других акустооптических приборов, определяется временем прохождения звуковой волны через область взаимодействия со светом.

Один из первых вариантов акустооптического фильтра (рис. 4.9) с коллинеарным взаимодействием экспериментально исследован в работе [51]. В фильтре использован кристалл CaMoO_4 с относительно

небольшим двулучепреломлением $\Delta n=0,01$ и с небольшой скоростью сдвиговой волны $v=2,95 \cdot 10^5$ см/с. Звуковая волна возбуждается сдвиговым пьезопреобразователем. Отражаясь от поверхности, скошенной под углом 45° , волна не меняет своего типа и в кристалле распространяется вдоль оси $[010]$ с поляризацией по $[001]$, создавая деформацию $S=S_4$.

Фильтр позволяет перекрыть всю видимую область длин волн светового излучения при перестройке акустической частоты от 40 до 100 МГц.

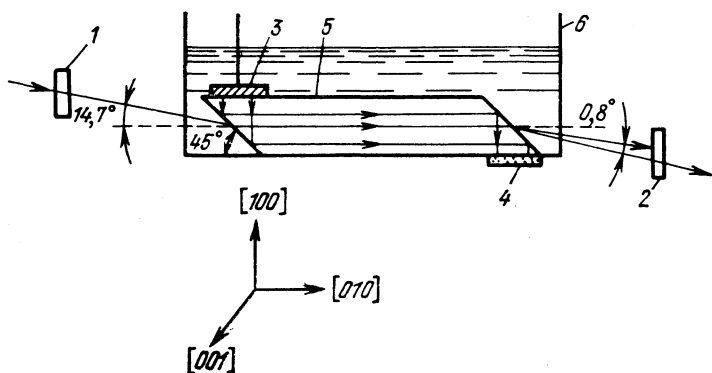


Рис. 4.9. Схема акустооптического фильтра на молибдате кальция: 1 — поляризатор; 2 — анализатор; 3 — пьезопреобразователь; 4 — поглотитель звука; 5 — кристалл молибдата кальция; 6 — кювета с силиконовым маслом

Для того, чтобы ввести свет, кристалл, скошенный под углом 45° , помещался в кювету с силиконовым маслом (коэффициент преломления 1,63), обладающим настолько низким акустическим импедансом, что просачиванием звука из кристалла можно пренебречь. Длина кристалла 3,5 см, диаметр пьезопреобразователя 0,3 см. Потери на преобразование составили 7,5 дБ, ширина полосы пьезопреобразователя по уровню 3 дБ — 20 МГц. На рис. 4.10 показана зависимость длины волны, на которую настроен фильтр, от частоты звука, а на рис. 4.11 — зависимость прозрачности от длины волны на частоте, соответствующей максимальному пропусканию на 0,63 мкм. Действующая фотоупругая постоянная для молибдата кальция $p_{45}=0,06$. Управляющая мощность 2,67 Вт обеспечивала 90% пропускания.

Оригинальная геометрия коллинеарного фильтра описана в работе [52]. В качестве акустооптического материала использовался кристаллический кварц (рис. 4.12). Фазовая скорость акустической волны, поляризованной по оси $[100]$, совпадает с направлением $[010]$, групповая скорость, как следствие акустической анизотропии, составляет с этой осью угол $24,3^\circ$. Величина этого угла определяется упругими постоянными кристалла.

Световой луч, поляризованный на входе кристалла вдоль оси $[001]$ (необыкновенный), дифрагируя, превращается в обыкновенный, поляризованный по оси $[100]$. Анализатор на выходе фильтра

ориентирован так, что пропускает только этот луч. Область прозрачности фильтра составила 80 нм на $\lambda_0=0,514$ мкм. Для возбуждения акустической волны в фильтре использовались два сдвиговых пьезопреобразователя из ниобата лития, настроенные на частоты 75 и 145 МГц. Благодаря этому удалось получить перестройку частоты

Рис. 4.10. Зависимость длины волны настройки фильтра от акустической частоты

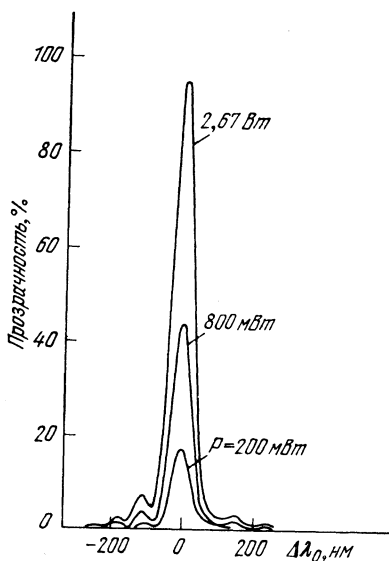
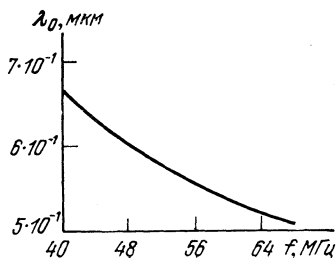


Рис. 4.11. Область пропускания фильтра при различных уровнях управляющей мощности.

Точке 0 по оси абсцисс соответствует длина волны $\lambda_0=0,6328$ мкм

ты в очень большом диапазоне от 54 до 175 МГц, что соответствует перестройке длины волны пропускания от 0,63 до 0,25 мкм.

Недостатком прибора является чрезвычайно низкая эффективность, определяемая фотоупругой константой ρ_{45} и относительно небольшой длиной пути взаимодействия света и звука, что связано с различными направлениями их групповых скоростей.

Увеличить эффективность фильтра можно отказавшись от условия коллинеарности фазовых скоростей, но потребовав его для групповых скоростей света и звука. Такой подход, описанный в работе [53], позволяет также за счет увеличения пути акустооптического взаимодействия, в соответствии с выражением (4.3), получить более высокое разрешение. При расчете геометрии взаимодействия фильтра очень важно обеспечить работоспо-

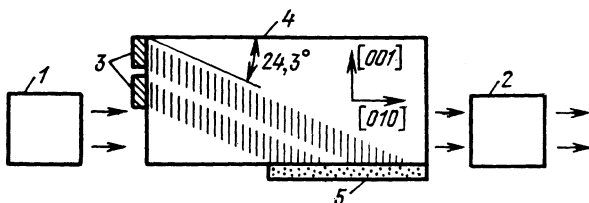


Рис. 4.12. Коллинеарный фильтр на кристаллическом кварце: 1 — поляризатор; 2 — анализатор; 3 — пьезопреобразователи; 4 — кристалл кварца; 5 — звукопоглотитель

собность в широком диапазоне углов падающего света. Для того, чтобы фильтром были пропущены все угловые компоненты с длиной волны, соответствующей данной частоте звука f_0 , необходимо выполнить условие

$$\left. \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right|_{f=f_0} = 0, \quad (4.4)$$

где $f_0 = (v/\lambda_0) \Delta n$; $\Delta n = |n_o - n_e|$; α — угол, отсчитываемый от основного направления светового луча на входе.

Условие (4.4), эквивалентное

$$\partial |\Delta n| / \partial \alpha = 0, \quad (4.5)$$

автоматически выполнялось в приборах с коллинеарными фазовыми скоростями [51, 52], в которых излучение распространялось перпендикулярно оптической оси кристалла. Для других направлений света реализация (4.5) ограничивает возможный выбор направления распространения света и звука относительно кристаллографических осей. Кроме того учет требований закона сохранения энергии-импульса и коллинеарности направлений групповых скоростей света и звука позволяет определить единственное направление взаимодействия света и звука. Численный расчет, проведенный в [53], дает угол с осью [001] в кристаллическом кварце, равный 101° , звук и свет распространяются в плоскости (100).

Экспериментально изготовленный фильтр, использующий кристаллический кварц, имел длину взаимодействия звука и света 10 см при угловой апертуре не менее 3° и разрешении 34 нм на длине волны света 0,63 мкм. Эффективность дифракции около 90% при мощности управляющего сигнала 1—5 Вт.

Высокий коэффициент акустооптического качества парателлури-та позволил отказаться от условия коллинеарности групповых скоростей, сохранив при этом достаточную эффективность дифракции [54]. Одновременно, правда, уменьшилось разрешение фильтра, зависящее от длины пути акустооптического взаимодействия. Отличительной особенностью фильтра является широкая угловая апертура. Это обеспечивается таким выбором направления волнового вектора звуковой волны, при котором рассогласование волновых векторов из-за расходимости света компенсируется соответствующим изменением двулучепреломления. Работу фильтра иллюстрирует векторная диаграмма рис. 4.13. Направление звуковой волны выбрано так, чтобы касательные к кривым были параллельны, тогда небольшие изменения направления волнового вектора падающего света не приводят к нарушению условия сохранения импульса.

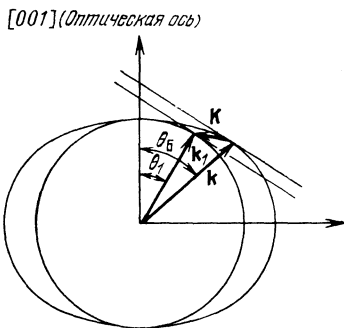


Рис. 4.13. Векторная диаграмма, иллюстрирующая работу неколлинеарного фильтра на парателлури-те

Конструкция фильтра показана на рис. 4.14. Сдвиговая акустическая волна распространялась в плоскости $(\bar{1}10)$, ее нормаль составляла с осью $[110]$ угол 10° . Поляризация сдвиговой звуковой волны, как и в анизотропном дефлекторе на парателлури-те, совпадает с направлением $[\bar{1}10]$. Линейно поляризованный свет падает на входную поверхность кристалла, наклоненную к плоскости (001) под углом $20,7^\circ$. Резонансная частота пьезопреобразователя

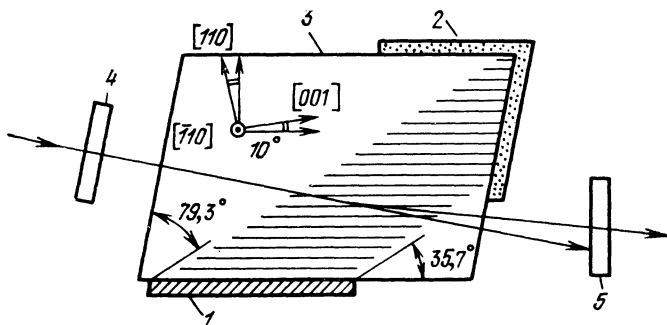


Рис. 4.14. Неколлинеарный фильтр на монокристалле парателлури-та: 1 — пьезопреобразователь; 2 — звукопоглотитель; 3 — кристалл парателлури-та; 4 — поляризатор; 5 — анализатор

145 МГц. Из-за акустической анизотропии кристалла звуковой луч отклонялся на угол $64,3^\circ$ от направления [110]. При изменении частоты управляющего сигнала от 100 до 180 МГц осуществлялась перестройка фильтра от 0,7 до 0,45 мкм. Полоса пропускания фильтра на длине волны 0,63 мкм составила 330 нм. Для обеспечения 95% прозрачности на этой длине волны потребовалась мощность управляющего сигнала всего 0,12 Вт. Угловая апертура фильтра $\pm 7^\circ$. Поскольку прошедший и дифрагированный лучи выходят из кристалла под разными углами, для света с небольшой расходимостью можно обойтись без анализатора.

Преимущество высокоэффективных материалов, например, таких как парателлуриг, в перестраиваемых фильтрах проявляется слабее, чем в других акустооптических приборах. Разрешение фильтра и его эффективность растут одновременно с увеличением длины акустооптического взаимодействия. Поэтому для фильтров с высоким разрешением могут успешно применяться материалы с относительно низким коэффициентом акустооптического качества, такие как кристаллический кварц или ниобат лития.

5. Акустооптические устройства для обработки информации

5.1. Обработка сигнала

Методы оптической обработки информации исследовались примерно с 1953 г. задолго до появления лазеров и акустооптических устройств. В качестве носителя информации использовалась фотопленка, освещаемая ртутной лампой [55]. Акустооптические пространственные модуляторы в сочетании с лазерами дают иной способ ввода информации в оптическую систему и позволяют ее обрабатывать по мере поступления, т. е. в реальном масштабе времени.

Основная операция, выполняемая акустооптическими процессорами — свертка двух сигналов: исследуемого и опорного. Другие операции, такие как сжатие импульса, согласованная фильтрация (выполнение функции корреляции), спектральный анализ сигнала, могут рассматриваться как частный случай свертки с опорным сигналом соответствующей формы.

Одной из главных областей применения акустооптических процессоров является радиолокация. При разработке локатора обычно возникают две основные задачи: получение большого радиуса действия; обеспечение высокого разрешения по дальности. Для решения

Этих задач требуется увеличивать энергию импульса и уменьшать его длительность. Однако здесь ограничение накладывается мощностью генератора и электрической прочностью фидерной системы. Другой путь заключается в такой обработке принятого сигнала, которая позволила бы из слабого и протяженного импульса извлечь необходимую информацию.

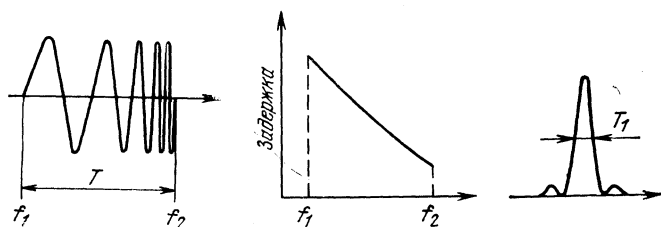


Рис. 5.1. Сжатие радиоимпульсов дисперсионной линией задержки

Рассмотрим наиболее простой пример обработки информации: сжатие импульса. Пусть сигнал, излучаемый локатором, имеет вид импульса с переменной несущей частотой, меняющейся за время T от величины f_1 до f_2 . Если в приемном тракте находится дисперсионная линия задержки (рис. 5.1), то на выходе этой линии сигнал будет иметь длительность $T_1 = \Delta f^{-1}$, $\Delta f = f_2 - f_1$, причем, поскольку энергия в импульсе осталась прежней, его мощность увеличится в $T T_1^{-1} = T \Delta f$ раз [14]. С не-

сколько иной точки зрения устройство, обрабатывающее подобным образом входной сигнал, может рассматриваться как линейный фильтр. Известно [56], что в присутствии аддитивного случайного шума оптимальное отношение пиковой мощности сигнала к средней мощности шума достигается, когда частотная характеристика фильтра согласована с частотной характеристикой принятого сигнала. Иными словами, если фурье-образ сигнала $g(t)$ будет $G(\omega)$, то согласованный фильтр должен иметь частотную характеристику $G^*(\omega)$. Тогда сигнал на выходе этого фильтра будет иметь вид

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) G^*(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} g(t') g(t'+t) dt',$$

где справа — функция автокорреляции сигнала $g(t)$.

На основе акустооптики можно создать несколько типов устройств, осуществляющих эту операцию. Достоинством акустооптических процессоров является реализуемость большой величины произведения $T\Delta f$. Во всех случаях необходимым элементом устройства является пространственный ультразвуковой модулятор, который вводит обрабатываемый сигнал в световой луч. Для введения опорного сигнала используется либо аналогичный модулятор, либо амплитудная или фазовая маска соответствующего вида. Акустооптический коррелятор иногда называют пространственным согласованным фильтром.

В зависимости от значения параметра Q пространственных модуляторов процессоры работают либо в режиме Рамана—Ната, либо в режиме Брэгга.

Процессоры, работающие в режиме Рамана—Ната (несущая частота обычно ниже 100 МГц), при относительно небольших полосах пропускания, могут иметь время обработки до нескольких сотен микросекунд, поскольку затухание звука на этих частотах обычно невелико. На более высоких частотах, где затухание звука возрастает, большие времена обработки получать затруднительно. Поэтому процессоры в режиме Брэгга обычно имеют времена обработки порядка нескольких микросекунд, но зато здесь достижимы полосы частот до 100—300 МГц.

По способу выделения амплитудно-модулированного сигнала процессоры разделяются на когерентные и некогерентные. В когерентном процессоре свет на входе фотоприемника является результатом интерференции лучей, дифрагировавших в первом (сигнальном) и втором (опорном) модуляторах. Сигнал свертки с выхода фотоприемника наложен на несущую частоту, равную сумме двух частот модуляторов. Когерентный метод выделения сигнала свертки иллюстрируется далее на примере процессора в режиме Рамана—Ната. В некогерентном процессоре свет, дифрагировавший в первом модуляторе, вторично дифрагирует во втором. Такой способ детектирования характерен для процессоров в режиме Брэгга.

5.2. Режим Рамана—Ната

Когда частота ультразвука не очень велика, синусоидальное звуковое поле создает в звукопроводе фазовую решетку, которую можно приближенно считать одно-

мерной. Это означает, что световые лучи, прошедшие через звуковой пучок, на своем пути не успевают изменить направление распространения, а влияние вариаций коэффициента преломления сказывается только на фазе прошедшего волнового фронта. Примем, что свет распространяется параллельно волновому фронту звуковой волны. Тогда в нормированном виде уравнение (1.17) запишется в виде $E_m = J_m(\psi)$, где $\psi = -\xi L$.

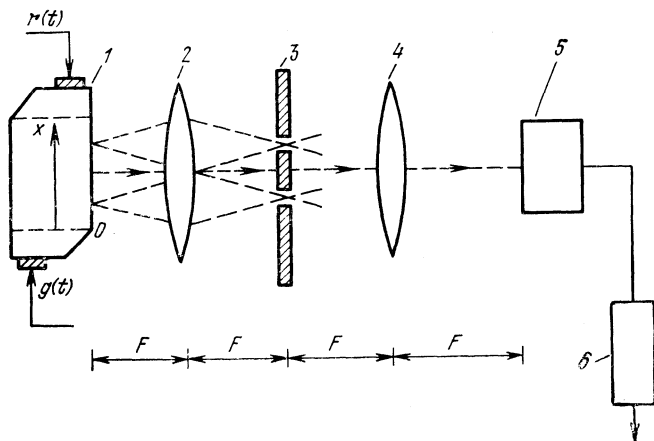


Рис. 5.2. Схема акустооптического процессора в режиме Рамана — Ната:

1 — пространственный модулятор; 2 — линза для преобразования углового распределения интенсивности света, вышедшего из модулятора, в пространственное; 3 — фильтр, блокирующий непроdifрагированный свет; 4 — линза, собирающая свет на фотоприемник 5; 6 — фильтр, настроенный на сигнал с частотой 2Ω . F — фокусное расстояние линз

При конструировании процессора важной задачей является преобразование фазовой модуляции, вносимой в световую волну акустооптическим модулятором, в амплитудную, которую мог бы регистрировать фотоприемник. В принципе, для этой цели было бы достаточно поместить приемник на таком расстоянии от модулятора, где дифракционные порядки достаточно разрешены, и собрать излучение от ± 1 -го порядков с помощью линзы. Правда, при этом размер устройства должен быть довольно большим. Существуют другие способы выделения амплитудно-модулированного сигнала, описанные в работах [14], [57].

Рассмотрим когерентный процессор, устройство которого показано на рис. 5.2. В процессоре используются

первые порядки дифракции, следовательно, амплитуда электрического поля $E_{\pm 1} = J_{\pm 1}(\psi)$. При малых фазовых возмущениях $\psi \ll 1$ $E_{\pm 1} \sim \pm \psi$. Если сигнал на входе пространственного модулятора имеет сложную форму, то каждый из его спектральных компонентов дает свой вклад в дифракционное поле каждого из дифракционных порядков. Пройдя последовательно через два пространственных модулятора, световая волна будет иметь вид

$$E = \exp \{i [2\pi vt + \psi(x, t)]\},$$

$$\text{где } \psi = \psi_0 [g(t - x/v) \cos \Omega(t - x/v) + \\ + r(t + x/v) \cos \Omega(t + x/v)],$$

$g(t)$ — анализируемый сигнал; $r(t)$ — опорный сигнал; ψ — постоянная, зависящая от мощности звуковой волны.

Первая линза осуществляет фурье-преобразование выходного излучения и позволяет со своей фокальной плоскости получить пространственное распределение интенсивности. С помощью маски экранируется засветка от излучения, распространяющегося в направлении нулевого порядка. Вторая линза осуществляет обратное преобразование Фурье и формирует распределение интенсивности, соответствующее выражению

$$I(x, t) = \psi_0^2 |g(t - x/v) \cos \Omega(t - x/v) + \\ + r(t + x/v) \cos \Omega(t + x/v)|^2.$$

Приемник с широкой апертурой выполняет интегрирование этого распределения интенсивности по координате x . В результате на выходе получим сигнал вида:

$$\mathcal{R}(t) = \psi_0^2 \int_0^x \left\{ \frac{1}{2} g^2 \left(t - \frac{x}{v} \right) \left[1 + \cos 2\Omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} r^2 \left(t + \frac{x}{v} \right) \left[1 + \cos 2\Omega \left(t + \frac{x}{v} \right) \right] \right\} dx + \\ + \psi_0^2 \cos 2\Omega t \int_0^x g \left(t - \frac{x}{v} \right) r \left(t + \frac{x}{v} \right) dx.$$

Когда длина модулятора существенно превышает длину акустической волны, все члены, содержащие сомно-

жители вида $\cos(2\Omega x/v)$ при интегрировании дают значение, близкое к нулю. В этом случае

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(t) = & \frac{\psi_0^2}{2} \int_0^x \left[g^2 \left(t - \frac{x}{v} \right) + r^2 \left(t + \frac{x}{v} \right) \right] dx + \\ & + \psi_0^2 \cos 2\Omega t \int_0^x g \left(t - \frac{x}{v} \right) r \left(t + \frac{x}{v} \right) dx. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Второе слагаемое в (5.1) представляет собой функцию свертки сигналов $g(t)$ и $r(t)$, наложенную на несущую частоту. Фильтр, находящийся на выходе фотоприемника, пропускает частоты, лежащие в окрестности 2Ω , поэтому он позволяет отделить сигнал свертки от медленно меняющегося первого слагаемого в (5.1).

5.3. Конструкция и параметры низкочастотного процессора

Основное преимущество низкочастотного процессора — большое время обработки — может быть реализовано при пропорционально большей длине звукопровода. Однако конструирование оптической системы для равномерной засветки апертуры больше 10 см представляет серьезные трудности. Поэтому в работе [58] было предложено использовать многоходовой пространственный модулятор, в котором звуковой луч, испытывая многократные отражения, заполняет прямоугольную апертуру. Длина пути акустического луча составила 85 см. В качестве акустооптического материала использовался плавный кварц, в котором возбуждалась сдвиговая волна с поляризацией, перпендикулярной направлению распространения света (рис. 5.3). Время обработки составляло 250 мкс, несущая частота процессора 30 МГц, полоса пропускания 10 МГц. Так была получена величина $T\Delta f = 2,5 \cdot 10^3$. Отражаясь, сдвиговая волна с выбранной поляризацией при угле падения 45° меняет фазу колебаний на 180° . Поэтому примерно 7% пути приходится на участки, где фаза сигнала сдвинута на 180° . Второй пространственный модулятор (для опорного сигнала) был изготовлен на том же звукопроводе, так что

Два акустических луча распространялись по параллельным путям навстречу друг другу.

В этой же работе предложена более простая конструкция многоходового процессора (рис. 5.4). Ее един-

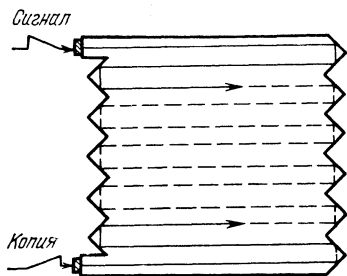


Рис. 5.3. Схема пространственного многоходового модулятора с временем обработки 250 мкс

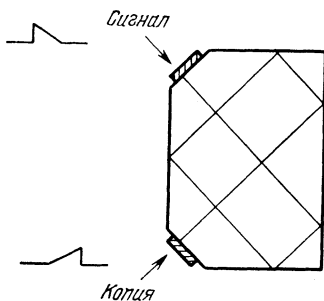


Рис. 5.4. Схема пространственного модулятора с некомпенсированным изменением фазы звуковой волны

ственным недостатком является то, что при каждом отражении изменение фазы звуковой волны остается некомпенсированным. Это обстоятельство должно уменьшить выходной сигнал, особенно при вычислении свертки сигналов с дискретной фазовой манипуляцией. Материалом для процессора в режиме Рамана — Ната обычно служит плавленный кварц, из которого можно получать большие образцы с хорошим оптическим качеством.

5.4. Динамический диапазон

Динамический диапазон определяется как область изменения уровня входного сигнала, в пределах которой пропорционально меняется уровень выходного сигнала. Снизу эта область ограничена собственными шумами устройства. Основной источник шумов — фоновая засветка, связанная с рассеянием непродифрагированного излучения различными дефектами обработки оптической системы, внутренними неоднородностями стекла. Например, мерой, уменьшающей фон, является отказ от склеек в формирующей оптике. Использование плавленного кварца в пространственном модуляторе процессора в значительной степени обусловлено его превосходными оптическими качествами.

В работе [55] уровень оптического шума, связанного с формирующей системой, оценивается величиной —50 дБ по отношению

к мощности источника света. С другой стороны, уровень исследуемого сигнала не может быть слишком большим, потому что иначе величина дифрагированного поля не была бы пропорциональна изменению фазы. Кроме того, при увеличении акустической мощности возникают дополнительные помехи, связанные с перекачкой света из второго порядка первого модулятора в первый порядок второго модулятора. Величина этой помехи определяется выражением $[J_1(\psi)J_2(\psi)]^2$.

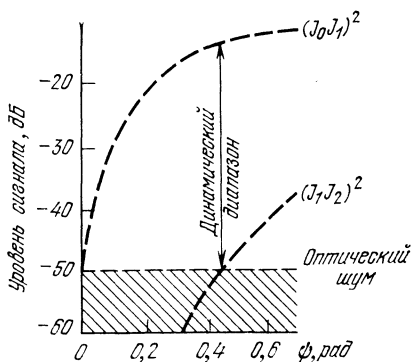


Рис. 5.5. Формирование динамического диапазона процессора при уровне оптического шума —50 дБ.

$(J_0J_1)^2$ — уровень сигнала; $(J_1J_2)^2$ — уровень перекрестного шума

На рис. 5.5 приведен график, иллюстрирующий формирование динамического диапазона процессора с учетом этих источников шума. Из графика видно, что при оптимально выбранной величине исследуемого сигнала, динамический диапазон акустооптического процессора не превышает 35 дБ. Все сказанное выше относится к процессорам с когерентным детектированием. У некогерентных процессоров величина выходного сигнала пропорциональна произведению эффективностей каждого модулятора. Поскольку для обеспечения интенсивности эти эффективности не должны превышать 10% от величины падающего света, сигнал на входе фотоприемника на один-два порядка будет меньше, чем в случае когерентного процессора. Соответственно меньшим должен быть и динамический диапазон процессора.

5.5. Режим Брэгга

В высокочастотных процессорах используется только излучение, дифрагировавшее в первый порядок, а свет в каждом из модуляторов распространяется под углом Брэгга к фронту акустической волны. На высокой ча-

стоте звук в стекле испытывает большое затухание, поэтому звукопровод обычно изготавливается из кристаллического материала. Поскольку высокое оптическое качество в кристаллах на большой апертуре недостижимо, процессоры в режиме Брэгга имеют времена обработки сигнала не более 10 мкс. Режим детектирования может быть как когерентным, так и некогерентным (рис. 5.6).

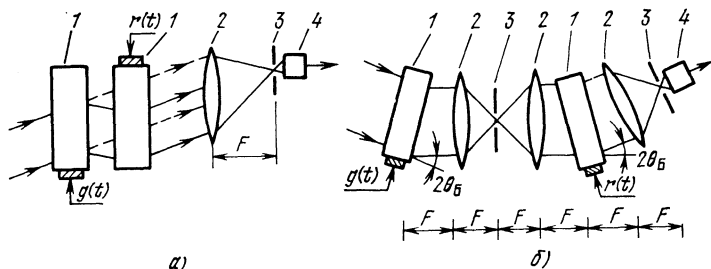


Рис. 5.6. Схемы процессоров в режиме Брэгга:

а — с когерентным детектированием; б — с некогерентным детектированием; 1 — акустооптическая ячейка; 2 — линза; 3 — диафрагма; 4 — фотоприемник

В некогерентном процессоре свет, непродифрагировавший в первом модуляторе, во второй модулятор не попадает. Фильтрация дифрагированного излучения осуществляется с помощью маски (рис. 5.6, б). Интенсивность излучения, дифрагированного первым модулятором, пропорциональна $|g(t-x/v)|^2$, интенсивность излучения, продифрагированная вторым модулятором, пропорциональна $|g(t-x/v)|^2|r(t+x/v)|^2$. Фотоприемник интегрирует интенсивность света по координате, его ток:

$$i_{\phi} \sim \int_0^x |g(t-x/v)|^2 |r(t+x/v)|^2 dx.$$

Отсюда видно, что некогерентный процессор производит свертку квадратов амплитуд сигналов. Их фазы при такой обработке, конечно, теряются.

Высокочастотные процессоры за счет более широкой полосы частот могут обеспечивать примерно такую же величину $T\Delta f$, что и низкочастотные, однако для радиолокационных применений — основной области использования — необходимы большие времена обработки до

100 мкс. Поэтому работы по высокочастотным процессорам носят, в основном, исследовательский характер — проверяются принципы работы, различные вещества и конструктивные решения. Параметры некоторых таких процессоров приводятся в табл. 5.1. К настоящему мо-

Таблица 5.1

Параметры некоторых высокочастотных процессоров

| Несущая частота, МГц | Полоса частот, МГц | Время обработки, мкс | Динамический диапазон, дБ | Материал | Литература |
|----------------------|--------------------|----------------------|---------------------------|---|------------|
| 1000 | 300 | 2 | — | LiNbO ₃ | [55] |
| 110 | 50 | 7,5 | 10 | PbMoO ₄ | [59] |
| 1560 | 64 | 0,25 | 12 | Al ₂ O ₃ (сапфир) | [55] |
| 30 | 7 | — | — | Тяжелый флинт | [60] |

менту ситуация должна измениться, так как появление парателлурита, обладающего очень низкой скоростью звука, позволяет на небольшой линейной апертуре (длина звукового пути 2 см) получать времена обработки до 30 мкс. Режим Брэгга для модулятора на парателлурите реализуется уже на частотах порядка 40—60 МГц. Такие процессоры, обладая совокупностью параметров, близкой к параметрам процессоров, работающих в режиме Рамана—Ната, имели бы следующие преимущества: простую, однородную геометрию и небольшие размеры, динамический диапазон, не ограниченный шумом комбинационных порядков.

6. Изготовление пьезопреобразователей

6.1. Холодная диффузионная сварка в вакууме

В последнее время разработаны пьезоэлектрики, обладающие высокими пьезоэлектрическими и механическими свойствами, что позволяет использовать их для изготовления эффективных ультразвуковых пьезопреобразователей. Наибольшее распространение из пьезоматериалов получил ниобат лития LiNbO₃, преобразова-

тели из которого в настоящее время полностью вытеснили пленочные преобразователи, получаемые распылением в вакууме.

Конструктивно такие преобразователи представляют собой тонкие, соответствующим образом ориентированные пластинки ниобата лития, присоединенные с помощью связующего слоя к поверхности звукопровода.

Технология изготовления широкополосного преобразователя с малыми потерями определяется свойствами материалов пьезокристалла и связующего слоя и их геометрией. Желательно использовать относительно толстые пластинки пьезокристалла, которые тем или иным способом соединяются со звукопроводом, и затем последующей шлифовкой и полировкой доводить их до необходимой толщины. Такая процедура общепринята, так как толщина пластинки пьезопреобразователя, работающего на основной гармонике, равна половине длины звуковой волны в пьезокристалле и для преобразователя, работающего на частотах порядка 1 ГГц, не превышает нескольких микрон.

Наиболее существенным этапом в изготовлении преобразователя является соединение пластинки пьезокристалла со звукопроводом. Слой связующего материала вносит дополнительные потери и приводит к акустическому рассогласованию, что в конечном счете ведет к сокращению рабочей полосы частот. Влияние связующего слоя на частотную характеристику преобразователя можно уменьшить, понижая его толщину и выбирая для этой цели подходящие материалы и соответствующую технологию.

Среди различных способов соединения пьезокристалла со звукопроводом наиболее перспективным представляется вакуумная сварка, использующая в качестве связующего материала индий [61, 62]. Холодная сварка обладает рядом преимуществ перед другими способами соединения. Клеевые соединения достаточно эффективны, но обеспечивают необходимую полосу только на низких частотах (до 100 МГц). Их единственное преимущество перед индиевым соединением — низкая стоимость, связанная с отсутствием вакуумной технологии.

Определенного внимания заслуживает ультразвуковая термическая сварка (термокомпрессия) [63], обеспечивающая малые потери на преобразование. Однако она рассчитана на соединение материалов с незначитель-

ной разницей в коэффициентах линейного расширения. В противном случае при охлаждении изготовленного преобразователя до комнатной температуры возможно его разрушение. Холодная сварка этими недостатками не обладает. Пьезопреобразователи, изготовленные с ее помощью, сохраняют достаточно высокую эффективность и широкополосность до частот $\sim 1-2$ ГГц.

Известно, что коэффициент поглощения ультразвука в индия достаточно высок [63]. Кроме того, акустический импеданс $\rho_1 v_1$ индия, равный $\rho_1 v_1 = 16,4 \cdot 10^5$ г/см²·с, в два раза меньше акустического импеданса ниобата лития, для которого $\rho_2 v_2 = 33,4 \cdot 10^5$ г/см²·с. Эти обстоятельства обуславливают стремление иметь возможно более тонкий связующий слой индия. С другой стороны, уменьшение толщины связующего слоя ограничивается ухудшением акустического контакта и механической прочности преобразователя. Установлено, что минимальная толщина слоя индия составляет 0,4—0,8 мкм. Дальнейшее уменьшение его толщины не обеспечивает хорошего акустического контакта. В некоторых случаях для обеспечения необходимого согласования со звукопроводом толщина индиевого слоя выбирается равной четверти длины звуковой волны. Следует отметить, что при использовании индия весь процесс необходимо осуществлять в вакууме, так как образование окисного слоя препятствует получению качественной сварки.

Недостатком тонких пленок индия является малая электропроводность и низкая механическая прочность, что затрудняет их непосредственное использование в качестве одного из электродов в системе возбуждения преобразователя. Для устранения этих недостатков используется соединение из последовательно наносимых слоев золота и индия [62].

Подготовленные таким образом поверхности преобразователя и звукопровода приводятся в соприкосновение и спрессовываются под давлением в несколько сотен атмосфер.

Типичный преобразователь, возбуждающий продольную акустическую волну, изготовленный по приведенной методике на частоту 300 МГц, изображен на рис. 6.1. Звукопроводом служил монокристаллический германий. Ориентация кристаллов ниобата лития и германия показана на рисунке. Там же показаны размеры, характеризующие толщины пластинки ниобата лития и слоев зо-

лота и индия. После изготовления на поверхность пьезокристалла напыляется слой серебра с хромом, выполняющий роль второго электрода.

На рис. 6.2 приведена экспериментальная частотная зависимость потерь на двойное преобразование для это-

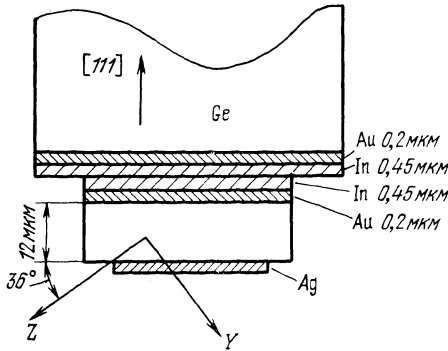


Рис. 6.1. Схематическое изображение акустооптического элемента с преобразователем, изготовленным методом холодной вакуумной сварки

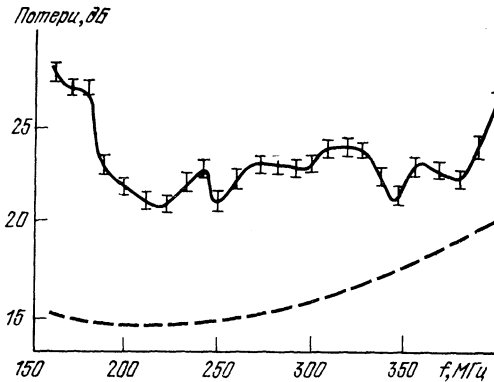


Рис. 6.2. Потери на двойное преобразование в зависимости от частоты

го преобразователя (сплошная кривая). Потери на преобразование измерялись хорошо известным импульсным эхо-методом [64]. Величина потерь определялась калиброванным аттенюатором путем сравнения амплитуд основного и первого отраженного импульсов. Суммарные

дифракционные потери и потери на затухание ультразвука в германии и связующем слое индия изображены штриховой линией. Минимальная величина потерь на преобразование за один проход достигает 1,5 дБ на частоте 380 МГц. Неравномерность измеренной частотной характеристики не превышает 3 дБ в полосе частот, составляющей 70% от центральной.

6.2. Визуализация акустического поля

Дефекты, которые могут возникнуть при изготовлении преобразователя (трещины, частичное отслаивание и т. д.) можно выявить исследованием его акустического поля. В этом параграфе кратко остановимся на двух основных методах контроля качества преобразователя с помощью брэгговской дифракции. Первый из них позволяет получить дифракционную картину акустического поля, излучаемого преобразователем, в дальней зоне, второй — оптическое изображение акустического поля в непосредственной близости от преобразователя.

Если акустооптическое устройство освещать коллимированным пучком с расходимостью много меньшей расходимости звука, то зависимость интенсивности брэгговского максимума от угла падения светового пучка описывается выражением (1.22). Легко видеть, что при малых углах Брэгга ($\theta_B \rightarrow 0$) и при слабом взаимодействии ($W \rightarrow 0$) эта зависимость совпадает с дифракционным распределением интенсивности звукового поля в дальней зоне [11]. На этом обстоятельстве основан первый метод контроля качества преобразователей. На практике акустооптическое устройство удобно располагать на столике, вращающемся с постоянной угловой скоростью, а сигнал, пропорциональный интенсивности отклоненного света, выводить с фотоприемника на самописец.

На рис. 6.3 приведена экспериментальная зависимость интенсивности дифрагированного света I_1 от угла поворота α_0 (отсчитываемого от угла Брэгга) для преобразователя на германии, изготовленного на центральную частоту 200 МГц. Кривая на рис. 6.3 с достаточной точностью аппроксимируется функцией типа $(\sin x/x)^2$, что свидетельствует об однородности излучаемого звукового поля.

Световую картину, представляющую собой распределение звукового поля вблизи преобразователя, можно получить при освещении акустооптического устройства сильно расходящимся световым

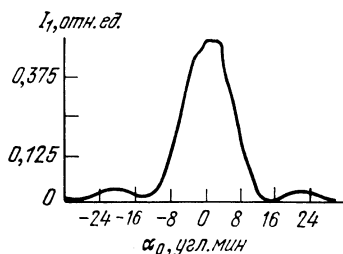


Рис. 6.3. Интенсивность дифрагированного света в зависимости от разности α_0 (в вакууме) между углом падения и углом Брэгга:

$$\lambda_0 = 3,39 \text{ мкм}; \quad n = 4; \quad L = 2,5 \text{ мм}$$

пучком. На это обстоятельство было указано еще в работах [65, 66]. Расходимость света в противоположность предыдущему случаю должна значительно превышать расходимость звука. Действительно, если падающий свет фокусируется линзой и акустооптическое устройство расположено в перетяжке, то при $a \gg 1$ в слабом акустическом поле, согласно выражению (1.51), распределение дифрагированного света в дальней зоне представляет фурье-спектр звукового поля преобразователя в плоскости дифракции. Если на пути дифрагированного пучка в дальней зоне поместить тонкую линзу, то она выполнит фурье-преобразование падающего на нее свето-



Рис. 6.4. Фотография акустического поля решетки, состоящей из четырех преобразователей

вого распределения (в данном случае фурье-спектра акустического поля) и в фокальной плоскости можно будет наблюдать восстановленное световое изображение звукового поля.

Разумеется, изображение акустического поля можно получить и непосредственно в перетяжке. Действительно, вычисляя интеграл в (1.41) при $a \gg 1$ и $W \rightarrow 0$, найдем, что в перетяжке распределение поля дифрагированного света — прямоугольное. В плоскости дифракции протяженность дифрагированного поля равна $L\lambda/\Lambda$, т. е. длине пьезопреобразователя, уменьшенной в Λ/λ раз. Так как масштаб изображения мал, необходимо применять микроскоп. На практике в этом случае удобно сместить акустооптическое устройство относительно перетяжки, так чтобы последняя оказалась вне звукопровода. Примером визуализации акустического поля, осуществленной таким способом, служит рис. 6.4, на котором показана фотография акустического поля, излучаемого решеткой из четырех одинаковых преобразователей. На фотографии отчетливо видна трещина в правом крайнем преобразователе.

6.3. Согласование пьезопреобразователя с трактом управляющего сигнала

Затухание звука в материале ограничивает верхние частоты большинства акустооптических устройств величиной ~ 300 МГц.

Условия Брэгга не позволяют использовать частоты ниже десятков мегагерц. Полоса частот акустооптиче-

ских устройств, не больше октавы, поскольку при более широкой полосе в области углов, сканируемых излучением, дифрагировавшим в первый порядок, оказывается излучение из второго порядка дифракции, создающее помехи. Задачей согласующей цепочки является обеспечение постоянной величины мощности акустической волны в звукопроводе во всем диапазоне рабочих частот. Пьезопреобразователь, представляющий собой тонкую пластину из пьезоэлектрика, присоединенную к звукопроводу, для электрического сигнала является нагрузкой, состоящей из параллельно включенной емкости и активного сопротивления. Активная часть этой нагрузки, кроме потерь энергии в пьезопреобразователе и связующих его со звукопроводом слоев, характеризует преобразование электрической энергии в звуковую волну.

Расчет частотной зависимости активной и реактивной частей с учетом свойств связующих слоев детально описан в работе [67]. Для этой

цели свойства пьезоэлектрической пластины и каждого из связующих слоев представляются матрицей передачи соответствующего линейного четырехполюсника, а импеданс вычисляется из произведения этих матриц. Для определения импеданса пьезопреобразователя с согласующей цепочкой произведение следует дополнить матрицей передачи этой цепочки. Таким способом можно подобрать схему и параметры согласующей цепочки и, задавшись необходимой полосой частот, вычислить КСВ в этой полосе.

Описанный точный метод подбора и расчета является достаточно трудоемким, тем более, что процедура перемножения матриц передач может быть выполнена лишь численным путем на ЭВМ. В работе [68] описан более простой и наглядный способ согласования пьезопреобразователя с высокочастотным трактом. Авторы этой работы обратили внимание на немонотонный характер из-

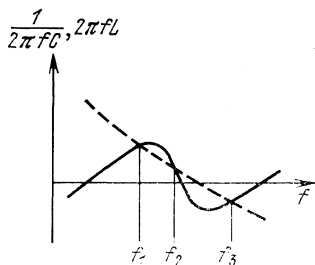


Рис. 6.5. Зависимость эквивалентной реактивности пьезопреобразователя $1/(2\pi fC)$ и шунтирующей индуктивности $2\pi fL$ от частоты f вблизи резонанса:
 — — — реактивность шунтирующей индуктивности

менения эквивалентной емкости пьезопреобразователя вблизи частоты резонанса (рис. 6.5). Характер изменения емкости с частотой подсказывает способ согласования, заключающийся в таком выборе шунтирующей индуктивности L , чтобы емкость пьезопреобразователя была бы скомпенсирована в трех точках диапазона f_1 , f_2 , f_3 . Полученное активное сопротивление трансформируется к сопротивлению высокочастотного тракта. Схема согласования, пригодная для практического применения в диапазоне частот до 200 МГц, показана на рис. 6.6,а. Ширина полосы частот согласования опреде-

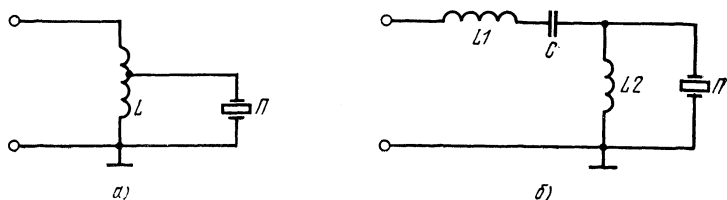


Рис. 6.6. Типичные согласующие цепочки в акустооптических устройствах:

а — трансформаторная схема согласования; б — согласующая цепочка акустооптического дефлектора на молибдате свинца

ляется, грубо говоря, величиной $f_3 - f_1$, которая, в свою очередь, растет с увеличением коэффициента электро-механической связи пьезопреобразователя и с уменьшением различия акустических импедансов пьезопреобразователя и звукопровода. Эта схема позволяет, например, согласовать пьезопреобразователь для продольных волн из ниобата лития, рассчитанный на частоту 80 МГц, с емкостью 100 пФ, присоединенный к стеклу ТФ-7, в полосе частот от 50 до 100 МГц. На частотах выше 100 МГц обычно прибегают к секционированию пьезопреобразователя и к последовательному соединению его секций. Результирующая емкость выбирается такой, чтобы частота ее последовательного резонанса с индуктивностью провода, подводящего высокочастотный сигнал, находилась выше рабочего диапазона. В диапазоне частот 100—200 МГц трансформаторная схема позволяет согласовать в полосе около 70 МГц пьезопреобразователь из ниобата лития, присоединенный к звукопроводу из молибдата свинца. Применение согласующей цепочки, показанной на рис. 6.6,б, обеспечивает компенсацию

реактивности в большем числе точек и расширяет полосу пьезопреобразователя до 90 МГц.

Согласование сдвиговых пьезопреобразователей из ниобата лития, присоединенных к парателлуриду, осложняется значительным отличием акустических импедансов этих материалов. Для расширения полосы толщина индиевого связующего слоя выбирается такой, чтобы она могла служить четвертьволновым трансформатором. Согласующий слой и секционирование пьезопреобразователя позволяют, ограничившись трансформаторной схемой, осуществлять согласование в полосе частот от 70 до 120 МГц.

Из других способов расширения полосы частот акустооптического устройства следует упомянуть о пьезопреобразователе, состоящем из двух пластин ниобата лития различной толщины, с различными резонансными частотами. Таким образом в работе [52] была получена полоса перестройки акустооптического фильтра от 54 до 175 МГц.

7. Акустооптические материалы

Для предсказания свойств акустооптического материала Пинноу [69] предложил правила, оказавшиеся достаточно эффективными. Основываясь на физических параметрах, входящих в выражение для акустооптического коэффициента качества, он установил, что его величину можно оценить, исходя из химической формулы материала и его плотности. Далее, если известна твердость и растворимость в воде, то M_2 можно определить с ошибкой не более чем в пять раз. Исследования в этом же направлении продолжены в работе [8], где отмечается, например, что вещества с высоким коэффициентом качества имеют, как правило, большие акустические потери.

В настоящее время перечень материалов, рекомендуемых различными авторами в качестве акустооптических сред [8, 17, 69], превышает сто наименований. Тем не менее даже беглый обзор литературы показывает, что подавляющее большинство наиболее интересных и значительных работ в области акустооптики было сделано практически на одних и тех же немногих материалах. Еще меньшее число материалов используется в про-

мышленных разработках. Так, многие зарубежные фирмы, такие как Zenith и другие, в промышленных дефлекторах и модуляторах видимого диапазона отдают предпочтение одному из наименее экзотических материалов—стеклу.

Причина заключается в том, что обычно от материалов требуют большие значения коэффициента акустооптического качества M_2 , малое акустическое затухание; сравнивают их по скорости звука. Меньшее внимание уделяют оптическому качеству, технологичности, которые при существующих способах изготовления акустооптических устройств и конкретных условиях работы могут предопределить выбор. Для промышленных приборов безусловно важным является, освоен или нет данный материал производством. Таким образом, действительно перспективными могут оказаться материалы, которые в сравнительном ряду по основным акустооптическим параметрам (коэффициент акустооптического качества, затухание звука) находятся на одном из последних мест. Так, например, именно низкие оптические потери плав-

Параметры акустоопти

| Материал | Диапазон прозрачности, мкм | λ , мкм | Показатель преломления | Поляризация (или \perp волновому вектору акустической волны) и направление распространения света |
|---------------------------------------|----------------------------|-----------------|------------------------|--|
| SiO_2 (плавленый кварц) | 0,2—4,5 | 0,63 | 1,457 | \perp , произвольная |
| PbMoO_4 (молибдат свинца) | 0,42—5,5 | 0,63 | 2,385 2,262 | \perp , \parallel |
| ТФ-7 (тяжелый флинт) | 0,4—2,6 | 0,63 | 1,728 | \perp |
| TeO_2 (парателлуриит) | 0,35—5 | 0,63 | 2,26 2,412 | круговая по оси [001] \perp , \parallel |
| Ge (германий) | 2—16 | 10,6 | 4,0 | \parallel , произвольная |

ленного кварца обуславливают его применение в импульсных модуляторах добротности резонаторов твердотельных лазеров и для вывода излучения из резонатора He—Ne-лазера ($\lambda_0=0,63$ мкм), несмотря на то, что кварц имеет малый коэффициент качества.

Остановимся кратко на тех акустооптических материалах, которые представляются перспективными именно в этом смысле. Это плавленный кварц SiO_2 , молибдат свинца PbMoO_4 , стекло—тяжелые флинты, двуокись теллура TeO_2 и германий Ge. Параметры этих материалов приведены в табл. 7.1.

1. Плавленный кварц. Коэффициент качества $M_2=1,56 \cdot 10^{-18}$ с³/г. Плавленный кварц является материалом, относительно которого определяют акустооптическое качество других материалов [70]. Значение M_2 любого материала выражают относительно величины $M_2 \text{ SiO}_2$, которую принимают равной единице. Плавленный кварц имеет малый коэффициент затухания звука, низкие оптические потери и высокое оптическое каче-

Таблица 7.1

еских материалов

| Поляризация и направление распространения акустической волны | Коэффициент качества по отношению к плавленному кварцу | Скорость акустической волны, 10^5 см/с | Коэффициент затухания, дБ/см·ГГц ² | Плотность, г/см ³ | Примечание | Литература | |
|--|--|--|---|------------------------------|--|------------|---------|
| продольная, поперечная | 1 0,3 | 5,96 3,76 | 12 19 | 2,20 | абсолютное значение $M_2=1,56 \times 10^{-18}$ с ³ /г | [17,71] | |
| продольная по оси [001] | 23 23 | 3,63 | 15 | 6,95 | | — | [72,73] |
| продольная | 3,2 | 3,63 | 300 | 4,59 | — | [74] | |
| поперечная по оси [110] | 510 | 0,616 | 290 | 6,00 | обладает оптической активностью | [75] | |
| продольная по оси [001] | 22 16,5 | 4,20 | 15 | | | | |
| продольная по оси [111], поперечная по оси [100] | 540 185 | 5,50 3,51 | 30 9 | 5,33 | | | [76] |

ство. Применяется для работы внутри резонаторов лазеров.

2. **Молибдат свинца.** Один из наиболее распространенных акустооптических материалов видимого и ближнего ИК диапазонов. Имеет высокий коэффициент качества $M_2=23$ и малое акустическое затухание. Широко используется в модуляторах и дефлекторах. Образцы с высоким оптическим качеством могут иметь размеры до нескольких сантиметров, что обуславливает его применение в дефлекторах с большим разрешением.

3. **Тяжелые флинты.** Невысокий коэффициент качества ($M_2=3-10$) и большое акустическое затухание (3—10 дБ на 1 см при 100 МГц) компенсируются хорошими оптическими свойствами и технологичностью. Применяются в модуляторах видимого диапазона на частотах до 100 МГц.

4. **Двуокись теллура (парателлури́т).** Свойства материала рассмотрены в гл. 4. Парателлури́т применяется в анизотропных дефлекторах с высокой разрешающей способностью и в акустооптических фильтрах.

5. **Германий.** Самый распространенный акустооптический материал в дальнем и ближнем ИК диапазоне. Коэффициент качества $M_2=540$ при сравнительно небольшом коэффициенте затухания. Обладает высокой теплопроводностью, технологичен, широко применяется в акустооптических устройствах ИК диапазона.

В табл. 7.2, составленной по данным работы [8], приводятся параметры акустооптических материалов, хотя и не используемых в серийных приборах, но довольно часто встречающихся в статьях различных авторов. Разработка новых акустооптических материалов чрезвычайно важна для улучшения параметров приборов. В видимом диапазоне, как это следует из приведенных таблиц, имеется достаточно широкий набор материалов. Гораздо хуже обеспечено акустооптическими веществами и приборами излучение лазеров на длине волны 10,6 мкм, где используют практически только один материал — германий. Поскольку эффективность дифракции обратно пропорциональна квадрату длины волны излучения, для достижения удовлетворительных параметров приборов требуется материал с гораздо более высоким коэффициентом акустооптического качества, сохраняющий остальные положительные свойства германия.

Параметры акустооптических материалов

| Материал | Диапазон прозрачности, мкм | Показатель преломления ($\lambda_0 = 0,63$ мкм) | Поляризация (или \perp волновому вектору акустической волны) и направление распространения света | Поляризация и направление распространения акустической волны | Коэффициент качества M_2 по отношению к плавленому кварцу | Скорость акустической волны, 10^5 см/с | Коэффициент затухания, дБ/см·Гц ² | Плотность, г/см ³ |
|---|----------------------------|---|---|--|---|--|--|------------------------------|
| α -HfO ₃ | 0,3—1,8 | 1,986 | [100] | продольная по оси [001] | 55 | 2,44 | 10 | 5,0 |
| LiNbO ₃ | 0,4—4,5 | 2,20 | \perp | продольная по оси [100], | 4,5 | 6,57 | 0,15 | 4,64 |
| | | 2,29 | | сдвиговая по оси [001] | 1,87 | 3,59 | 2,6 | |
| GaP | 0,6—10 | 3,31 | \perp , произвольная | продольная по оси [110], | 28,5 | 6,32 | 6 | 4,13 |
| | | | | сдвиговая по оси [100] | 15,1 | 4,13 | | |
| Al ₂ O ₃ | 0,15—6,5 | 1,766 | | продольная по оси [100] | 0,23 | 11 | 0,2 | 4,0 |
| As ₂ S ₃ | 0,6—11 | 2,61 | | продольная | 273 | 2,25 | 280 | 3,2 |
| Ag ₃ AsS ₃ | 0,6—13,5 | 2,98 | \perp | продольная по оси [001] | 250 | 2,65 | 800 | 5,57 |
| SiO ₂ (кварц кристаллический) | 0,12—4,5 | 1,544 | \perp [001] | продольная по оси [001], | 0,95 | 6,32 | 2,1 | 2,65 |
| | | $\lambda_0 = 0,589$ 1,553 $\lambda_0 = 0,589$ | | продольная по оси [100] | 1,52 | 5,72 | 3 | |

Список литературы

1. Brillouin L. Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. — «Annal. de Phys.», 1922, 9th ser., v. 17, p. 88—122.
2. Мандельштам Л. И. К вопросу о рассеянии света неоднородной средой. — «ЖРФХО», 1926, т. 58, вып. 2, с. 381; Полное собрание трудов. Т. I. М., АН СССР, 1948.
3. Debye P., Sears F. W. On the scattering of light by supersonic waves. — «Proc. Nat. Acad. Sci. USA», 1932, v. 18, p. 409—414.
4. Lucas R., Bigaud P. Nouvelles propriétés optiques des liquides soumis a des ondes ultrasonores. — «C. R. Acad. Sci.», 1932, v. 194, p. 2132—2134.
5. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. Изд. 2-е. М., ИЛ, 1957.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. 2-е. М., «Наука», 1973.
7. Klein W. R., Cook B. D. Unified approach to ultrasonic light diffraction. — «IEEE Trans.», 1967, v. SU-14, № 3, p. 123—134.
8. Uchida N., Niizeki N. Acoustooptic deflection materials and techniques. — «Proc. IEEE», 1973, v. 61, № 8, p. 1073—1089.
9. Gordon E. I. A review of acoustooptical deflection and modulation devices. — «Proc. IEEE», 1966, v. 54, № 10, p. 1391.
10. Raman C. V., Nath N. S. N. The diffraction of light by high frequency sound waves. — «Proc. Indian Acad. Sci.», 1935, pt. I, v. 2A, p. 406—412; pt. II, v. 2A, p. 413—420; 1936, pt. III, v. 3A, p. 75—84; 1936, pt. IV, v. 3A, p. 119—125; 1936, pt. V, v. 3A, p. 459—469; 1937, v. 4A, p. 222.
11. Cohen H. G., Gordon E. I. Acoustic beam probing using optical techniques. — «Bell. Syst. Tech. J.», 1965, v. 44, p. 693—721.
12. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings. — «Bell. Syst. Tech. J.», 1969, v. 48, p. 2909—2949.
13. Най Дж. Физические свойства кристаллов. Изд. 2-е. М., «Мир», 1967.
14. Физическая акустика. Принципы и методы. Под ред. У. Мэсона и Р. Терстона. Пер. с англ., т. VII, М., «Мир», 1974.
15. Smith T. M., Korpel A. Measurement of light-sound interaction efficiency in solids. — «IEEE J.», 1965, v. QE-1, № 6, p. 283.
16. Gordon E. I. Figure of merit for acousto-optical deflection and modulation devices. — «IEEE J.», 1966, v. QE-2, № 5, p. 104—105.
17. Dixon R. W. Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners. — «J. Appl. Phys.», 1967, v. 38, № 13, p. 5149.
18. Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Дифракция расходящегося пучка на интенсивных акустических волнах. — «Оптика и спектроскопия», 1977, т. 42, вып. 3, с. 533—539.
19. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
20. Maydan D. Acoustooptical pulse modulators. — «IEEE J.», 1970, v. QE-6, № 1, p. 15.

21. Dixon R. W., Gordon E. I. Acoustic light modulators using optical heterodyne mixing. — «Bell. Syst. Tech. J.», 1967, v. 46, p. 367—389.
22. Henderson D. M. Effects of mode conversion in acoustooptical modulation. — «IEEE J.», 1972, v. QE-8, № 2, 184—191.
23. Зубринов И. И., Шелопут Д. В. Эффект акустотермической фокусировки лазерного луча в халькогенидных стеклах и прустите. — «ФТТ», 1975, т. 17, № 3, с. 944.
24. Магдич Л. Н., Шницер П. И., Сасов В. Н. Влияние тепловых потерь на работу акустооптического дефлектора. — «Электронная техника». Сер. 10. «Квантовая электроника», 1975, вып. 1, с. 44.
25. Kogelnik H., Li T. Laser beams and resonators. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, № 10, p. 1550.
26. Магдич Л. Н., Мойя А. М., Панкратов В. М., Пономарева И. П. Электрооптический амплитудный модулятор света на кристалле АДП 45° X-среза. — «ПТЭ», 1968, № 1, с. 163.
27. Acousto-optical Q-switch. — «Rev. Sci. Instrum.», 1970, v. 41, № 8, p. 126.
28. Maydan D. Fast modulator for extraction of internal laser power. — «J. Appl. Phys.», 1970, v. 41, p. 1552.
29. Uchida T. Direct modulation of gas lasers. — «IEEE J.», 1965, v. QE-1, № 8, p. 336.
30. Магдич Л. Н. Импульсная модуляция добротности непрерывного лазера. — «Оптика и спектроскопия», 1971, т. XXXI, вып. 2, с. 301.
31. Laub L. J. Resolution in light deflectors. — «Laser Focus», 1971, v. 7, № 7, p. 35.
32. Dickson L. D. Optical Considerations for an acoustooptic deflector. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 10, p. 2196—2202.
33. Балакший В. И., Парыгин В. Н. Акустооптические системы непрерывного сканирования света. — «Радиотехника и электроника», 1974, т. XIX, № 10, с. 2163
34. Korpel A., Adler R., Desmares P., Watson W. A television display using acoustic deflection and modulation of coherent light. — «Proc. IEEE», 1966, v. 54, № 10, p. 1429—1437.
35. Alphonse G. A. Broad-band acousto-optic deflectors using sonic gratings for first-order beam steering. — «RCA Rev.», 1972, v. 33, № 3, p. 543.
36. D'Auria L., Huiquard L. P., Slezak C., Spitz E. Experimental holographic read-write memory using 3—D storage. — «Appl. Opt.», 1974, v. 13, № 4, p. 808.
37. Ishii A., Uchida N. Establishment of hologram memory system with capacity as high as 10^7 bits. — «Trans. Inst. Electr. Com. Eng. Jap.», 1972, v. 55C, № 5, p. 249.
38. Hrbek G., Watson W. A high speed laser alphanumeric generator. — In: «Proc. Electroopt. Sys. Des. Conf.», New-York, Sept. 1971, p. 271.
39. Gorog I., Knox J. D., Goedertier P. V., Shidlovsky I. A television rate laser scanner. I. General considerations. — «RCA Rev.», 1972, v. 33, № 4, p. 623—666.
40. Schuls M. B. Polarisation of light Bragg diffracted by sound on optically isotropic solids. — «IEEE J.», 1968, v. QE-4, № 4, p. 232.
41. Dixon R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media. — «IEEE J.», 1967, v. QE-3, № 2, p. 85—93.

42. Леманов В. В., Шакин О. В. Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах. — «ФТТ», 1972, т. 14, № 1, с. 229.
43. Писаревский Ю. В., Сильвестрова И. М. Рассеяние света на упругих волнах в оптически двуосных кристаллах. — «Кристаллография», 1973, т. 18, № 5, с. 1003.
44. Балакший В. И., Парыгин В. Н. Электрическое управление углом Брэгга в акустооптических устройствах. — «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 1, с. 115.
45. Warner A. W., White D. L., Bonner W. A. Acousto-optic light deflector using optical activity in paratellurite. — «J. Appl. Phys.», 1972, v. 43, № 11, p. 4489.
46. Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Дифракция света на ультразвуке в анизотропной среде. — «Квантовая электроника», 1975, т. 2, с. 318.
47. Lean E. G. H., Quate C. F., Shaw H. J. Continuous deflection of laser beams. — «Appl. Phys. Letts.», 1967, v. 10, № 2, p. 48—51.
48. Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A. TeO₂ anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy. — «Appl. Phys. Letts.», 1975, v. 26, № 12, p. 689.
49. Wide-bandwidth, high-brightness light deflector. Matsushita Research Institute. — «JEE», 1975, May, № 102.
50. Harris S. E., Wallace R. W. Acousto-optic tunable filter — «J. Opt. Soc. Am.», 1969, v. 59, № 6, p. 774.
51. Harris S. E., Nieh S. T. K., Feigelson R. S. CaMoO₄ electronically tunable optical filter. — «Appl. Phys. Letts.», 1970, v. 17, № 5, p. 223—225.
52. Chang I. C. Tunable acousto-optic filter utilizing acoustic beam walkoff in crystal quartz. — «Appl. Phys. Letts.», 1974, v. 25, № 9, p. 323—324.
53. Kusters J. A., Wilson D. A., Hammond D. L. Optimum crystal orientation for acoustically tuned optic filters. — «J. Opt. Soc. Am.», 1974, v. 64, № 4, p. 434—440.
54. Chang I. C. Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture. — «Appl. Phys. Letts.», 1974, v. 25, № 7, p. 370—372.
55. Престон К. Когерентные вычислительные машины. Пер. с англ. М., «Мир», 1974.
56. Гуткин Л. С. Теория оптимальных методов приема при флуктуационных помехах. М., «Сов. радио», 1972.
57. Вандер-Люгт. Когерентная оптическая обработка информации. — «ТИИЭР», 1974, т. 62, № 10, с. 5.
58. Готтлиб М., Конрой Д., Фостер Т. Оптоакустическая обработка сигналов с большим произведением времени задержки на ширину полосы. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1973, № 12, с. 16.
59. Maher W. E., Roome G. Large time-bandwidth product acousto-optic correlator and its use in a cascade design matched filter. — «Appl. Opt.», 1974, v. 13, № 6, p. 1342.
60. Kawachida S., Namekawa T. Ultrasonic optical matched-filter using Bragg reflection. — «Trans. Inst. Electr. Com. Eng. Jap.», 1973, v. 56A, № 5, p. 265—269.
61. Warner A. W., Meitzler A. H. Performance of bonded, single-crystal LiNbO₃ and LiTaO₃ as ultrasonic transducers operating above 100 MHz. — «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 8, p. 1376—1377.

62. **Sitting E. K., Cook H. D.** A method for preparing and bonding ultrasonic transducers used in high frequency digital delay lines.— «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 8, p. 1375—1376.
63. **Larson J. D., Winslow D. K.** Ultrasonically welded piezoelectric transducers.— «IEEE Trans.», 1971, v. SU-18, № 3, p. 142—152.
64. **Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.** Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
65. **Korpel A.** Visualization of the cross section of a sound beam by Bragg diffraction of light.— «Appl. Phys. Letts.», 1966, v. 9, № 12, p. 425.
66. **Korpel A.** Acoustic imaging by diffracted light. I. Two-dimensional interaction.— «IEEE Trans.», 1968, v. SU-15, № 3, p. 153.
67. **Залесский В. В.** Анализ и синтез пьезоэлектрических преобразователей. Ростов. ун-т, 1971.
68. **Манешин Н. К., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н.** Сканирование видимого света с высокой эффективностью.— «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 7, с. 1440.
69. **Pinnow D. A.** Guide lines for the selection of acoustooptic materials.— «IEEE J.», 1970, v. QE-6, № 4, p. 223.
70. **Dixon R. W., Chester A. N.** An acoustic light modulator for 10,6 μ .— «Appl. Phys. Letts.», 1966, v. 9, № 5, p. 190.
71. **Uchida N.** Direct measurement of photoelastic coefficients by ultrasonic light diffraction technique.— «Jap. J. Appl. Phys.», 1959, v. 8, № 3, p. 329—333.
72. **Pinnow D. A., Van Uitert L. G., Warner A. W., Bonner W. A.** Lead-molybdate: a melt-crown crystal with a high figure of merit for acousto-optic device applications.— «Appl. Phys. Letts.», 1969, v. 15, № 3, p. 83.
73. **Coquin G. A., Pinnow D. A., Warner A. W.** Physical properties of lead-molybdate relevant to acousto-optic device applications.— «J. Appl. Phys.», 1971, v. 42, № 6, p. 2162.
74. **Клудзин В. В., Кулешов П. С., Разживин П. С., Ульянов Г. К.** Возможность применения тяжелых флинтгов для УЗ модуляции света.— «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 1, с. 3.
75. **Uchida N., Ohmachi Y.** Elastic and photoelastic properties of TeO_2 single crystal.— «J. Appl. Phys.», 1969, v. 40, № 12, p. 4692—4695.
76. **Abrams R. L., Pinnow D. A.** Acousto-optic properties of crystal-line germanium.— «J. Appl. Phys.», 1970, v. 41, № 7, p. 2765.
77. **Балодис Ю. Н.** Акустическое сканирование лазерного излучения.— «Обзоры по электронной технике», вып. 3, 1972.
78. **Балакший В. И., Манешин Н. К., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н.** Оптико-акустический дефлектор с большой разрешающей способностью.— «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 11, с. 2353.

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| Предисловие | 3 |
| 1. Теория акустооптического взаимодействия | 5 |
| 1.1. Качественное описание явления. Дифракция Рамана— Ната и дифракция Брэгга | 5 |
| 1.2. Векторные диаграммы | 9 |
| 1.3. Дифракция плоской световой волны. Режим Рама- на—Ната | 13 |
| 1.4. Дифракция плоской световой волны. Режим Брэгга | 16 |
| 1.5. Коэффициент акустооптического качества M_2 | 18 |
| 1.6. Поляризация дифрагированного света | 21 |
| 1.7. Теория дифракции расходящейся световой волны. | 22 |
| 2. Акустооптические модуляторы | 31 |
| 2.1. Частотная и импульсная характеристики акустоопти- ческого модулятора | 31 |
| 2.2. Предельная полоса модулирующих частот | 39 |
| 2.3. Конструкция акустооптического модулятора | 41 |
| 2.4. Тепловые искажения в модуляторах | 43 |
| 2.5. Применение акустооптических модуляторов | 44 |
| 3. Акустооптические дефлекторы | 49 |
| 3.1. Разрешающая способность дефлекторов | 49 |
| 3.2. Полоса рабочих частот дефлектора | 52 |
| 3.3. Дефлектор в режиме линейного сканирования | 55 |
| 3.4. Конструкции дефлектора и формирующей оптической системы | 57 |
| 3.5. Тепловые искажения в дефлекторе | 60 |
| 3.6. Дефлектор со сканируемым акустическим полем | 61 |
| 3.7. Применение акустооптических дефлекторов | 65 |
| 4. Анизотропная дифракция | 69 |
| 4.1. Угловые соотношения | 69 |
| 4.2. Энергетические соотношения | 73 |
| 4.3. Анизотропные дефлекторы | 75 |
| 4.4. Перестраиваемые акустооптические фильтры | 78 |
| 5. Акустооптические устройства для обработки информации | 84 |
| 5.1. Обработка сигнала | 84 |
| 5.2. Режим Рамана—Ната | 86 |

| | |
|---|------------|
| 5.3. Конструкция и параметры низкочастотного процессора | 89 |
| 5.4. Динамический диапазон | 90 |
| 5.5. Режим Брэгга | 91 |
| 6. Изготовление пьезопреобразователей | 93 |
| 6.1. Холодная диффузионная сварка в вакууме | 93 |
| 6.2. Визуализация акустического поля | 97 |
| 6.3. Согласование пьезопреобразователя с трактом управляющего сигнала | 98 |
| 7. Акустооптические материалы | 101 |
| Список литературы | 106 |

Магдич Л. Н. и Молчанов В. Я.

М 12 Акустооптические устройства и их применение.—М.: Советское радио. 1978—112 с, ил.— (Массовая библиотека инженера «Электроника»).

Излагается теория акустооптического взаимодействия в изотропных и анизотропных материалах. Рассматриваются такие приборы, как модуляторы, дефлекторы, фильтры; процессоры. Описываются принцип действия, конструкция, особенности изготовления, характеристики, области применения. Приводятся параметры наиболее перспективных акустооптических материалов видимого и инфракрасного диапазонов.

Брошюра представляет интерес для широкого круга инженеров и исследователей, работающих в области электронной техники и особенно оптоэлектроники и акустооптики. Она может быть полезна для аспирантов и студентов вузов.

М $\frac{30407-028}{046(01)-78}$ 46—77

32.86

6Ф0.3

ИБ № 235

**ЛЕОНИД НИКОЛАЕВИЧ МАГДИЧ
ВЛАДИМИР ЯКОВЛЕВИЧ МОЛЧАНОВ**

**Акустооптические устройства
и их применение**

Научный редактор В. И. Балакши

**Редактор М. М. Лисина
Художественный редактор Н. С. Шеин
Технический редактор И. В. Орлова
Корректор О. В. Щербакова**

Сдано в набор 27.10.77.

Подписано в печать 19.01.78

T-03519

Формат 84×108/32

Бумага типографская № 1

Литературная гарн. Высокая печать.

Объем 5,88 усл. печ. л.

5,81 уч.-изд. л.

Тираж 12 000 экз.

Зак. 357

Цена 30 коп.

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, а/я 693

Московская типография № 10 «Союзполиграфпрома»
при Государственном Комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.