

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535,42

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ЗВУКЕ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ**Ю. В. Гуляев, В. В. Проклов, Г. Н. Шжердин**

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|-----|
| Введение | 61 |
| 1. Теория дифракции электромагнитных волн на звуке в твердых телах | 62 |
| а) Классическая теория дифракции электромагнитных волн на звуке в твердых телах (63); 1) Метод расчета и основные приближения (63); 2) Дифракция электромагнитных волн на звуке в изотропных проводящих кристаллах (66); 3) Дифракция электромагнитных волн на звуке в анизотропных проводящих кристаллах (72). б) Квантовая теория дифракции электромагнитных волн на звуке в твердых телах (74). | |
| 2. Экспериментальные исследования акустооптических явлений в твердых телах | 78 |
| а) Экспериментальная методика исследований дифракции света на звуке (78). б) Исследования дифракции света на звуке в диэлектриках (80); 1) Угловые зависимости (изотропный случай) (80); 2) Сдвиг частоты дифрагированного света (81); 3) Амплитудные характеристики (83); 4) Дифракция в анизотропных средах (84); 5) Дифракция света на поверхностных акустических волнах (85); 6) Резонансное акустооптическое взаимодействие вблизи края собственного поглощения (86). в) Особенности акустооптических явлений в проводящих средах (88). г) Индуцированные акустооптические явления (90). д) Использование акустооптических методов в физических исследованиях (91). | |
| 3. Прикладные вопросы акустооптики | 93 |
| а) Акустооптические модуляторы света (96). б) Устройства отклонения света (дефлекторы) (99). в) Устройства обработки сигналов (103). | |
| Заключение | 106 |
| Цитированная литература | 107 |

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие света с акустическими колебаниями решетки кристаллов теоретически впервые было изучено в работах Бриллюэна¹ и Мандельштама². Первое экспериментальное обнаружение этого взаимодействия Дебаем и Сирсом³ и Люка и Бикаром⁴ в 1932 г. относилось к одному важному частному случаю — дифракции света на введенном извне когерентном звуке. В дальнейшем изучению этих явлений было посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ, в которых исследовались константы взаимодействия, характеристики колебательного спектра кристаллов, флуктуационные явления и другие физические свойства твердых тел и жидкостей.

В последние годы возможности этих методов существенно возросли в связи с появлением мощных когерентных источников света — лазеров. С появлением же мощных источников когерентного звука с частотами в десятки мегагерц и выше явления взаимодействия света и звука приобрели также важнейшее практическое значение, с одной стороны, как способы эффективного управления световым излучением (отклонения, сканирования, модуляции и т. п.), а с другой, — как оптические методы

обработки информации, представленной в виде акустических сигналов. Эти эффекты с участием когерентного света и когерентного звука получили название акустооптических, а само направление — «акустооптика».

В настоящее время в литературе имеется ряд обзоров, посвященных исследованиям как физических явлений, связанных с рассеянием света на тепловых флуктуациях решетки кристаллов⁵, так и акустооптических явлений и их применений⁶⁻⁹. В последнее время, однако, в связи с бурным развитием акустоэлектроники возник ряд новых аспектов этих явлений, связанных, в частности, с особенностями акустооптического взаимодействия в проводящих кристаллах, с усилением акустических флуктуаций при сверхзвуковом дрейфе электронов, возникновением специфических акустоэлектронных нелинейных эффектов и т. п. Изучение этих явлений позволяет существенно расширить диапазон частот электромагнитного излучения, управляемого методами акустооптики, за пределы традиционного «оптического» диапазона, что соответствует требованиям практики.

В настоящем обзоре делается попытка описать с единой точки зрения взаимодействие когерентных электромагнитных волн с когерентными акустическими волнами в диэлектрических и проводящих твердых телах и отметить некоторые важные применения этих явлений в физических исследованиях твердых тел и в современной технике.

1. ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ЗВУКЕ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

При построении теории дифракции электромагнитных волн на звуке в твердых телах в общем случае необходимо квантовомеханическое рассмотрение взаимодействия данных волн между собой. В результате строгого учета всех механизмов этого взаимодействия можно точно рассчитать эффективность дифракции, которая будет определяться характеристиками электромагнитной и звуковой волн, а также образца твердого тела, в котором происходит указанное взаимодействие. Однако в такой общей постановке расчет дифракции электромагнитных волн на звуке чрезвычайно сложен.

Наиболее распространенный приближенный подход к решению данной задачи заключается в том, что взаимодействие электромагнитной и звуковой волн рассматривается феноменологически, введением констант фотоупругости, которые характеризуют изменение диэлектрической проницаемости образца при распространении звука. Такой подход справедлив, если частота звука мала как по сравнению с частотой электромагнитной волны, так и с обратными временами характерных процессов, определяющих диэлектрическую проницаемость вещества. Используя же конкретные модели механизмов взаимодействия электромагнитных и звуковых волн, можно получить явные выражения для введенных таким образом констант фотоупругости.

В первой части данной главы используется феноменологический подход к построению теории дифракции электромагнитных волн на звуке в твердых телах. При этом, однако явно учитывается вклад электронов проводимости в дифракцию, связанный с возникновением электронных волн, которые сопровождают звуковую волну. Предполагается, что электромагнитная и акустическая волны, а также их взаимодействие с электронами проводимости может рассматриваться классически, т. е. предполагается выполнение следующих неравенств $\lambda_l \ll l$, Λ , λ , где λ_l — де-Бройлевская длина волны электрона; l — средняя длина свободного пробега электронов; λ , Λ — длины волн света и звука (в этом случае электроны могут считаться локализованными частицами) и $\hbar\omega \ll E_g$, $\epsilon_{ср}$,

где ω — частота света, E_g — ширина запрещенной зоны кристалла, ϵ_{cp} — средняя энергия электронов проводимости. В этом случае вклад электронов проводимости в диэлектрическую проницаемость образца (вообще говоря, комплексную) может описываться выражением с введением эффективной массы электронов^{10, 11}. В тех случаях, когда поглощением света можно пренебречь и основной вклад в дифракцию дает модуляция вещественной части диэлектрической проницаемости звуковой волной, существенным остается неравенство $\hbar\omega \ll E_g$.

Во второй части этой главы строится квантовомеханическая теория дифракции света на звуке в проводящих кристаллах для случаев, когда указанные выше неравенства могут не выполняться. Рассматривается наиболее распространенный случай, когда основной вклад в поляризуемость кристалла дает электронная поляризуемость и на основании микроскопического расчета выводятся выражения для введенных ранее констант фотоупругости. Для простоты расчета предполагается, что взаимодействие электромагнитных и звуковых волн с электронами проводимости кристалла может рассматриваться в бесстолкновительном режиме, т. е. считается, что $ql, \omega\tau \gg 1$, где q — волновой вектор звука, τ — среднее время релаксации импульса электронов проводимости.

а) Классическая теория дифракции электромагнитных волн на звуке в твердых телах

1) Метод расчета и основные приближения. При распространении электромагнитной и акустической волн в твердом теле, амплитуды обеих волн, ввиду взаимодействия их между собой, являются функциями координат образца. Для расчета амплитуд этих волн нужно совместно решать уравнения Максвелла, уравнение распространения звуковой волны и кинетическое уравнение Больцмана для нахождения плотности электрического тока свободных носителей заряда, возникающего под действием полей указанных волн.

Данная система уравнений имеет следующий вид^{12, 13}:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{i}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi (n - n_0) e, \quad (1.3)$$

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial r_k}, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{j} = \frac{e}{4\pi^3} \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{k}, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \left[e \left(\mathbf{E} + \frac{[\mathbf{v}\mathbf{H}]}{c} \right) - \Lambda_{ik} \frac{\partial U_{ik}}{\partial \mathbf{r}} \right] \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = I_{cm}, \quad (1.6)$$

где

$$D_i = \epsilon_{ik} E_k - 4\pi \beta_{i,kl} U_{kl}, \quad (1.7)$$

$$\sigma_{ik} = c_{ikhmn} U_{mn} + \beta_{l,ikh} E_l + \Lambda_{ikh} n_i + \frac{\epsilon_{mi}^0 \epsilon_{nj}^0 P_{ljk} E_m E_n}{8\pi}, \quad (1.8)$$

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{ik}^0 - \epsilon_{il}^0 \epsilon_{km}^0 P_{lmn} j U_{nj}. \quad (1.9)$$

В системе уравнений (1.1)—(1.9) \mathbf{E} и \mathbf{H} обозначают напряженности электрического и магнитного полей электромагнитной волны в образце, который предполагается немагнитным; \mathbf{j} , n , n_0 — соответственно плотность электрического тока, локальная и равновесная концентрации свободных носителей заряда; \mathbf{U} — механическое смещение в звуковой волне; U_{ik} — тензор деформации кристалла; $\beta_{i,kl}$, Λ_{ik} — тензоры пьезомодулей и потенциалов деформации кристалла; P_{lijk} — упругооптический тензор; ϵ_{ik}^0 — решеточная диэлектрическая проницаемость в отсутствие звука; $I_{\text{см}}$ — интеграл столкновений носителей заряда с рассеивателями; f — функция распределения свободных носителей заряда.

В дальнейших расчетах будет предполагаться, что интенсивность звуковой волны достаточно велика (соответственно интенсивность электромагнитной волны достаточно мала), так что можно пренебречь изменением интенсивности звука в результате дифракции, и не будет рассматриваться явление вынужденного рассеяния света *). В этом случае расчет полей электромагнитной волны в образце существенно упрощается и сводится к решению уравнений Максвелла с граничными условиями в виде непрерывности тангенциальных составляющих \mathbf{E} и \mathbf{H} на границах образца.

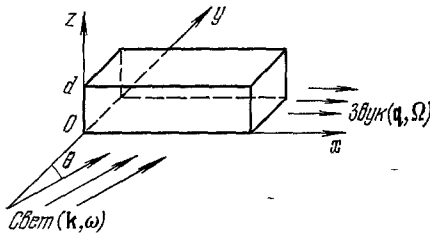


Рис. 1.

Такой метод расчета на основе решения уравнений Максвелла наиболее удобен при нахождении полей электромагнитной волны в ближней зоне, когда дифракционные эффекты, обусловленные конечностью апертуры падающего электромагнитного излучения, малы и ими можно пренебречь.

Для решения данной задачи можно также использовать метод интегральных уравнений, который для случая диэлектриков развит в работах ¹⁵, ²⁰; при этом расчет наиболее прост в приближении дальнего поля.

В дальнейшем, для простоты расчета, ограничимся следующей геометрической ситуацией, которая обычно имеет место в экспериментах по дифракции света на звуке (рис. 1).

Звуковая волна с волновым вектором \mathbf{q} и частотой Ω распространяется в образце вдоль оси X , плоская электромагнитная волна с частотой ω ($\omega \gg \Omega$), волновым вектором \mathbf{k} , лежащим в плоскости (x, y) , под углом θ к оси Y падает на грань $y = 0$ образца, причем предполагается, что в образце от координаты z ничего не зависит. В этом случае из уравнений (1.1)—(1.2) получаем следующее уравнение для нахождения электрического поля электромагнитной волны в образце:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_i - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_{ik} E_k) - \frac{\partial}{\partial r_i} (\text{div } \mathbf{E}) - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_i}{\partial t} = 0, \quad (1.10)$$

где ϵ_{ik} дается выражением (1.9); \mathbf{j} — плотность электрического тока, вызванного распространяющейся электромагнитной волной, для нахождения которого нужно решать кинетическое уравнение.

В дальнейшем для величины \mathbf{j} будет использоваться следующее выражение:

$$j_i = \sigma_{ik} E_k, \quad (1.11)$$

*) Явление вынужденного рассеяния света на звуке, представляющее значительный интерес, требует особого рассмотрения (см., например, обзор ⁵, а также работы ⁷, ¹⁶⁻¹⁹).

где $\sigma_{ik} = \sigma_{ik}(\omega)$ — высокочастотная проводимость образца *). В наиболее интересной для акустооптики области $\omega\tau_p \gg 1$ и в приближении эффективной массы электронов проводимости $\sigma_{ik} = (ie^2/\omega) n (m_{ik}^*)^{-1}$, где τ_p , $(m_{ik}^*)^{-1}$ — соответственно время релаксации импульса и тензор обратной эффективной массы электронов проводимости.

При распространении звуковой волны в кристалле величины ε_{ik} и σ_{ik} , вообще говоря, можно записать в следующем виде **):

$$\varepsilon_{ik}(x, y, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \varepsilon_{ik}^m(x, y) e^{im(qx - \Omega t)}, \quad (1.12)$$

$$\sigma_{ik}(x, y, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sigma_{ik}^m(x, y) e^{im(qx - \Omega t)}, \quad (1.13)$$

где $\Omega = 2\pi/T$, $q = 2\pi/\Lambda$; T , Λ — период и длина звуковой волны. Зависимости ε_{ik}^m и σ_{ik}^m от x и y возникают, например, при распространении поверхностных акустических волн (ПАВ) с учетом их поглощения в кристалле (предполагается, что ε_{ik}^m и σ_{ik}^m медленно меняются вдоль X по сравнению с e^{iqx}).

Записывая решение уравнения (1.10) в виде ряда α

$$E_i(x, y, t) = \sum_l V_{i,l}(x, y) \exp\{i[(k \sin \theta + lq)x - (\omega + l\Omega)t]\} \quad (1.14)$$

и подставляя (1.11)–(1.14) в (1.10), приравниванием коэффициентов при одинаковых экспонентах получаем следующую систему рекуррентных дифференциальных уравнений для функций $V_{i,l}$ с точностью до членов порядка Ω/ω :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_{i,l}(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_{i,l}(x, y)}{\partial y^2} + 2i(k \sin \theta + lq) \frac{\partial V_{i,l}}{\partial x} - (k \sin \theta + lq)^2 V_{i,l} - \\ - \left[i(k \sin \theta + lq) \delta_{i,x} + \frac{\partial}{\partial r_i} \right] \left(\frac{\partial V_{y,l}}{\partial y} + \frac{\partial V_{x,l}}{\partial x} + i(k \sin \theta + lq) V_{x,l} \right) = \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \gamma_{ik}^m V_{k,l-m}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где

$$\gamma_{ik}^m = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_{ik}^m + \frac{4\pi i \sigma_{ik}^m}{\omega} \right), \quad \delta_{i,x} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = x, \\ 0 & \text{при } i \neq x. \end{cases}$$

В результате решения системы (1.15) с точными граничными условиями можно найти искомые поля вне и внутри образца, тем самым решив поставленную задачу. Однако в общем случае найти точное решение чрезвычайно сложно, поэтому в работах, посвященных данному вопросу, рассматриваются различные частные случаи задачи, когда систему (1.15) и граничные условия можно упростить. В дальнейшем мы рассмотрим некоторые характерные особенности дифракции электромагнитных волн на звуке, упростив задачу, а именно, считая, что поглощение звука на

*) Выражение (1.11) справедливо в линейном по амплитуде электрического поля электромагнитной волны приближении и в пренебрежении обычно малыми членами типа $(|V\mathbf{N}|/c) \partial f_1/\partial r$, $\mathbf{v} \partial f_1/\partial \mathbf{r}$, $\mathbf{F} \partial f_1/\partial \mathbf{r}$, где \mathbf{F} — сила, действующая со стороны звуковой волны на электроны проводимости, f_1 — функция распределения электронов в высокочастотном поле световой волны.

**) Использование этих выражений в уравнении (1.10) справедливо при достаточно плавной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости вещества от частоты.

ширине фронта падающей электромагнитной волны мало, и пренебрегая возможным искривлением поверхности кристалла при распространении звуковой волны, т. е. полагая, что непараллельность вектора \mathbf{U} плоскости (z, x) достаточно мала *).

2) Дифракция электромагнитных волн на звуке в изотропных проводящих кристаллах. Предположим, что интенсивность звука достаточно мала, так что нелинейные эффекты при распространении звуковой волны практически не проявляются и $|\varepsilon_{ik}^m|$, $|\sigma_{ik}^m| \simeq 0$ для $|m| \geq 2$. В этом случае для изотропных проводящих кристаллов, где $\varepsilon_{ik}^m = \varepsilon_m \delta_{i,k}$, $\sigma_{ik}^m = \sigma_m \delta_{i,k}$ (т. е. $\gamma_{ik}^m = \gamma_m \delta_{ik}$), система (1.15) приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2 V_{i,l}(y)}{dy^2} - \left[i(k \sin \theta + lq) \delta_{l,x} + \frac{\partial}{\partial r_i} \right] \left[\frac{dV_{y,l}}{dy} + i(k \sin \theta + lq) V_{x,l} \right] + \delta_l V_{l,l}(y) = \gamma_{+1} V_{l,l-1} + \gamma_{-1} V_{l,l+1}, \quad (1.16)$$

где

$$\delta_l = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega) - (k \sin \theta + lq)^2, \quad \varepsilon_0(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{4\pi i \sigma_0}{\omega}.$$

Из (1.16) видно, что уравнения для $V_{z,l}$ и $V_{x,y,l}$ независимы друг от друга (что связано с предположением об однородности образца вдоль оси z). Поэтому если падающая электромагнитная волна поляризована вдоль оси z , то при дифракции направление поляризации электромагнитной волны сохраняется. В дальнейшем будет предполагаться, что амплитуда электрического поля падающей электромагнитной волны $\mathbf{E}_0 \parallel z$.

Однако и здесь весьма сложно получить общее решение системы (1.16), удовлетворяющее точным граничным условиям. Поэтому далее рассмотрим некоторые частные случаи, описывающие основные характерные свойства дифракции.

а) Предположим, что интенсивность дифракционных порядков быстро убывает с ростом номера порядка $|l|$. В этом случае при решении системы (1.16) можно воспользоваться методом последовательных приближений (МПП) ^{1, 6, 27, 29, 30, 32}, применение которого, в принципе, без каких-либо дополнительных ограничений позволяет рассчитать интенсивность дифракционных порядков с любой заданной точностью. Однако уже выражения для амплитуд отраженных $E_{\pm 1}^{отр}$ и прошедших $E_{\pm 1}^{пр} \pm 1$ -х дифракционных порядков, полученные при использовании точных граничных условий в первом приближении МПП, оказываются достаточно громоздкими. Поэтому мы здесь приведем простейшие выражения для $E_l^{пр}$ в предположении, что функции $\gamma_{\pm 1}(y)$ и амплитуды дифракционных порядков медленно меняются на длине волны света, а также в пренебрежении отражением света от образца. В этом случае система (1.16) может быть сведена к следующей системе уравнений первого порядка:

$$\frac{dU_l}{dy} + i\beta_l U_l = -\frac{i}{2} \left(\frac{\gamma_{+1}}{\sqrt{\delta_0}} U_{l-1} + \frac{\gamma_{-1}}{\sqrt{\delta_0}} U_{l+1} \right), \quad (1.17)$$

где предполагается, что $V_l(y) = U_l(y) e^{i\sqrt{\delta_0}y}$ и $U_l(y)$ — функции, медленно меняющиеся на длине волны света

$$\beta_l = \frac{\delta_0 - \delta_l}{2\sqrt{\delta_0}} = \frac{2kql \sin \theta + l^2 q^2}{2\sqrt{\delta_0}}.$$

*) Для случая объемных звуковых волн, когда вектор \mathbf{U} чисто параллелен плоскости (z, x) , данный эффект отсутствует, однако в случае рэлеевских ПАВ искривление поверхности кристалла дает существенный вклад в дифракцию и его необходимо учитывать ²¹⁻²³.

Решение (1.17) в рамках МПП для $l > 0$ имеет вид

$$U_l = -\frac{i}{2\sqrt{\delta_0}} e^{-i\beta_l y} \int_0^y \gamma_{+1}(y') e^{i\beta_l y'} U_{l-1}(y') dy', \quad (1.18)$$

в частности, для $l = +1$

$$U_{+1} = -\frac{iE_0}{2\sqrt{\delta_0}} e^{-i\beta_{+1} y} \int_0^y \gamma_{+1}(y') e^{i\beta_{+1} y'} dy'. \quad (1.19)$$

При

$$y_{+1}(y') = \text{const}, \quad U_{+1}(y) = \frac{\gamma_{+1} E_0}{\delta_{+1} - \delta_0} (1 - e^{-i\beta_{+1} y})$$

соответственно, в пренебрежении поглощением света, выражение для $|V_{+1}(d)|^2$ имеет вид (d — толщина образца вдоль y)

$$|V_{+1}(d)|^2 = \frac{E_0^2 |\gamma_{+1}|^2 d^2}{4\delta_0^2} \left[\sin^2 \left(\frac{\delta_0 - \delta_{+1}}{4\sqrt{\delta_0}} d \right) \right] \left(\frac{\delta_0 - \delta_{+1}}{4\sqrt{\delta_0}} d \right)^{-2}. \quad (1.20)$$

Выражения (1.18)–(1.20) получены при использовании упрощенных граничных условий $U_l(y=0) = E_0 \delta_{l,0}$, пренебрегающих отраженными порядками дифракции. Анализ показывает, что упрощенные граничные условия можно накладывать при выполнении следующих условий:

$$R = \left| \frac{k \cos \theta - \sqrt{\delta_0}}{k \cos \theta + \sqrt{\delta_0}} \right| \ll 1, \quad |\delta_l - \delta_0| \ll |\delta_0|.$$

Эти условия позволяют пренебречь отражением света в нулевом и в высших дифракционных порядках. Кроме того, последнее условие, как правило, позволяет перейти от системы (1.16) к системе (1.17). В случае $|\delta_l - \delta_0| \sim |\delta_0|$ нельзя считать амплитуды дифракционных порядков $U_l(y)$ медленными функциями y и здесь же нужно учитывать модуляцию коэффициента отражения R звуковой волной, которая вызывает дифракцию в отраженном свете и при $R \ll 1$, и в этом случае, вообще говоря, $|E_l^{\text{отр}}| \sim |E_l^{\text{пр}}|$.

Однако случай $|\delta_l - \delta_0| \sim |\delta_0|$, $l = \pm 1, \pm 2, \dots$, как правило, неинтересен в смысле получения значительной эффективности дифракции при относительно небольшой мощности звука ввиду отсутствия пространственного синхронизма между нулевым и соответствующими высшими дифракционными порядками*). Пространственный синхронизм, например, между нулевым и первым дифракционным порядком возникает именно тогда, когда величина $|\delta_{+1} - \delta_0|$ достаточно мала и тогда за счет увеличения области взаимодействия света со звуком можно достичь заметной эффективности дифракции и при малой мощности звука. Из выражения (1.20) видно, что при $|(\delta_0 - \delta_{+1}) d / \sqrt{\delta_0}| \ll 1$, $|V_{+1}(d)|^2 \sim d^2$ и при $d \sim \delta_0 / |\gamma_{+1}|$, $|V_{+1}(d)| \sim E_0$.

Далее рассмотрим некоторые случаи, когда эффективность дифракции в отраженном и прошедшем свете может быть значительна и МПП не применим, причем в последующих двух пунктах б) и в) будет предполагаться, что $R \ll 1$ и $|\delta_l - \delta_0| \ll |\delta_0|$ для рассматриваемых l -х порядков, когда справедлива система (1.17) и при решении могут накладываться упрощенные граничные условия.

*) Здесь пока не рассматривается случай $|\delta_0| \approx 0$, который может иметь место при $\omega \approx \omega_p$, где ω_p — плазменная частота электронов проводимости, когда эффективность дифракции может быть достаточно большой за счет модуляции величины R звуком. Кроме того, при $|\delta_0| \approx 0$ нельзя переходить от системы (1.16) к системе (1.17).

б) В пренебрежении поглощением света, т. е. считая, что $\text{Im } \delta_0 \simeq 0$, $\gamma_{+1} = \gamma_{-1}^* = |\gamma_{+1}| e^{i\varphi}$, а также для достаточно длинноволнового звука, когда можно пренебречь членом $\sim l^2 q^2 U_l$, система (1.17) может быть переписана в следующем виде:

$$\frac{d\Phi_l(y)}{dy} + i \frac{k(\sin \theta) l q}{\sqrt{\delta_0}} \Phi_l(y) = \frac{|\gamma_{+1}|}{2\sqrt{\delta_0}} (\Phi_{l+1} - \Phi_{l-1}), \quad (1.21)$$

где $U_l(y) = \Phi_l(y) \exp \left[i \left(\frac{\pi}{2} + \varphi \right) l \right]$.

Решение (1.21) при $\gamma_{\pm 1}$, не зависящих от y , дает следующие выражения для $V_l(y)$:

$$V_l(y) = E_0 \exp \left\{ i \left[\sqrt{\delta_0} - l \frac{k(\sin \theta) q}{2\sqrt{\delta_0}} \right] y + i l \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right) \right\} \times \\ \times J_l \left\{ \frac{|\gamma_{+1}| y}{\sqrt{\delta_0}} \left[\sin \left(\frac{k \sin \theta \cdot q}{2\sqrt{\delta_0}} y \right) \right] \left(\frac{k \sin \theta \cdot q}{2\sqrt{\delta_0}} y \right)^{-1} \right\}, \quad (1.22)$$

где J_l — функция Бесселя l -го порядка.

Из выражения (1.22) видно, что в рассмотренном случае при $|\gamma_{+1}| \times \times y / \sqrt{\delta_0} \sim 1$ эффективная дифракция возможна сразу в нескольких порядках. Данная область дифракции исторически носит название раман-патовской области. Основным свойством дифракции в данной области является то, что при $R \ll 1$, как это следует из (1.22), электромагнитная волна на выходе кристалла приобретает чисто фазовую модуляцию, т. е.

$$E_{\text{пр}} \sim E_0 \exp \left[i \frac{|\gamma_{+1}| d}{\sqrt{\delta_0}} \sin \left(qx - \Omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} \right) \right]$$

при $\theta \sim 0$ ²⁴⁻²⁷. Расчет дифракции в этой области можно проводить, считая, что в образце имеется плоская фазовая дифракционная решетка, сопровождающая акустическую волну, которая не влияет на направление распространения света в образце^{24, 27}.

в) Предположим теперь, что $\sin \theta \approx -q/2k$, т. е. $\delta_0 \approx \delta_{+1}$ и $q^2 d / |\sqrt{\delta_0}| \gg \gg 1$, т. е. $|\delta_0 - \delta_{-1}| d / |\sqrt{\delta_0}| \gg 1$. В этом случае, когда это видно, например, из (1.20), $|E_{+1}^{\text{пр}}| \gg |E_{-1}^{\text{пр}}|$ (анализ показывает, что и высшие порядки дифракции в этом случае малы). Таким образом, при решении (1.17) можно ограничиться лишь двумя порядками нулевым и $+1$ -м:

$$\frac{dU_0}{dy} = -\frac{i}{2} \frac{\gamma_{-1}}{\sqrt{\delta_0}} U_{+1}, \quad (1.23)$$

$$\frac{dU_{+1}}{dy} + i\beta_{+1} U_{+1} = -\frac{i}{2} \frac{|\gamma_{+1}|}{\sqrt{\delta_0}} U_0. \quad (1.24)$$

Для случая $R \ll 1$, $\gamma_{+1} = \gamma_{-1}^*$, не зависящих от y и $\text{Im } \delta_0 \approx 0$, выражения для интенсивностей нулевого и $+1$ -го прошедших порядков имеют следующий вид^{26, 37}:

$$I_0^{\text{пр}} = I_0 - I_{+1}^{\text{пр}}, \quad (1.25)$$

$$I_{+1}^{\text{пр}} = I_0 \left(\frac{v}{2\sigma} \sin \sigma \right)^2, \quad (1.26)$$

где

$$\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{v^2 + \frac{Q^2}{4} (1 - 2\alpha)^2},$$

$$v = \frac{|\gamma_{+1}| d}{\sqrt{\delta_0}}, \quad Q = \frac{q^2 d}{\sqrt{\delta_0}},$$

$$\alpha = -\frac{k}{q} \sin \theta.$$

Из выражений (1.25), (1.26) видно, что при $v \ll 1$, $Q \gg 1$ функция $I_{+1}^{\text{пр}}$ резко зависит от угла падения θ и максимальна при $\sin \theta = -q/2k$, когда $I_{+1}^{\text{пр}} = I_0 \sin^2 (v/2)$, $I_0^{\text{пр}} = I_0 \cos^2 (v/2)$; при этом $I_{-1}^{\text{пр}} \sim ((\sin^2 Q)/Q^2) I_{+1}^{\text{пр}} \ll \ll I_{+1}^{\text{пр}}$.

Рассмотренная область дифракции носит название области брэгговского отражения света от звука. Основным свойством дифракции в этой области является то, что здесь имеется лишь два существенных порядка дифракции, например, нулевой и $+1$ -й, как рассмотрено выше. Это обусловлено тем, что здесь пространственный синхронизм с нулевым порядком имеется только у одного порядка дифракции. По существу, в области брэгговского отражения процесс дифракции можно описывать актами испускания или поглощения фононов фотонами падающей электромагнитной волны, для иллюстрации которых можно пользоваться векторными диаграммами, характеризующими законы сохранения энергии и импульса, которые выполняются в этих актах взаимодействия света со звуком. В этой области существенным образом проявляется тот факт, что дифракционная решетка, вызванная звуковой волной в образце является объемной, и здесь модуляция электромагнитной волны на выходе из кристалла, вообще говоря, амплитудно-фазовая.

Рассмотренные выше случаи а) — в) являются классическими и наиболее хорошо изученными случаями дифракции света на звуке. Из выражений (1.22), (1.26) видно, что основные свойства дифракции характеризуются параметрами v , Q и α . Параметр v характеризует степень перекачки энергии из нулевого порядка дифракции в высшие порядки, если выполнены условия пространственного синхронизма между нулевым и этими высшими дифракционными порядками. Параметры Q и α характеризуют степень выполнения условий пространственного синхронизма. Для Q , $Q|\alpha| \ll 1$ при $v \sim 1$, когда для нескольких порядков одновременно могут быть выполнены условия пространственного синхронизма и достаточно эффективна их связь с нулевым порядком, появляется несколько существенных порядков дифракции; для $Q \gg 1$ и $v \sim 1$ условия пространственного синхронизма и достаточно эффективного взаимодействия выполняются лишь для одного порядка дифракции $+1$ -го или -1 -го, если $\alpha \approx \pm \frac{1}{2}$.

Ряд работ был посвящен критериям того, когда реализуется тот или иной случай дифракции. Анализ показывает, что критерий брэгговской области дифракции имеет вид: $Q \gg \max(1, v)$, а критерий раман-натовской области следующий: $Q \ll \min(1, 1/v)^{26, 38-40}$. В промежуточной области, когда критерии брэгговской и раман-натовской дифракции не выполняются, получить точные аналитические выражения для амплитуд дифракционных порядков весьма сложно и здесь часто пользуются численными методами²⁶. В ряде работ^{31, 40, 41} развит метод, позволяющий находить амплитуды дифракционных порядков в виде ряда по параметру Q/v (при $\theta \simeq 0$), который, однако, удобен, если Q достаточно мало (из результатов работы⁴⁰ можно получить данные выше критерии раман-натовской дифракции).

В заключение данного параграфа рассмотрим случай, когда существенна дифракция в отраженном свете.

г) Предположим, что волновой вектор звука достаточно мал и членами $(2lkq \sin \theta + l^2 q^2) V_l(y)$ в (1.16) можно пренебречь. Тогда система (1.16) существенно упрощается и принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 V_l(y)}{dy^2} + \delta_0 V_l(y) = \gamma_{+1} V_{l-1}(y) + \gamma_{-1} V_{l+1}(y). \quad (1.27)$$

Согласно методике, описанной в работах ^{20, 27}, можно найти решение (1.27), удовлетворяющее точным граничным условиям при $\gamma_{\pm 1}(y)$, медленно меняющихся на длине волны света.

Для простоты мы здесь приведем выражения для $E_l^{\text{пр}}$, $E_l^{\text{отр}}$, считая $\gamma_{\pm 1}(y) = \text{const}$, которые получены в работе ³³:

$$E_l^{\text{отр}} = \frac{E_0}{\pi} \left(1 - \frac{\delta_{l,0}}{2}\right) \int_0^{2\pi} \frac{dx e^{-ix} [1 - \xi(x) \delta_{l,0}]}{1 + \xi(x)} \times \\ \times \left[1 - \frac{1 - \xi(x) + 2\xi(x) \delta_{l,0}}{1 + \xi(x)} e^{2i\psi(x)}\right] \left[1 - \left(\frac{1 - \xi(x)}{1 + \xi(x)}\right)^2 e^{2i\psi(x)}\right]^{-1}, \quad (1.28)$$

$$E_l^{\text{пр}} = \frac{2E_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dx e^{-ix} \xi(x)}{[1 + \xi(x)]^2} \frac{e^{i\psi(x)}}{1 - \{[1 - \xi(x)]/[1 + \xi(x)]\}^2 e^{2i\psi(x)}}, \quad (1.29)$$

где

$$\xi(x) = \frac{\sqrt{\delta_0 - \gamma_{+1} e^{ix} - \gamma_{-1} e^{-ix}}}{k \cos \theta},$$

$$\psi(x) = \sqrt{\delta_0 - \gamma_{+1} e^{ix} - \gamma_{-1} e^{-ix}} d.$$

Выражения (1.28), (1.29) наиболее удобно рассматривать в двух частных случаях $|\delta_0| \ll |\gamma_{\pm 1}|$ и $|\delta_0| \gg |\gamma_{\pm 1}|$.

а) Пусть $|\delta_0| \gg |\gamma_{\pm 1}|$. Тогда, пренебрегая в $\xi(x)$ зависимостью от x , ограничиваясь первым членом ряда разложения $\psi(x)$ по степеням $\gamma_{\pm 1}/\delta_0$ и пользуясь интегральным представлением для функций Бесселя ³⁶, выражения (1.28), (1.29) можно привести к следующему виду:

$$E_l^{\text{отр}} = E_0 (2 - \delta_{l,0}) \frac{k \cos \theta - \delta_{l,0} \sqrt{\delta_0}}{k \cos \theta + \sqrt{\delta_0}} e^{ikl} \left[\delta_{l,0} - \frac{2 \sqrt{\delta_0} (R + \delta_{l,0})}{k \cos \theta + \sqrt{\delta_0}} \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=1}^{\infty} R^{2n-2} e^{2in} \sqrt{\delta_0} d J_l(2na) \right], \quad (1.30)$$

$$E_l^{\text{пр}} = \frac{4E_0 k \cos \theta \sqrt{\delta_0}}{(k \cos \theta + \sqrt{\delta_0})^2} e^{ikl} \sum_{n=1}^{\infty} R^{2n-2} e^{i(2n-1)} \sqrt{\delta_0} d J_l[(2n-1)a], \quad (1.31)$$

где

$$a = \frac{\sqrt{\gamma_{+1} \gamma_{-1}} d}{\sqrt{\delta_0}},$$

$$\kappa = \arctg \frac{\gamma_{+1} + \gamma_{-1}}{i(\gamma_{+1} - \gamma_{-1})}$$

(если $\gamma_{+1} = \gamma_{-1}^* = |\gamma_{+1}| e^{i\varphi}$, то $\kappa = \varphi - (\pi/2)$), $R = (k \cos \theta - \sqrt{\delta_0}) / (k \cos \theta + \sqrt{\delta_0})$ — коэффициент отражения света.

Для случая $|R| \ll 1$ выражения (1.31) переходят в соответствующие выражения (1.22), где нужно положить $\theta \simeq 0$ (т. е. $l(kq(\sin \theta)/\sqrt{\delta_0}) d \ll 1$). При не малом коэффициенте отражения существенная дифракция в отраженном свете возникает за счет отражения от грани $y = d$.

б) Пусть $|\delta_0| \ll |\gamma_{+1}|$. Такие условия могут реализовываться вблизи тех значений частот падающего света, когда $\text{Re } \delta \approx 0$, и при достаточно слабом поглощении света (например, при $\omega \approx \omega_p$). В этом случае, в пренебрежении многократными отражениями (считая, что

$\text{Im} \sqrt{\delta_0 + 2|\gamma_{+1}|} d \gg 1$), выражения (1.28), (1.29) имеют вид

$$E_l^{\text{отр}} = \frac{E_0}{\pi} \left(1 - \frac{\delta_{l,0}}{2}\right) e^{il\varphi} \int_0^{2\pi} dx \frac{(\cos lx) [k \cos \theta - \delta_{l,0} \sqrt{-2|\gamma_{+1}| \cos x}]}{k \cos \theta + \sqrt{-2|\gamma_{+1}| \cos x}}, \quad (1.32)$$

$$E_l^{\text{пр}} = \frac{2E_0}{\pi} e^{il\varphi} \int_0^{2\pi} dx \frac{(\cos lx) k \cos \theta \sqrt{-2|\gamma_{+1}| \cos x}}{(k \cos \theta + \sqrt{-2|\gamma_{+1}| \cos x})^2} e^{i\sqrt{\delta_0 - 2|\gamma_{+1}| \cos x} d}, \quad (1.33)$$

где $\gamma_{+1} = |\gamma_{+1}| e^{i\varphi}$, $\gamma_{-1} = \gamma_{+1}^*$.

Из выражений (1.32), (1.33) видно, что при $|\gamma_{+1}| \sim k^2 \cos^2 \theta$ интенсивности отраженных порядков для $l \neq 0$ и прошедших порядков для всех l имеют максимум; в свою очередь, интенсивность нулевого отраженного порядка минимальна. Оценки интенсивности прошедшего и отраженного света в дифракционных порядках вблизи оптимума дают следующие значения^{33, 34}: $I_0^{\text{отр}} \approx 0,24 I_0$, $I_{\pm 1}^{\text{отр}} \approx 0,1 I_0$, $I_{\pm 2}^{\text{отр}} \approx 0,05 I_0$, $I_l^{\text{отр}} (|l| \geq 3) \sim I_0/a^2 l^2$, где $a \sim 10$; $I_l^{\text{пр}} \approx I_0 e^{-\alpha_e d} / \pi k d \cos \theta$ для $k d \cos \theta \gg 1$, $|l|$; здесь I_0 — интенсивность падающего света, $\alpha_e = 2 \text{Jm} \sqrt{\delta_0 + 2|\gamma_{+1}|} d$ — коэффициент поглощения света.

Условие оптимума $|\gamma_{+1}| \sim k^2 \cos^2 \theta$ означает, что $\Delta n/n_0 \sim (\cos^2 \theta)/\varepsilon_0$ и при $\varepsilon_0 \gg 1$, $\Delta n/n_0 \ll 1$, т. е. концентрационная нелинейность при распространении звука еще незначительная. Необходимо отметить, что для выполнения условия $|\delta_0| \ll |\gamma_{+1}|$ вблизи оптимума нужно выполнение условия $\omega \tau_p \gg \varepsilon_0$, когда плазменный минимум в отражении ярко выражен³⁵.

Физический эффект появления оптимума дифракции может быть объяснен следующим образом. Частота плазменного минимума отражения ω_{min} и максимальная частота света ω_1 , при которой происходит полное отражение света от образца, связаны с локальной концентрацией электронов n : $\omega_p^2/\omega_{\text{min}}^2 = 1 - (1/\varepsilon_0)$, $\omega_p^2/\omega_1^2 = 1 - ((\sin^2 \theta)/\varepsilon_0)$, где $\omega_p^2 = 4\pi n e^2/m^* \varepsilon_0$. Зафиксируем частоту света $\omega = \omega_1(n_0)$ в отсутствие звука, когда $n = n_0$. Звуковая волна, модулируя концентрацию электронов, будет модулировать частоты ω_{min} и ω_1 . Именно, в области повышенной концентрации электронов окажется $\omega < \omega_1$, т. е. в этой области практически весь падающий свет будет отражаться от образца. В области же пониженной концентрации электронов $\omega > \omega_1$, т. е. здесь образец будет частично прозрачным для света. Если при этом амплитуда звука такова, что в области пониженной концентрации электронов $\omega \approx \omega_{\text{min}}$, т. е. $(n_0 - \Delta n)/n_0 \approx [1 - (1/\varepsilon_0)]/[1 - ((\sin^2 \theta)/\varepsilon_0)]$ (при $\varepsilon \gg 1$ $\Delta n/n_0 \approx (\cos^2 \theta)/\varepsilon_0$), то в этой области отражение света практически будет отсутствовать. Таким образом, при $\Delta n/n_0 \approx (\cos^2 \theta)/\varepsilon_0$ возникает чрезвычайно контрастная амплитудно-фазовая дифракционная решетка. При дальнейшем повышении интенсивности звука отражение света в области пониженной концентрации электронов опять начинает возрастать и контрастность дифракционной решетки начинает уменьшаться.

Как видно из результатов расчета, приведенных выше, интенсивность дифракционных порядков определяется как амплитудой модуляции диэлектрической проницаемости решетки $\Delta \varepsilon$, так и амплитудой модуляции проводимости образца $\Delta \sigma$ звуковой волной.

Отношение интенсивностей электромагнитной волны, дифрагированной на изменении концентрации электронов (с амплитудой Δn) и изменении диэлектрической проницаемости решетки, для случая $\omega \tau_p \gg 1$ следующее³⁷:

$$\xi = \left| \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\varepsilon_0}{\Delta \varepsilon} \frac{\Delta n}{n_0} \right|^2 = \frac{4\pi \eta \varepsilon_{\text{эф}}}{\varepsilon_0^4 p^2} \left(\frac{e}{m^*} \right)^2 \frac{\Omega^2}{\omega^4}, \quad (1.34)$$

где p — константа фотоупругости, η — константа электромеханической связи через пьезопотенциал; $\varepsilon_{\text{ак}}$ — диэлектрическая проницаемость решетки на частоте звука.

Для Δn в (1.34) использовано выражение, полученное в линейной теории распространения звука⁴² при $\Omega\tau_M, qr_D \ll 1$, где τ_M, r_D — максвелловское время релаксации и дебаевский радиус экранирования электронов проводимости кристалла.

Из (1.34) видно, что $\xi > 1$, если $\omega < \omega_0$, где ω_0 имеет следующий вид:

$$\omega_0 = 2 \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \left(\frac{|e| \bar{m}}{m^*} \right) \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{ак}}}{\varepsilon_0 v_s c^2}} \sqrt{\frac{\eta}{M_2}} \frac{q}{k}; \quad (1.35)$$

где $M_2 = \varepsilon_0^2 p^2 / \rho v_s^2$ — параметр акустооптического качества.

Оценки показывают, что при $q \sim k$ для образца $n\text{-InSb}$ $\omega_0 \sim 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, для образца CdS $\omega_0 \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, при $\omega < \omega_0$ применение проводящих кристаллов в акустооптических устройствах может существенно повысить их эффективность.

3) Д и ф р а к ц и я э л е к т р о м а г н и т н ы х в о л н н а з в у к е в а н и з о т р о п н ы х п р о в о д я щ и х к р и с т а л л а х. В данном разделе будут рассмотрены некоторые характерные особенности дифракции света на звуке в анизотропных кристаллах. Геометрическая ситуация будет предполагаться та же, что и в п. 2), причем будет считаться, что в образце распространяется поперечная звуковая волна с вектором \mathbf{u} , параллельным оси z , совпадающей с направлением оптической оси одноосного кристалла. Такая геометрическая ситуация часто имеет место в экспериментах по дифракции света на звуке в анизотропных кристаллах и здесь достаточно четко проявляются основные особенности рассматриваемого явления, вызванные анизотропией кристалла. Для кристаллов гексагональной системы класса C_{6v} (к ним относятся и кристалл CdS) в данной геометрии тензор диэлектрической проницаемости решетки имеет следующий вид¹⁴:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1^0 & 0 & \Delta\varepsilon \\ 0 & \varepsilon_1^0 & 0 \\ \Delta\varepsilon & 0 & \varepsilon_2^0 \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

где $\Delta\varepsilon = -\varepsilon_1^0 \varepsilon_2^0 p_{xxxx} u_{zx}$.

Тензор σ_{ik} будем считать диагональным, т. е. $\sigma_{ik} = \sigma(i) \delta_{i,k}$; $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$.

Далее будет рассмотрено решение системы (1.15) в рассматриваемой геометрии методом последовательных приближений с наложением упрощенных граничных условий и в пренебрежении концентрационной нелинейностью при распространении звука (т. е. будет считаться, что $|\varepsilon_{ik}^m|, |\sigma_{ik}^m| \simeq 0$ для $|m| \geq 2$).

В этом случае уравнения для $V_{z, \pm 1}$ принимают следующий вид:

$$\frac{d^2 V_{z, \pm 1}}{dy^2} + \delta_2^{\pm 1} V_{z, \pm 1} = \gamma_{zz}^{\pm 1} V_{z, 0}, \quad (1.37)$$

$$\frac{d^2 V_{x, \pm 1}}{dy^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(\omega) V_{x, \pm 1} - i(k \sin \theta \pm q) \frac{dV_{y, \pm 1}}{dy} = \gamma_{xz}^{\pm 1} V_{z, 0}, \quad (1.38)$$

$$-i(k \sin \theta \pm q) \frac{dV_{x, \pm 1}}{dy} + \delta_1^{\pm 1} V_{y, \pm 1} = 0, \quad (1.39)$$

где

$$\delta_{1,2}^{\pm 1} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,2}(\omega) - (k \sin \theta \pm q)^2, \quad \varepsilon_{1,2}(\omega) = \varepsilon_{1,2}^0 + i \frac{4\pi\sigma_{1,2}}{\omega},$$

$$\gamma_{zz}^{\pm 1} = -\frac{4\pi i \omega \sigma_{zz}^{\pm 1}}{c^2}, \quad \gamma_{xz}^{\pm 1} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xz}^{\pm 1};$$

здесь тензоры $\gamma_{ik}^{\pm 1}$ имеют диагональные компоненты, обусловленные модуляцией проводимости звуковой волной и две компоненты $\gamma_{zx}^{\pm 1} = \gamma_{xz}^{\pm 1}$, обусловленные фотоупругостью.

Решение системы (1.37)–(1.39) дает следующие выражения для $|E_{z, \pm 1}^{\text{np}}|$, $|E_{x, \pm 1}^{\text{np}}|$:

$$|E_{z, \pm 1}^{\text{np}}| = \left| \frac{\gamma_{zz}^{\pm 1} E_0}{\delta_2^{\pm 1} - \delta_2^0} (e^{i\sqrt{\delta_2^0} d} - e^{i\sqrt{\delta_2^{\pm 1}} d}) \right|, \quad (1.40)$$

$$|E_{x, \pm 1}^{\text{np}}| = \left| \frac{\gamma_{xz}^{\pm 1} E_0 \delta_1^{\pm 1}}{(\delta_1^{\pm 1} - \delta_2^0) k^2 \varepsilon_1(\omega)} (e^{i\sqrt{\delta_2^0} d} - e^{i\sqrt{\delta_1^{\pm 1}} d}) \right|, \quad (1.41)$$

где $\delta_2^0 = (\omega^2/c^2) \varepsilon_2(\omega) - k^2 \sin^2 \theta$ и $\gamma_{ik}^{\pm 1}$ считаются не зависящими от y .

Из выражений (1.40), (1.41) видно, что условия брэгговского отражения, например, для $+1$ -го дифракционного порядка, в отличие от изотропных кристаллов, могут осуществляться при двух углах падения света.

а) При $\delta_1^{\pm 1} = \delta_2^0$, т. е. при

$$\sin \theta_n^1 = -\frac{q}{2k \sqrt{\varepsilon_2(\omega)}} \left[1 + \left(\frac{k}{q} \right)^2 (\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_1(\omega)) \right]$$

может осуществляться анизотропное брэгговское отражение света от звука с изменением модуля волнового вектора света из-за поворота вектора поляризации электрического поля в $+1$ -м дифракционном порядке относительно \mathbf{E}_0 на 90° ^{15, 43–45}. При этом угол, под которым в образце распространяется дифракционный порядок, дается соотношением

$$\sin \theta_D^1 = \frac{q}{2k \sqrt{\varepsilon_1(\omega)}} \left\{ 1 - \left(\frac{k}{q} \right)^2 [\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_1(\omega)] \right\}$$

(здесь θ_n^1 и θ_D^1 углы падения и дифракции света в образце, $k = \omega/c$). Легко видеть, что при $(q_{\text{min}}/k)^2 = (\sqrt{\varepsilon_2(\omega)} - \sqrt{\varepsilon_1(\omega)})^2$, в анизотропном кристалле возможно коллинеарное брэгговское отражение света (q_{min} является минимальным волновым вектором звука, при котором возможно брэгговское отражение с поворотом \mathbf{E}_0 на 90° в анизотропном кристалле⁹).

б) При $\delta_2^{\pm 1} = \delta_2^0$, т. е. при $\sin \theta_n^2 = -q/2k\sqrt{\varepsilon_2(\omega)}$, может осуществляться обычное изотропное брэгговское отражение света от звука без поворота вектора поляризации электрического поля^{26, 28, 37}, причем анизотропное брэгговское отражение осуществляется при дифракции света за счет фотоупругости, а изотропное — при дифракции на электронных волнах. Следовательно, подбирая соответствующие углы падения θ_n^1 и θ_n^2 , можно изучать дифракцию света как на упругих колебаниях решетки, так и на электронных волнах по отдельности⁴⁶.

Кроме указанной особенности, при дифракции в анизотропных кристаллах может возникать дополнительный механизм дифракции, связанный с вращением кристалла при распространении звуковой волны⁴⁷. В этом случае нельзя разлагать изменение диэлектрической проницаемости кристалла при распространении звука в ряд по тензору деформаций, так как при чистом повороте деформации отсутствуют, а ε_{ik} в данной системе координат может меняться для анизотропного кристалла. При чистом повороте выражение для $\Delta(\varepsilon_{ik})^{-1}$ имеет следующий вид⁴⁷:

$$\Delta(\varepsilon_{ik})^{-1} = \tilde{P}_{ik[mn]} R_{mn}, \quad (1.42)$$

где

$$R_{mn} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_m}{\partial r_n} - \frac{\partial u_n}{\partial r_m} \right)$$

— антисимметричный тензор, характеризующий поворот кристалла, $\tilde{P}_{ik[mn]} = \frac{1}{2} [(\varepsilon_{in})^{-1} \delta_{k,m} + (\varepsilon_{nk})^{-1} \delta_{i,m} - (\varepsilon_{im})^{-1} \delta_{k,n} - (\varepsilon_{mk})^{-1} \delta_{i,n}]$ — тензор, антисимметричный по индексам m и n . Таким образом, общее выражение для $\Delta(\varepsilon_{ik})^{-1}$ имеет следующий вид: $\Delta(\varepsilon_{ik})^{-1} = P_{iklm} u_{lm} + \tilde{P}_{ik[mn]} R_{mn}$, т. е. в сильно анизотропных кристаллах разложение $\Delta(\varepsilon_{ik})$ имеет смысл вести не по u_{ik} , а по $\partial u_i / \partial r_k$. Однако, для несильно анизотропных кристаллов величины $\tilde{P}_{ik[mn]}$ малы. Например, для кристалла типа CdS

$$\tilde{P}_{xz[xz]} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon_{zz}} - \frac{1}{\varepsilon_{xx}} \right) \approx \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx}} - \sqrt{\varepsilon_{zz}}}{\varepsilon^{3/2}} \sim 10^{-3} \ll P_{xzzz},$$

так как $P_{xzzz} \approx 0,025$.

Итак, выражение (1.9), в том виде, в каком оно записано (как, впрочем, и выражения для $\Delta \varepsilon_{ik}$ в работах ^{14, 27} и т. д.), справедливо лишь для не очень сильно анизотропных кристаллов.

б) К в а н т о в а я т е о р и я д и ф ф р а к ц и и э л е к т р о м а г н и т н ы х в о л н н а у л ь т р а з в у к е в т в е р д ы х т е л а х

В первой части данной главы рассматривалась классическая теория дифракции электромагнитных волн на звуке в проводящих кристаллах, справедливая для сравнительно низкочастотных звуковых и электромагнитных волн в смысле выполнения неравенств $\lambda_l \ll l, \lambda, \Lambda$ и $\hbar\omega \ll E_g, \varepsilon_{ср}$. В этой части будет рассмотрена квантовая теория дифракции электромагнитных волн на звуке, справедливая и для высокочастотных звуковых и электромагнитных волн, когда неравенства $\lambda_l \ll \lambda, \Lambda$ и $\hbar\omega \ll E_g$ могут не выполняться (расчет будет проводиться в пренебрежении поглощением света). Далее в данном разделе, в отличие от первой части, будет принята определенная модель механизма взаимодействия электромагнитной и звуковой волн, а именно будет предполагаться, что основной вклад в поляризуемость кристалла дает электронная поляризуемость. На основе данного механизма взаимодействия звуковых и электромагнитных волн будет рассмотрена микроскопическая теория дифракции электромагнитных волн на звуке.

Ясно, что в этом случае нельзя пользоваться классическим кинетическим уравнением для описания взаимодействия электронов со звуком и электромагнитными волнами, необходим принципиально квантовый подход, скажем, на основе формализма матрицы плотности. В нашем изложении мы будем придерживаться метода, аналогичного использованному в ¹⁷.

Для бесстолкновительного случая $\omega\tau_p, ql \gg 1$, рассмотренного в работе ⁵⁰, связанная система уравнений движения для операторов рождения и уничтожения фотонов и фононов, в предположении, что электромагнитная и звуковая волны слабо возмущают электронную систему, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial a_{\mathbf{k}}^{\dagger}}{\partial t} = i\omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} + i\gamma^* a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} b_{\mathbf{q}}^{\dagger}, \quad (1.43)$$

$$\frac{\partial a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger}}{\partial t} = i\omega_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} + i\gamma a_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{q}}, \quad (1.44)$$

$$\frac{\partial b_{\mathbf{q}}^{\dagger}}{\partial t} = i\Omega_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}}^{\dagger} + i\gamma a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_1}; \quad (1.45)$$

здесь $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}$, $a_{\mathbf{k}}$ — операторы рождения и уничтожения фотонов с волновым вектором \mathbf{k} ; $b_{\mathbf{q}}^{\dagger}$, $b_{\mathbf{q}}$ — операторы рождения и уничтожения фононов с волновым вектором \mathbf{q} , причем предполагается, что $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}$, $\omega_{\mathbf{k}} = \omega_{\mathbf{k}_1} + \Omega_{\mathbf{q}}$, т. е. рассматриваются однофононные процессы, связанные с поглощением, либо испусканием одного фонона,

$$\begin{aligned} \gamma = & \frac{1}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}, l_1, l} \left\{ \left[\delta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1) + \sum_{l_2} \left(\frac{\beta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} - \mathbf{k}_1, l_2) \beta(\mathbf{p} - \mathbf{q}_1, l_2; \mathbf{p} + \mathbf{k}, l_1)}{\varepsilon_{l_1, \mathbf{p} + \mathbf{q}} - \varepsilon_{l_2, \mathbf{p} - \mathbf{k}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{k}}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\beta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} + \mathbf{k}, l_2) \beta(\mathbf{p} + \mathbf{k}, l_2; \mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1)}{\varepsilon_{l_1, \mathbf{p} + \mathbf{q}} - \varepsilon_{l_2, \mathbf{p} + \mathbf{k}} + \hbar\omega_{\mathbf{k}_1}} \right) \right] \Psi_{i\hbar} \Lambda_{i\hbar}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1; \mathbf{p}, l) Q_{l, l_1, \mathbf{p}} - \\ & - \sum_{l_2} \left(\frac{\Psi_{i\hbar} \Lambda_{i\hbar}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1; \mathbf{p}, l) \beta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} - \mathbf{k}_1, l_2) \beta(\mathbf{p} - \mathbf{k}_1, l_2; \mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1) (\hat{n}_{l, \mathbf{p}} - \hat{n}_{l_2, \mathbf{p} - \mathbf{k}_1})}{(\varepsilon_{l_1, \mathbf{p} + \mathbf{q}} - \varepsilon_{l_2, \mathbf{p} - \mathbf{k}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{k}}) (\varepsilon_{l, \mathbf{p}} - \varepsilon_{l_2, \mathbf{p} - \mathbf{k}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{k}_1})} \right. \\ & \left. \left. - \frac{\Psi_{i\hbar} \Lambda_{i\hbar}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1; \mathbf{p}, l) \beta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} + \mathbf{k}, l_2) \beta(\mathbf{p} + \mathbf{k}, l_2; \mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1) (\hat{n}_{l, \mathbf{p}} - \hat{n}_{l_2, \mathbf{p} + \mathbf{k}})}{(\varepsilon_{l_1, \mathbf{p} + \mathbf{q}} - \varepsilon_{l_2, \mathbf{p} + \mathbf{k}} + \hbar\omega_{\mathbf{k}_1}) (\varepsilon_{l, \mathbf{p}} - \varepsilon_{l_2, \mathbf{p} + \mathbf{k}} + \hbar\omega_{\mathbf{k}})} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (1.46)$$

$$Q_{l, l_1, \mathbf{p}} = \frac{\hat{n}_{l, \mathbf{p}} - \hat{n}_{l_1, \mathbf{p} + \mathbf{q}}}{\varepsilon_{l, \mathbf{p}} - \varepsilon_{l_1, \mathbf{p} + \mathbf{q}} + \hbar\Omega_{\mathbf{q}} + i\alpha}, \quad (1.47)$$

$\varepsilon_{l, \mathbf{p}}$, $\hat{n}_{l, \mathbf{p}}$ — одночастичная энергия и оператор чисел заполнения электрона в состоянии с волновым вектором \mathbf{p} в l -й энергетической зоне; $\Psi_{i\hbar} = i\sqrt{\hbar/2\rho V\Omega_{\mathbf{q}}}\xi_{i\mathbf{q}\hbar}$, $\delta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} + \mathbf{q}, l_1)$, $\beta(\mathbf{p}, l; \mathbf{p} - \mathbf{k}_1, l_1)$ — матричные элементы, соответственно от операторов

$$\frac{(\mathbf{e}_{\mathbf{k}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}_1}) 2\pi\hbar e^2 e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}}{m_0 \varepsilon_0 \sqrt{\omega_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}_1}} V}, \quad -\frac{e}{m_0} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\varepsilon_0 V \omega_{\mathbf{k}}}} e^{i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}} \hat{\mathbf{p}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}_1}$$

между соответствующими блоховскими состояниями электронов; $\hat{\mathbf{p}} = (\hbar/i) \partial/\partial \mathbf{r}$, $\Lambda_{i\hbar}(\mathbf{p}, l_1; \mathbf{p} - \mathbf{q}, l_2)$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия через потенциал деформации; $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$ — вектор поляризации фотона с волновым вектором \mathbf{k} , ξ — вектор поляризации фононов; ρ , V — плотность и объем кристалла, m_0 — масса свободного электрона, e — заряд электрона, ε_0 — диэлектрическая проницаемость образца. При выводе выражений (1.43)–(1.45) предполагалось, что электрон-фононное взаимодействие осуществляется через потенциал деформации.

Аналогичный подход к рассмотрению данной задачи в диэлектриках, как уже замечалось, применялся в работах ^{17, 51}, однако в этих работах вводились феноменологические константы фотоупругости. Микроскопический расчет рассеяния света на акустических фононах в диэлектриках в аналогичных приближениях выполнен в работе ⁵² и в проводящих кристаллах — в работе ⁵³, где определялась вероятность поглощения (или испускания) фотоном фонона, которая определяется параметром $|\gamma|$.

Решение системы (1.43)–(1.45) нетрудно получить, предполагая, что одно из средних чисел заполнения фононов и фотонов $n_{\mathbf{q}}$, $n_{\mathbf{k}}$ или $n_{\mathbf{k}_1}$ значительно больше остальных*). Так, например, предполагая, что $n_{\mathbf{q}} \gg n_{\mathbf{k}}$, $n_{\mathbf{k}_1}$, для интенсивностей электромагнитного излучения в нулевом и первом дифракционных порядках получаем следующие выражения (в предположении, что при $t = 0$ $n_{\mathbf{k}}(0) = 0$):

$$I_1(t) = I_0(0) \sin^2(\xi t), \quad (1.48)$$

$$I_0(t) = I_0(0) \cos^2(\xi t), \quad (1.49)$$

*) Аналогичное предположение в ^{17, 51} делалось прямо при выводе системы уравнений для операторов $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}$, $a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger}$, $b_{\mathbf{q}}^{\dagger}$.

где $I_0(0)$ интенсивность нулевого порядка (с волновым вектором \mathbf{k}_1) в момент времени $t = 0$, $\xi = |\gamma| \sqrt{n_q}$.

Для нахождения интенсивности электромагнитной волны, прошедшей через образец со звуком, в геометрии рис. 1 для случая $R \ll 1$ нужно в (1.48)–(1.49) положить $t = d\epsilon_0/c\sqrt{\epsilon_0 - \sin^2\theta}$, а под $I_0(0)$ понимать интенсивность света, падающего на образец.

В классическом пределе выражение для γ имеет следующий вид:

$$\gamma = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0 \sqrt{\omega_h \omega_{k_1}}} \Psi_{ik} \left[\Lambda_{ik} e_x^0 e_y^1 (m_{xy}^*)^{-1} Q + \frac{e_x^0 e_y^1}{m_0^2 \hbar^2} V \tilde{R}_{xy}^{ik} \right], \quad (1.50)$$

где Λ_{ik} — тензор потенциалов деформации, e_x^0 , e_y^1 — компоненты векторов поляризации \mathbf{e}_k и \mathbf{e}_{k_1} , \tilde{R}_{xy}^{ik} — тензор, описывающий дифракцию света на звуке в диэлектриках, объединяющий в (1.46) все члены, кроме первого члена с $l = l_1 = c$ и членов второй суммы с $l = l_1 = c$; $l_2 \neq c$ (c — индекс зоны проводимости), которые входят в (1.50) в первый член, $Q = \sum_{\mathbf{p}} Q_{c,c,p}$. В проводящих кристаллах наличие электронов проводимости

несколько меняет величину \tilde{R}_{xy}^{ik} , так как суммирование в \tilde{R}_{xy}^{ik} фактически проводится по свободным состояниям в зоне проводимости^{52, 53}. В этом случае в работе⁵⁰ было показано полное совпадение результатов квантового расчета с результатами классического расчета в аналогичных приближениях для брэгговского случая (для изотропного кристалла описываемых выражениями (1.25), (1.26) при $\sin\theta = -q/2k$). При этом первый член в (1.50) соответствует вкладу в дифракцию волны концентрации электронов (константу потенциала деформации нужно взять с учетом экранировки свободными носителями заряда). Аналогично, вклад второго члена в (1.50) соответствует вкладу в дифракцию волны диэлектрической проницаемости решетки, вызванной фотоупругостью (этот результат следует из соотношения: $R_{xy}^{ik} = (m_0^2 \omega^2 \hbar^2 \epsilon_0^2 / 4\pi e^2) P_{yxik}$ ⁵²).

В существенно квантовой области нужно пользоваться более общим выражением (1.46) для γ . При этом квантовые поправки к γ оказываются наиболее существенными при $\hbar\omega_k \simeq E_g$, когда возможно резонансное увеличение γ , причем вклад в резонансный рост γ могут давать как валентные электроны, так и электроны проводимости.

Для случая, когда рассеяние света определяется в основном валентными электронами и в предположении, что матричные элементы в резонансных членах в (1.46) можно считать не зависящими от \mathbf{p} , а также для параболических валентной зоны и зоны проводимости с приведенной эффективной массой электронов в зонах μ , эффективность первого порядка дифракции пропорциональна следующему выражению^{52, 54–56}:

$$\frac{I_1}{I_0} \sim \left| \frac{B}{\hbar\Omega_q} \left[\sqrt{E_g - \hbar\omega_k} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\hbar^2 p_m^2}{2\mu(E_g - \hbar\omega_k)}} - \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{E_g - \hbar\omega_{k_1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\hbar^2 p_m^2}{2\mu(E_g - \hbar\omega_{k_1})}} \right] - 1 \right|^2, \quad (1.51)$$

где величина B определяется матричными элементами и относительно слабо зависит от частоты света, p_m — волновой вектор границы зон (предполагается, что $k, q \ll p_m$).

Для частот света, достаточно близких к E_g/\hbar , т. е. при $\hbar\Omega_q < E_g - \hbar\omega_k \ll \hbar^2 p_m^2 / 2\mu$, видно, что первый член выражения (1.51) резко возрастает с ростом частоты света и эффективность дифракции, обусловленная этим членом, имеет вид $I_1/I_0 \simeq |B|^2 / (E_g - \hbar\omega_k)$. Следует отметить, что выражение (1.46), а следовательно, и (1.51), справедливо, когда

поглощение света достаточно мало, т. е. $E_g - \hbar\omega_k > \alpha$, $E_g - \hbar\omega_{k_1} > \alpha$, где α — уширение дисперсионной кривой. Расчеты, проведенные авторами работ⁵⁴⁻⁵⁶ на основе теории Лоудона⁵² для диэлектриков, показывают удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Поведение эффективности дифракции с ростом частоты света может быть более сложным, чем просто монотонный рост, а именно, как видно из (1.51), при определенной величине B возможно обращение в нуль эффективности дифракции при некоторой частоте света $\omega < E_g/\hbar$ ⁵⁴⁻⁶¹. Такое явление возможно, если резонансные члены имеют знаки, противоположные знаку суммы нерезонансных членов и при своем росте компенсируют эту сумму*).

Как видно из (1.46), в резонансное рассеяние света при $\hbar\omega_k \sim E_g$ могут давать существенный вклад и электроны проводимости. Наличие электронов проводимости в вырожденном полупроводнике может привести к существенному изменению резонансных величин констант фотоупругости \tilde{P}_{yxik} ($\tilde{P}_{yxik} = (4\pi e^2/m_0^3\omega^2\hbar^2\varepsilon_0^2)\tilde{R}_{xy}^{ik}$), если величина $E_g - \hbar\omega_k$ достаточно мала, т. е. $E_g - \hbar\omega_k \lesssim (m^*/\mu)\varepsilon_F$ (здесь m^* — эффективная масса электронов проводимости; $\varepsilon_F = \hbar^2 p_F^2/2m^*$ — энергия ферми-электронов проводимости и предполагается, что $\hbar\Omega_q \ll \varepsilon_F$; $k, q \ll p_F$). Это обусловлено тем, что часть состояний в зоне проводимости с энергиями, меньшими ε_F , занята. Кроме того, существенный вклад в резонансную величину γ может дать также модуляция чисел заполнения электронов проводимости звуковой волной. Этот вклад, описываемый вторым членом в (1.46), для случая вырожденного полупроводника в тех же предположениях, что и при получении выражений (1.51), пропорционален выражению:

$$\gamma_{эл} \sim \frac{\sqrt{\varepsilon_F}}{E_g + (m^*/\mu)\varepsilon_F - \hbar\omega_k}, \quad (1.52)$$

где предполагается, что $\hbar\Omega_q \ll \varepsilon_F$; $k, q \ll p_F$.

Отношение вкладов в γ резонансных членов, обусловленных модуляцией чисел заполнения электронов проводимости звуковой волной ($\gamma_{эл}$), и членов, обусловленных фотоупругостью \tilde{P}_{yxik} (γ_ϕ) (с учетом заполнения электронами состояний в зоне проводимости), для вырожденного полупроводника при $\hbar\Omega_q \lesssim (m^*/\mu)\varepsilon_F$, $E_g - \hbar\omega_k \lesssim (m^*/\mu)\varepsilon_F$ равно $\gamma_{эл}/\gamma_\phi \simeq m^*/\mu$. Таким образом, указанные вклады при частоте света, достаточно близкой к E_g/\hbar , могут быть одного порядка. Для случая невырожденного полупроводника при $\hbar\Omega_q < E_g - \hbar\omega_k \lesssim (m^*/\mu)T$ (T — температура электронов в энергетических единицах) имеем

$$\frac{\gamma_{эл}}{\gamma_\phi} \sim \frac{n}{N_c} \sqrt{\frac{m^*}{\mu} \frac{E_g - \hbar\omega_k}{T}},$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. При $n \sim N_c$, $E_g - \hbar\omega_k \sim T$ данные вклады могут быть одного порядка. Для случая, когда электроны проводимости взаимодействуют со звуковой волной через пьезопотенциал, вклад в резонансную дифракцию, обусловленный наличием волны концентрации электронов, рассмотрен в работе⁶², где было показано, что этот вклад может быть существенным.

Отметим, что при расчетах в данной части работы предполагалось, что волновые векторы фотонов и фононов хорошо определены. Однако из-за ограничения размеров кристалла в направлении Y в рассматриваемой

*) Следует отметить, что при сравнении теоретических расчетов с результатами экспериментов по резонансной дифракции света на звуке нужно, вообще говоря, использовать более детальную модель механизма взаимодействия света со звуком, учитывая, например, вклад в γ экситонных состояний в запрещенной зоне, который при $\hbar\omega_k \simeq E_g$ может быть существенным⁶².

геометрии, строго говоря, появляется размазка волнового вектора фононов $\Delta q_y \sim 1/d$ и соответственно размазка угла направления распространения фононов $\Delta \varphi \sim 1/qd$. Для того чтобы этой размазкой можно было пренебречь для однофононных процессов, необходимо, чтобы $\Delta \varphi \ll \theta_\delta$, где θ_δ — брэгговский угол падения света в образце, т. е. $q^2 d/k \sqrt{\epsilon_0} \gg 1$ (при $\theta_\delta \ll 1$), что совпадает с условиями брэгговской дифракции при несильном интенсивных звуковых волнах, когда $v \lesssim 1$ (см. выше).

Соответственно при $\Delta \varphi \gg \theta_\delta$, θ , т. е. при $q^2 d/k \sqrt{\epsilon_0} \ll 1$, $qd\theta/\sqrt{\epsilon_0} \ll 1$, возможно появление сразу многих сравнимых порядков дифракции (раман-натовский случай при $\theta \approx 0$).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

а) Экспериментальная методика исследования дифракции света на звуке

Типичная схема наблюдений дифракции когерентного света на когерентном звуке представлена на рис. 2. Плоскополяризованное излучение лазера ЛГ, работающего обычно в режиме нижней моды $ТЕМ_{00}$, при котором обеспечиваются условия наименьшей расходимости луча, через систему формирования плоскости поляризации (полуволновую пластинку $\lambda/2$ и поляризатор Π_1) падает на исследуемый кристалл К, расположенный на поворотном столике ПС.

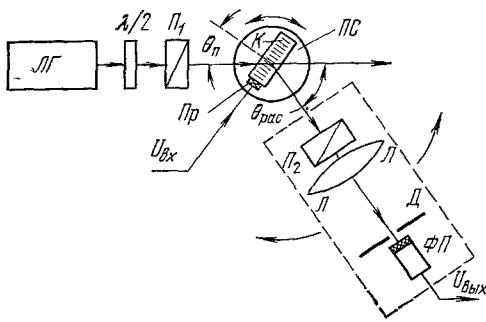


Рис. 2. Оптическая схема наблюдения дифракции света на звуке.

Столик ПС снабжен шкалой, позволяющей вести точный отсчет углов падения луча на образец. Бегущая (или стоячая) акустическая волна возбуждается электромеханическим преобразователем Пр (выполненным, например, в виде пьезоэлектрической полуволновой пластинки), подключенным к радиогенератору. Дифрагированный свет регистрируется на выходе кристалла с помощью оптической системы, включающей поляризационный анализатор Π_2 , собирающую

линзу Л, диафрагму поля зрения Д и фотоприемник ФП (в оптическом и ближнем ИК диапазонах для этого обычно используют ФЭУ), сигнал с которого подается на осциллограф или самописец. Вся регистрирующая система располагается на поворотной штанге, ось вращения которой совпадает с осью поворотного столика ПС и угол поворота которой относительно прошедшего недифрагированного света $\theta_{рас}$ может быть точно измерен.

Данная схема достаточно просто позволяет изучить наиболее важные характеристики дифракционных явлений — пространственные (угловые), поляризационные и амплитудные. Вместе с тем, для полного описания дифракции в общем случае необходимо также знание частотного спектра дифрагированного света. Эта цель может быть достигнута использованием в описанной схеме метода смешения на фотоприемнике дифрагированного и падающего излучений (метод оптического гетеродинамирования^{63, 64}). В этом методе (рис. 3) при коллинеарном падении гетеродинамированного ($I_Г$) и дифрагированного (I_1) лучей на поверхность малоинерционного фотоприемника (6) на выходе последнего образуется сигнал с разностной

промежуточной частотой $\omega_{\text{пч}}$, равной в первом дифракционном порядке частоте звука Ω , и амплитудой, пропорциональной произведению интенсивностей обоих лучей. Как показано в работе ⁶⁴, при этом одновременно с возможностью изучения частотного спектра дифрагированного света значительно возрастает чувствительность измерений дифрагированных потоков (на 3—4 порядка по сравнению с методом простого фотодетектирования). Очевидно, однако, что использование указанного метода в случае дифракции на гиперзвуке сопряжено с необходимостью применения соответствующих очень высокочастотных фотоприемников.

Изучение частотного спектра дифрагированного света может быть выполнено также с помощью интерферометра Фабри — Перо ^{5, 7, 65}. В настоящее время этот метод изучения дифракционных спектров, несмотря на сравнительную сложность аппаратуры, по существу, является единственным на частотах акустических волн свыше нескольких гигагерц, где применение метода оптического гетеродинамирования затруднено из-за отсутствия хороших малоинерционных фотоприемников. Особенно хорошие результаты получаются при использовании электрически перестраиваемых (или перестраиваемых путем вакуумирования) интерферометров Фабри — Перо с одновременной записью спектров на ленте самописца ⁶⁶.

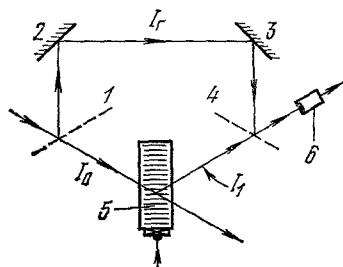


Рис. 3. Схема оптического гетеродинамирования.

I_0 , I_1 и $I_Г$ — падающий, дифрагированный и гетеродинамичный лучи соответственно; 1, 4 — полупрозрачные зеркала, 2, 3 — непрозрачные зеркала, 5 — образец с возбужденной в нем УЗВ, 6 — фотоприемник.

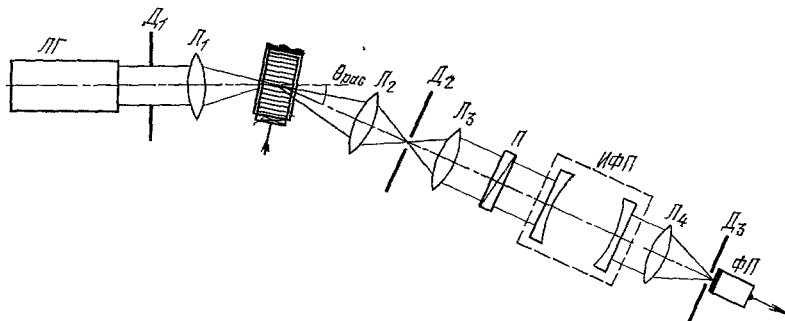


Рис. 4. Схема измерений пространственного и частотного спектров дифрагированного света с интерферометром Фабри — Перо.

Оптическая схема таких измерений представлена на рис. 4. Излучение лазера, проходя через формирующую диафрагму D_1 и собирающую линзу L_1 , фокусируется на образец под заданным углом θ_n к оси «озвученного» кристалла и затем анализируется на выходе под различными углами $\theta_{\text{рас}}$ оптической системой, состоящей из собирающей линзы L_2 , диафрагмы D_2 , коллимирующей линзы L_3 , поляризационного анализатора Π , перестраиваемого интерферометра Фабри — Перо (ИФП), собирающей линзы L_4 , диафрагмы D_3 и фотоприемника $\Phi\Pi$. Сигнал с выхода $\Phi\Pi$ записывается на самописце, горизонтальная развертка которого синхронизирована с перестройкой частоты интерферометра. Существующие перестраиваемые интерферометры в оптическом диапазоне имеют разрешение $\Delta\omega \sim 10 \text{ МГц}$ при диапазоне сканирования в несколько гигагерц.

При изучении дифракции часто возникает задача детектирования очень слабых оптических сигналов. Так, например, относительная интен-

сивность первого дифракционного порядка при рассеянии света $\text{He} - \text{Ne}$ лазера ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$) в кварце на продольной ультразвуковой волне интенсивностью $\sim 1 \text{ мвт/см}^2$ составляет $\sim 10^{-5}$, т. е. при обычной мощности лазера в непрерывном режиме $I_0 \sim 1 \text{ мвт}$ мощность дифрагированного света составит $\sim 10^{-8} \text{ вт}$. Если к тому же учесть, что в ряде случаев сигналы имеют еще меньшую мощность и (или) имеют импульсный характер, то станет очевидной необходимость использования для их регистрации различных радиотехнических методов согласованной фильтрации для выделения сигнала из-под уровня шума. Наибольшее распространение в изучении акустооптических взаимодействий получили методы узкополосного синхронного детектирования непрерывных сигналов и импульсного накопления с использованием «временной щели» (см., например, ⁶⁷). Кроме того, как уже отмечалось выше, существенного увеличения чувствительности можно также достичь использованием метода оптического гетеродинамирования.

Следует, однако, заметить, что в тех случаях, когда акустооптические явления связаны с взаимодействием света и извне вводимого когерентного звука, эффективность рассеяния может быть увеличена путем возбуждения более мощной звуковой волны. Большие успехи, достигнутые в последнее время в области генерации, преобразования и усиления звука в очень широком диапазоне частот от нескольких мегагерц до нескольких десятков гигагерц (см. например, ⁶⁸) позволяют в настоящее время, с одной стороны, получать информацию о все более тонких акустооптических эффектах, а с другой, — создать на принципах акустооптики весьма эффективные практические устройства.

б) Исследования дифракции света на звуке в диэлектриках

1) Угловые зависимости (изотропный случай). Из теории рассеяния света на звуке следует (см. гл. 1), что в диэлектриках при не слишком больших интенсивностях акустических волн дифракционная картина изменяется существенным образом при переходе дифракционного параметра Q из области $Q \ll 1$ в область $Q \gg 1$ *).

В первом случае имеет место раман-натовская дифракция, характеризующаяся наличием ряда положительных и отрицательных дифракционных порядков, угловое рассеяние между которыми $\Delta\theta = \theta_{\text{рас}} = 2 \arcsin(\lambda/2\Lambda)$. При этом, в соответствии с выражением (1.22), интенсивности всех дифракционных порядков $I_l \sim V_l^2$ максимальны при нормальном падении света на звуковую волну, т. е. при $\theta = 0$. С увеличением угла падения (в положительную или отрицательную сторону) интенсивности дифракционных порядков постепенно убывают, проходя ряд последовательных максимумов и минимумов. Экспериментальные исследования угловых зависимостей раман-натовской дифракции света подтвердили правильность их теоретического описания ²⁴, ⁶⁹. В частности, в ⁶⁹ было показано, что зависимость числа наблюдаемых дифракционных максимумов от угла падения при рассеянии света на ультразвуке в диапазоне 1—20 *Мгц* удовлетворительно согласуется с выражением вида (1.22).

Дифракцию при $Q > 1$, как уже отмечалось, принято называть брэгговской. В обычных условиях эксперимента ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $n = 2$,

*) Как уже отмечалось в гл. 1, при больших амплитудах звуковой волны (точнее, при большой модуляции фазы проходящей волны, т. е. $v \gg 1$) соответствующие условия на параметр Q будут $Q \ll 1/v$ и $Q \gg v$.

$d \approx 1$ см, $v_s \approx 3 \cdot 10^5$ см/сек) это условие выполняется на частотах свыше ~ 100 Мгц. Характерными признаками этой дифракции согласно (1.26) являются ее сильная зависимость от угла падения с максимумом дифракционной эффективности при брэгговском угле падения, т. е. при $\sin \theta = \sin \theta_B = \mp q/2k$ и наличие при этих условиях только одного плюс (или минус) 1-го дифракционного порядка. Угол между дифрагированным и прошедшим лучами $\theta_{рас}$ при этом равен удвоенному брэгговскому. Угловая зависимость интенсивности дифрагированного света для рассеяния на акустическом пучке прямоугольного сечения согласно (1.26) при $v \ll 1$ имеет вид *)

$$I_1 \approx I_0 \frac{v^2}{4} \frac{\sin^2 x}{x^2}, \quad (2.1)$$

где

$$x = \frac{qd}{2} \frac{(q/2k) + \sin \theta}{\sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2 \theta}}.$$

Результаты экспериментального изучения угловой зависимости интенсивности дифрагированного света ($\lambda = 0,63$ мкм) в кристалле титаната стронция (SrTiO_3) на акустической волне с частотой 800 Мгц и шириной акустического фронта 2 мм приведены на рис. 5⁷⁰. Картина получена вращением кристалла при фиксированном угле наблюдения, равном удвоенному брэгговскому углу. Видно, что интенсивность дифрагированного света достигает максимума при $\theta_n = \theta_B$ а ее изменение с углом в соответствии с (2.1) удовлетворительно описывается функцией $\sin^2 x/x^2$ (штриховая линия) с аргументом $x = qd [(q/2k) - \sin \theta]$, согласующимся с шириной поперечного сечения звукового пучка.

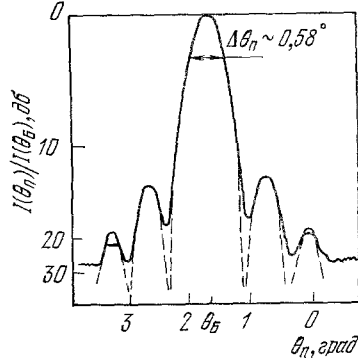


Рис. 5. Зависимость интенсивности рассеянного света от угла падения в брэгговском режиме.

Сплошная линия — экспериментальная, штриховая — зависимость, рассчитанная по формуле (2.2) для условий эксперимента.

2) Сдвиг частоты дифрагированного света. Из (1.14) следует, что частота света в дифракционных порядках ω_e должна сдвигаться относительно частоты падающего света ω на величину, кратную звуковой Ω ($\omega_e = l\Omega + \omega$), причем для отрицательных порядков это происходит с понижением, а для положительных с повышением частоты. Физически это просто объясняется на примере брэгговской дифракции: отрицательный порядок возникает при брэгговском падении света на удаляющийся фронт акустической волны и поэтому частота дифрагированного света в результате эффекта Доплера, очевидно, должна получить частотный сдвиг вниз и как раз на частоту, равную звуковой. Ясно также, что в положительном дифракционном порядке, который получается при падении света на надвигающийся акустический фронт, аналогичный сдвиг частоты будет происходить вверх. Сдвиги частот в более высоких порядках при дифракции Рамана-Ната объясняются аналогичным образом, если учесть, что их возникновение может быть представлено как процесс вторичной дифракции. Действительно, в раман-натовском пределе выполнено условие $\theta \ll 1$, что означает малость угла отклонения при однократном рассеянии ($\theta_{рас} \approx 2\theta_B = \lambda/\Lambda$) по сравнению с дифракционной расхо-

*) Выражение (2.1) служит частной иллюстрацией общего положения, что угловая зависимость амплитуды дифракционных порядков при вращении кристалла и фиксированном угле наблюдения является фурье-образом от распределения амплитуды звука по поперечному сечению пучка²⁹.

димостью акустической волны ($\Delta\theta_s \approx \lambda/d$), обусловленной конечностью ширины ее фронта d , т. е. $\theta_{\text{рас}} \ll \Delta\theta_s$. При этом становится возможным (рис. 6) последовательное многократное рассеяние света в более высокие порядки (k_{d1} , k_{d2} , k_{d3} , ...) с увеличением при каждом таком процессе сдвига частоты на величину Ω^*).

Экспериментальные исследования, выполненные как методом гетеродинирования, так и с помощью интерферометра Фабри — Перо^{7, 65, 71}, подтвердили эти выводы теории. На рис. 7 показано, как трансформируются интерференционные кольца на выходе 5-сантиметрового эталона Фабри — Перо в результате дифракции света ($\lambda = 0,63$ мкм) на вводимой извне акустической волне частоты 790 МГц⁷². На рис. 7, а дана картина для случая

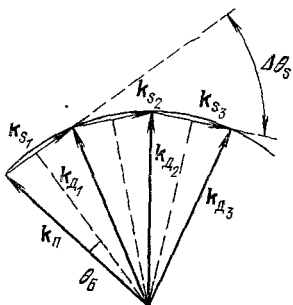


Рис. 6. Схема многократной последовательной дифракции света на звуке в раман-натовском режиме.

k_p — волновой вектор падающего света, k_{di} ($i = 1, 2, 3$) — волновой вектор i -кратно рассеянного света.

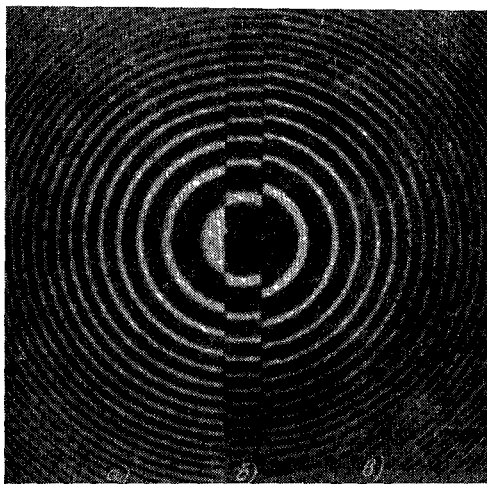


Рис. 7. Интерференционная картина на выходе эталона Фабри — Перо для дифрагированного (а и в) и недифрагированного (б) света.

падения света на удаляющийся фронт волны, на рис. 7, б — для случая отсутствия звука и на рис. 7, в для падения на приближающуюся волну.

Для использованного интерферометра сдвиг интерференционной картины на одно кольцо соответствовал сдвигу частоты на 3 Гц. Видно, что в случае а) происходит сдвиг частоты вниз, а в случае в) — вверх по сравнению со случаем отсутствия дифракции б). Величина частотных сдвигов, полученных из сопоставления сдвигов колец с расстоянием между ними, оказались равными ∓ 790 МГц, соответственно для случаев а) и в), т. е. с высокой точностью они равны частоте звуковой волны, как и следовало ожидать при выполнении брэгговских условий.

Следует отметить, что хорошо проверенное свойство частотного сдвига света при дифракции на акустических волнах в настоящее время является одним из наиболее важных «китов», на которых основаны акустооптические устройства обработки информации (см. гл. 3).

*). Вообще говоря, в брэгговской области также возможно многократное рассеяние (например, на сходящихся акустических волнах), но, как отмечено в работе⁹, вероятность таких процессов невелика и поэтому интенсивности высших порядков в этом случае крайне малы.

3) Амплитудные характеристики. Зависимости интенсивности дифрагированного света от амплитуды модуляции показателя преломления вещества Δn , производимой звуковой волной прямоугольного сечения, даются для раман-натовского и брэгговского случаев соответственно выражениями (1.22) и (1.26). При угловой настройке на максимум рассеяния, т. е. при нормальном падении светового луча в первом случае и при падении под брэгговским углом во втором, соответствующие зависимости имеют следующий вид:

$$I_n = I_0 J_n^2(v) \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (2.2)$$

$$I_1 = I_0 \sin^2 \frac{v}{2}. \quad (2.3)$$

В раман-натовском случае величина v есть не что иное, как амплитуда изменений фаз прошедшего света. Сандерс⁷³ экспериментально получил зависимости интенсивности света в дифракционных порядках как функции v (рис. 8). Из рис. 8 видно, что полученные им зависимости для пяти дифракционных порядков удовлетворительно описываются функциями Бесселя с аргументом (пунктирные линии) в достаточно широкой области изменений v . Расхождения с теорией при очень больших v , вероятно, связаны с тем, что при этом нарушаются условия чисто раман-натовской дифракции, которые в этом случае становятся зависящими от величины v ($Q \ll 1/v$; см. п. б) гл. 1). Экспериментальные исследования амплитудных зависимостей, как в раманнатовском, так и в брэгговском режимах дифракции, проведенные в целом ряде работ (см., например, 9, 73–75), свидетельствуют о правильности имеющегося теоретического описания амплитудных характеристик дифракции света на акустических волнах в диэлектриках.

Для последующего изложения отметим две важные особенности этих характеристик: первая — возможность при определенной глубине модуляции показателя преломления и длине фронта звуковой волны перекачки всей падающей мощности в дифракционные порядки (т. е. $I_0(v_{кр}) \simeq 0$), причем в брэгговской области это соответствует отклонению всего падающего света в направлении одного (первого) дифракционного порядка, и вторая — прямая пропорциональность интенсивности дифрагированного света в первых порядках при малых эффективностях величине v^2 или, что то же, мощности акустической волны $P_s \sim v^2$.

Следует отметить также, что все предыдущее относилось к случаю взаимодействия света с бегущими звуковыми волнами. Только в этом случае интенсивность света в дифракционных порядках не зависит от времени и сдвиг частоты является однозначной функцией номера порядка.

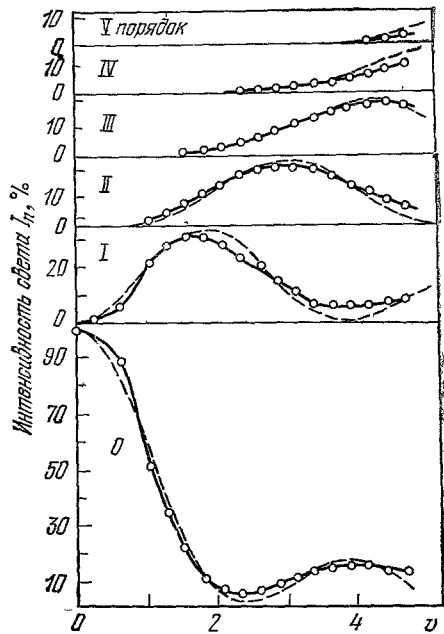


Рис. 8. Зависимость относительной интенсивности света в различных дифракционных порядках (I_n) от величины набега оптической разности фаз в звуковой волне (v) при дифракции Рамана — Ната. Материал — H_2O , $f_s = 10$ Мгц.

В случае же стоячей звуковой волны, как показано в работах ^{6, 76} и др., амплитуды света во всех дифракционных порядках в общем случае становятся функциями времени, спектр которых содержит гармоники удвоенной частоты звука. Последнее нетрудно понять, если учесть, что стоячая волна представляет для света неподвижную, но меняющуюся во времени, дифракционную решетку, которая возникает и исчезает дважды за период звуковой волны.

4) Д и ф ф р а к ц и я в а н и з о т р о п н ы х с р е д а х. Из теории рассеяния света на звуке следует, что поляризация дифрагированного света в общем случае не совпадает с поляризацией падающего. (см. п. в) гл. 1). В частности, например, поперечные волны из-за наличия ненулевых диагональных элементов в нижней части матрицы упругооптических

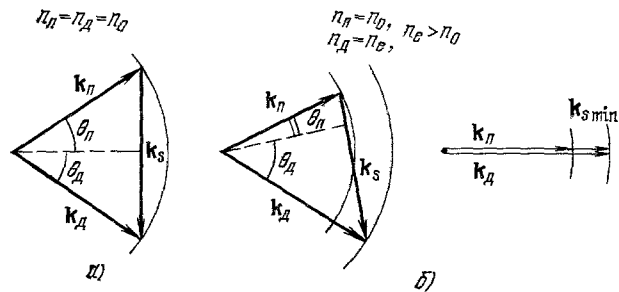


Рис. 9. Сравнение законов сохранения импульса в изотропном (а) и анизотропном (б) кристаллах при акустическом рассеянии с вращением плоскости поляризации света.

коэффициентов кристаллов ¹⁴ всегда приводят к качанию оптической индикатрисы в плоскости сдвиговых деформаций, что в свою очередь может приводить к изменению плоскости поляризации дифрагированного света ⁴⁴. В случае поляризации падающего света по главным направлениям кристалла такой поворот плоскости поляризации света происходит на угол $\pi/2$ ^{15, 44}.

Диксоном ⁴⁵ было показано, что в результате вращения плоскости поляризации дифрагированного света в анизотропных кристаллах существенно изменяются условия синхронизма для взаимодействующих волн. Это объясняется тем, что, несмотря на малость изменения энергии кванта света при дифракции, длины соответствующих волновых векторов заметно различаются из-за различия показателей преломления для падающей и дифрагированной волн. В отличие от случая изотропной среды, а также от случая анизотропной среды без поворота плоскости поляризации при дифракции, где наиболее сильное взаимодействие происходит, когда в веществе углы падения θ_n и дифракции θ_d равны между собой и одновременно равны брэгговскому углу θ_B (рис. 9, а), при дифракции с поворотом поляризации в анизотропной среде (анизотропная дифракция) в общем случае углы падения и дифракции становятся существенно различными (рис. 9, б).

Одним из важных следствий новых условий синхронизма волн является ограничение снизу частотного спектра рассеивающихся фононов. Как видно из рис. 9, б, это объясняется существованием минимальной длины волнового вектора звука $k_{s \min}$, обеспечивающего выполнение законов сохранения для однонаправленных падающих и дифрагированных лучей.

Для дифракции в анизотропной среде модифицированный брэгговский закон синхронизма волн может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} \sin \theta_{\Pi} &= \frac{\lambda}{2v_s n_{\Pi}} \left[f_s + \frac{v_s^2}{f_s \lambda^2} (n_{\Pi}^2 - n_{\text{д}}^2) \right], \\ \sin \theta_{\text{д}} &= \frac{\lambda}{2v_s n_{\text{д}}} \left[f_s - \frac{v_s^2}{f_s \lambda^2} (n_{\Pi}^2 - n_{\text{д}}^2) \right], \end{aligned} \quad (2.4)$$

где n_{Π} и $n_{\text{д}}$ — показатели преломления среды для падающей и дифрагированной волн соответственно, а θ_{Π} и $\theta_{\text{д}}$ — углы падения и дифракции света в среде. Из (2.4) следует, что минимальная частота звука $f_{s \text{ min}}$, определяемая из условий коллинеарного взаимодействия ($\theta_{\Pi} = \theta_{\text{д}} = \pi/2$), равна

$$f_{s \text{ min}} = \frac{v_s}{\lambda} (n_{\Pi} - n_{\text{д}}). \quad (2.5)$$

Так, в кварце при падении необыкновенной волны света ($n_{\Pi} = n_e = 1,555$) навстречу волновому фронту продольной звуковой волны, распространяющейся вдоль оси x , дифрагированный свет представляет собой волну с обыкновенной поляризацией ($n_{\text{д}} = n_o = 1,546$). При этом для скорости $v_s = 5,75 \cdot 10^5$ см/сек минимальная частота звука, оцененная согласно (2.5), составляет ~ 82 Мгц. Экспериментальные данные для этого случая по зависимости оптимального угла падения, при котором происходит эффективное рассеяние света, от частоты звука приведены на рис. 10⁴⁵.

Там же даны соответствующие теоретические зависимости, рассчитанные по обычному (штриховая линия) и модифицированному (сплошная линия) брэгговскому закону. Видно, что анизотропная дифракция необычайно сильно отличается от дифракции в изотропном случае и достаточно хорошо описывается модифицированным законом (2.4). Последующие работы, посвященные АО взаимодействию в одноосных и двуосных кристаллах, подтвердили правильность развитого Диксоном подхода к описанию анизотропной дифракции и выявили ряд других характерных для нее особенностей⁷⁷⁻⁷⁹.

5) Дифракция света на поверхностных акустических волнах. Особенности дифракции света на поверхностных акустических волнах (ПАВ) экспериментально изучались в ряде работ⁸⁰⁻⁸⁷. Было выяснено, что при косом падении света на поверхность твердого тела, по которой распространяется ПАВ, наблюдается дифракция как в прошедшем, так и в отраженном свете (рис. 11). Это объясняется тем, что помимо фотоупругих изменений диэлектрической проницаемости в среде на ее поверхности, в общем случае, имеется «рябь» (искривление поверхности, соответствующее нормальной компоненте смещений в ПАВ,

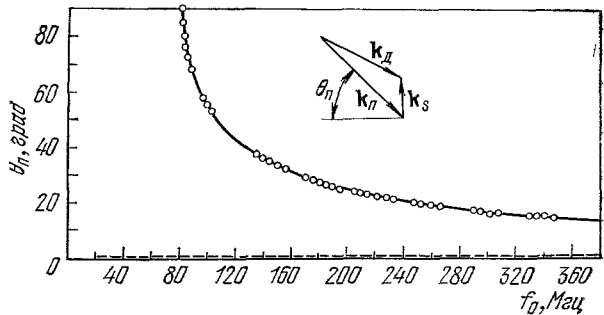


Рис. 10. Экспериментальная зависимость оптимального угла падения от частоты звука при анизотропной дифракции.

Материал — кварц x -среза, УЗВ — продольная вдоль оси x .

которая создает переменную разность хода как для прошедших, так и для отраженных световых волн.

Поскольку разность показателей преломления в кристалле и на воздухе $\delta n_p = (n_0 - 1) \sim 1$ значительно больше, чем его фотоупругие изменения в волне $\delta n_\phi = (1/2) n_0^3 p \, du/\delta x$, в этом случае разность набегов фаз в различных участках фронта отраженной волны из-за «ряби» $\delta\varphi_p = K_0 \delta n_p h_p$, даже при малой высоте «ряби» h_p ($h_p \approx u_\perp$), может стать сравнимой с разностью фаз из-за фотоупругих изменений в кристалле $\delta\varphi_\phi = K_0 \delta n_\phi h_{\text{ПАВ}}$ на значительно большем пути, равном глубине проникновения ПАВ в глубь кристалла ($h_{\text{ПАВ}} \sim \Lambda$ и, следовательно, $\delta\varphi_\phi \approx K_0 \delta n_\phi \Lambda$). Учитывая, что $du/\delta x \approx qu$, можно получить

$$\frac{\delta\varphi_p}{\delta\varphi_\phi} \approx \frac{n_0 - 1}{\pi n_0^3} \frac{1}{p} \sim 1, \quad (2.6)$$

т. е. соотношение вкладов от «ряби» и от фотоупругости среды в дифракции света на ПАВ (при косом падении) не зависит ни от мощности, ни от длины волны звука, а определяется только оптическими и фотоупругими свойствами среды. В работах ^{80, 86}, например, установлено, что в кристаллическом кварце для рэлеевской волны, распространяющейся в плоскости Y в направлении оси x , искривления поверхности играют преобладающую роль.

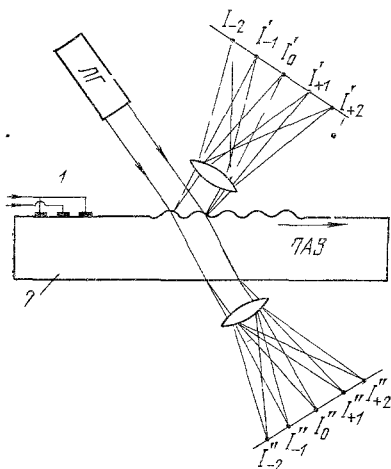
Ввиду малости длины взаимодействия света с ПАВ дифракция в этом случае имеет ярко выраженный раманатовский характер со сравнительно малой эффективностью (из-за $v \ll 1$). Следует отметить, однако, что это относится только к случаю косого падения света на поверхность, по которой распространяется волна. В работах ^{84, 85} установлено, что при распространении света параллельно поверхности его взаимодействие с волной происходит на значительно большем пути (порядка ширины фронта волны) и столь же эффективно, как и в случае объемной волны. Этот случай дифракции может быть использован для исследования распределения деформаций ПАВ в глубь кристалла ⁸⁷ и для эффективного акустооптического управления светом в устройствах интегральной оптики (см. гл. 3).

Рис. 11. Схема наблюдения дифракции «на проход» и «на отражение» при косом падении света на упругую поверхностную волну.

1 — преобразователь для возбуждения ПАВ, 2 — кристалл (например, пьезоэлектрический).

6) Резонансное акустооптическое взаимодействие вблизи края собственного поглощения. Акустооптическое взаимодействие в диэлектриках обусловлено эффектом фотоупругости среды, описываемым в общем случае тензором упругооптических коэффициентов 4-го ранга ¹⁴. Компоненты этого тензора отражают способность вещества поляризоваться под действием излучения и могут зависеть от длины волны падающего света. В частности, этого можно ожидать при длинах волн света, соответствующих ширине запрещенной зоны кристаллов, когда поляризуемость существенно изменяется из-за электронных переходов зона — зона ⁵².

Экспериментально дисперсия упругооптических коэффициентов была обнаружена в некоторых кубических кристаллах ⁸⁸ и в соединениях группы A_2B_6 ⁵⁵. Во всех случаях наблюдалось увеличение упругооптических



коэффициентов с увеличением частоты ω при $\hbar\omega \leq E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны материала.

В последнее время в ряде работ^{56-61, 89} наблюдался весьма сильный эффект резонансного акустооптического взаимодействия на частотах, близких к краю собственного поглощения в пьезополупроводниковых кристаллах (GaAs, CdS, ZnO), в которых происходило спонтанное усиление акустических волн сверхзвуковым потоком носителей заряда^{90, 91}. Эффект заключается в том, что интенсивность дифрагированного света на частотах света, несколько меньших ширины запрещенной зоны, как функция частоты имеет узкий глубокий минимум (дифракция исчезает), после которого с увеличением частоты эффективность дифракции при приближении к краю поглощения чрезвычайно быстро возрастает и достигает максимума при $\hbar\omega \approx E_g$.

На рис. 12 показан характерный вид резонансного поведения дифракции для случая рассеяния света на пьезоактивных поперечных акустических волнах в CdS, усиливающихся в направлении, перпендикулярном к гексагональной оси кристаллов⁵⁶. Дифракция для обыкновенной (и необыкновенной) волны происходила с поворотом плоскости поляризации на 90° и подчинялась модифицированному брэгговскому закону (2.4). Постоянство формы резонанса для различных, в том числе малых, интенсивностей акустического потока, задаваемого напряжением дрейфа (кривые 1, 2 на рис. 12), показывает независимость эффекта от возможного изгиба энергетических зон при сильных деформациях, производимых звуковой волной. Видно, что эффект не зависит ни от частоты акустических волн (кривые 4 и 5), ни от поляризации света (кривые 2 и 4). Кроме этого, было установлено отсутствие влияния электрооптического эффекта от пьезоэлектрического поля волны.

Данное авторами⁵⁶ объяснение этого эффекта основано на теории Лоудона (см. ⁵², а также раздел б) гл. 1), рассмотревшего механизмы фотоупругости и их дисперсию вблизи края собственного поглощения. Исходя из модели Лоудона для экспериментальной ситуации, было получено приближенное выражение для эффективности рассеяния:

$$\frac{I_1}{I_0} \approx \left\{ B \left[\sqrt{E_{g\parallel} - E} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\Delta E}{E_{g\parallel} - E}} - \sqrt{E_{g\perp} - E} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\Delta E}{E_{g\perp} - E}} \right] - 1 \right\}, \quad (2.7)$$

где I_0 — интенсивность прошедшего света, $E = \hbar\omega$ — энергия фотона, $E_{g\parallel}$, $E_{g\perp}$ — оптическая ширина запрещенной зоны для света, поляризованного вдоль и перпендикулярно к оптической оси соответственно, B —

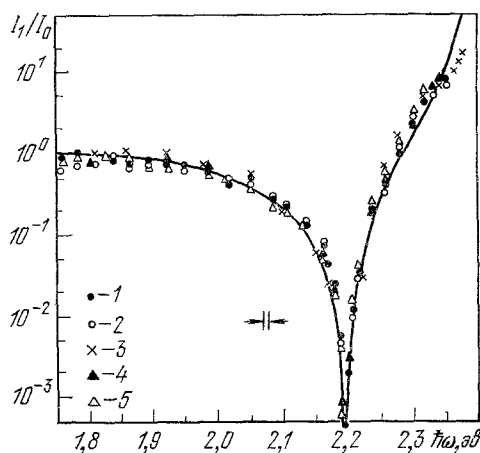


Рис. 12. Частотная зависимость интенсивности света, рассеянного на поперечных ультразвуковых волнах в CdS, вблизи края собственного поглощения.

Экспериментальные данные для обыкновенной волны: 1 — $f_s = 0,8$ Гц, большая интенсивность УЗВ; 2 — $f_s = 0,8$ Гц, малая интенсивность УЗВ; 3 — $f_s = 0,8$ Гц, тонкий образец (0,2 мм); для необыкновенной волны: 4 — $f_s = 0,8$ Гц; 5 — $f_s = 2,5$ Гц. Сплошной линией дана зависимость, рассчитанная по (2.7).

постоянная, учитывающая вклады всех матричных элементов (предполагается не зависящей от энергии фотона E). Используя данные по оптическому поглощению для волны различной поляризации в CdS^{92} для нахождения величин $E_{g\parallel}$ и $E_{g\perp}$ и подбирая величины B и ΔE как подгоночные параметры и выражения (2.7), можно добиться хорошего совпадения теоретической кривой с экспериментальными данными (сплошная линия на рис. 12) в широкой области частот вблизи резонанса. Хотя выбранные авторами параметры и используемые приближения кажутся правдоподобными и качественно эффект резонансного рассеяния, по-видимому, идентифицирован верно, на наш взгляд, количественное сравнение требует дальнейшего серьезного изучения этого эффекта.

в) Особенности акустооптических явлений в проводящих средах

В проводящих средах присутствие свободных электронов может существенно повлиять на взаимодействия света и звука (см. выше, гл. 1). Действительно, упругие волны, в принципе, в любых проводниках приводят через потенциал деформации, к появлению вынужденных волн электронной концентрации (для краткости их часто называют электронными волнами) *)⁹³. В пьезополупроводниках в образовании электронных волн могут принимать участие также переменные пьезоэлектрические поля, сопровождающие акустические волны, причем этот эффект на ультразвуковых частотах может стать доминирующим и весьма сильным^{49, 95, 96}. Кроме того, как показано в работах^{95, 96}, в кристаллах с большой диэлектрической проницаемостью в сильных электрических полях может стать эффективным стрикционное электрон-фононное взаимодействие, при котором также возникают электронные волны.

Физически понятно, что возникновение электронной волны вызовет дополнительное периодическое в пространстве и во времени изменение диэлектрической проницаемости среды (ее электронной части) с тем же пространственным периодом (Λ), что и изменение решеточной диэлектрической проницаемости, созданное непосредственно деформацией в поле акустической волны, и ответственное за обычную фотоупругость. Ясно также, что амплитуда и фаза электронных волн в общем случае зависят от внешних полей и соотношения частоты звука Ω с частотой релаксации электропроводности $\omega_c = 4\pi\sigma/\varepsilon$ и с диффузионной частотой $\omega_D = v_s^2/D_n$ (где D_n — коэффициент диффузии электронов).

Таким образом, в проводящей среде акустическая волна создает для света две дифракционные решетки равного пространственного периода, но имеющие разную «амплитуду» и, вообще говоря, сдвинутые по фазе.

Обнаружение электронной дифракционной решетки было выполнено в работе⁴⁶ на длине волны света 10,6 мкм в пьезоэлектрических фотопроводящих кристаллах CdS n -типа. Для разделения дифракции на электронных волнах от дифракции вследствие упругооптического взаимодействия были использованы следующие экспериментальные приемы:

1) Выбирались образцы с высокой фоточувствительностью, что позволяло получить в темноте малую ($\sigma_1 = 10^{-7} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$), а при сильной подсветке образца достаточно большую ($\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) электропроводности, при которых имелось одинаково малое электронное поглощение поперечной пьезоактивной ультразвуковой волны с частотой 65 Мгц.

*) Для простоты, здесь не говорится ни о волнах электронной температуры, ни о дырках в полупроводниках, которые также могут принимать участие в этих процессах (см. гл. 1).

Поэтому интенсивность звука (и, следовательно, решеточная дифракция) в первом и втором случаях была приблизительно одинаковая (при $I_s \sim \sim 1 \text{ вт/см}^2$), в то время как «электронная» дифракция соответственно либо отсутствовала, либо имела место (см. максимум при $\theta_n \sim 10^\circ$ на рис. 13, а).

2) При выбранных направлениях распространения и поляризациях звука и света относительно кристаллографических осей образца (рис. 13, вверху) дифракция из-за эффекта фотоупругости была анизотропной, в то время как дифракция на электронных волнах была изотропной. При этом «решеточная» дифракция имела максимум при угле падения $\theta_n = 16^\circ$, а «электронная» — при другом угле падения $\theta_n = 10,5^\circ$ (полный угол рассеяния в обоих случаях был 21° , что соответствовало периоду решеток $\sim \Lambda = v_s/f_s$). Соответственно в первом случае происходило вращение плоскости поляризации дифрагированного света на 90° , а во втором — такого вращения не было (см. рис. 13, б). Сравнение измеренных значений эффективностей «фотоупругой» и «электронной» дифракции при одной и той же интенсивности звука дает величину $\xi = \eta_e/\eta_\phi \approx 1/50 \div \div 1/100$, что находится в удовлетворительном согласии с теоретической оценкой по формуле (1.34), откуда следует $\xi \approx 1/100$. Из (1.34) следует, что в данном случае дифракция на электронных волнах, сопровождающих пьезоактивную поперечную волну в CdS, должна стать преобладающей на длинах волн света свыше $\sim 30 \text{ мкм}$. Абсолютное значение дифракционной эффективности «электронной решетки» составило $5 \cdot 10^{-7}$. Малость этой величины обусловлена тем, что в условиях эксперимента частота света была много больше плазменной частоты электронов ($\omega = 1,77 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, а $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m^* \epsilon_0} \sim 10^{11} \text{ сек}^{-1}$), и потому даже при относительно большой амплитуде волны концентрации ($\Delta n/n_0 \sim 1$) модуляция диэлектрической проницаемости $\Delta \epsilon_{эл}$ была очень мала ($\Delta \epsilon_{эл} \approx \approx (\omega_p^2/\omega^2) \Delta n/n_0 \approx 10^{-6}$) и соответственно определяла малую величину эффективности $\eta_e = (\pi^2/16)(\Delta \epsilon_{эл})^2 (d/\lambda)^2 \approx 5 \cdot 10^{-7}$. В этих условиях согласно (1.34) при приближении частоты света к плазменной частоте (но не наоборот, поскольку при $\Omega \tau_m \ll 1$ имеет место $\Delta \epsilon_{эл} = \text{const} (n_0)$) эффективность электронной дифракции будет возрастать с длиной волны излучения $\sim \lambda^2$. Таким образом, можно полагать, что электронная дифракция в дальнем ИК и субмиллиметровом диапазонах, по-видимому, сможет обеспечить столь же высокие эффективности, что и фотоупругая в видимом и ближнем ИК диапазонах.

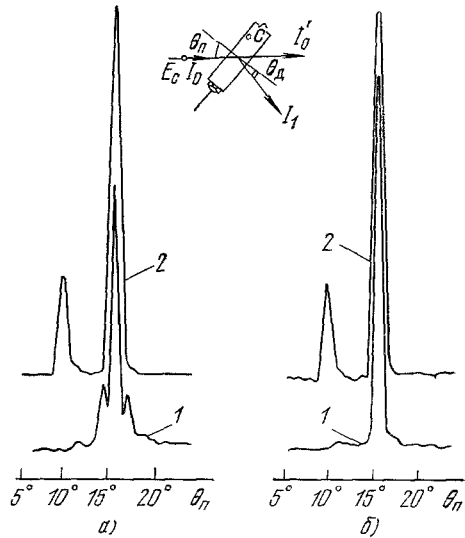


Рис. 13. Зависимость интенсивности дифрагированного света от угла падения θ_n для различных электропроводностей кристалла (а) и положений поляризационного анализатора (б).

Материал — CdS, УЗВ — пьезоактивная поперечная, $f_s = 65 \text{ Мгц}$, а) Плоскость пропускания анализатора параллельна плоскости поляризации падающего света. 1 — $\sigma_1 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, 2 — $\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, б) $\sigma = 3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, плоскость пропускания анализатора перпендикулярна (кривая 1) и параллельна (кривая 2) плоскости поляризации падающего света

г) Индуцированные акустооптические явления

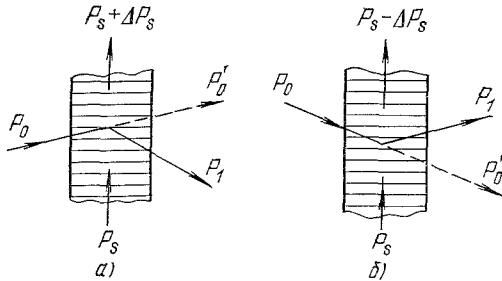
В гл. 1 мы не останавливались на вопросах индуцированного рассеяния света на звуке, которое возникает при большой интенсивности света. Такие процессы с участием тепловых акустических колебаний, именуемые как вынужденное манделштамм-бриллюэновское рассеяние света, в настоящее время достаточно хорошо изучены и лежат в основе ряда интересных эффектов, наблюдаемых при распространении гигантских лазерных импульсов через вещество (см. детальный обзор на эту тему⁵). Здесь же нам хотелось бы отметить возможность индуцированного рассеяния света

на когерентном, извне вводимом звуке, которое обладает некоторыми особенностями.

Действительно, при падении светового луча мощностью P_0 под углом Брэгга на удаляющуюся (или набегающую) акустическую волну (рис. 14), его мощность в дифракционном порядке P_1 согласно (2.3) при $v \ll 1$ определяется звуковой мощностью P_s , параметрами материала и геометрией образца:

$$P_1 = \frac{\pi}{\lambda^2} \frac{d}{H} M_2 P_s P_0, \quad (2.8)$$

Рис. 14. Схема индуцированного акустооптического взаимодействия при понижении (а) и повышении (б) частоты рассеянного света.



где λ — длина волны света, d и H — ширина и высота фронта акустической волны соответственно. $M_2 = n^6 p^2 / \rho v_s^3$ — показатель акустооптического качества, включающий в себя все относящиеся к делу параметры материала.

Поскольку брэгговская дифракция есть параметрический процесс, при котором один дифрагированный фотон возникает при испускании или поглощении одного фонона, в акустической волне произойдет прирост или убыль мощности на величину

$$\Delta P_s = \frac{P_1}{\omega} \Omega, \quad (2.9)$$

где ω , Ω — угловые частоты света и звука соответственно. Из (2.8) и (2.9) следует, что

$$\Delta P_s = \frac{\pi}{\lambda^2} \frac{d}{H} M_2 \frac{\Omega}{\omega} P_s P_0, \quad (2.10)$$

т. е. при достаточно большой мощности падающего света P_0 можно ожидать усиления или ослабления звука. Отсюда же следует, что при большом увеличении мощности звука дифракция света усилится, что в свою очередь приведет к еще большему возрастанию мощности звука и акустооптическое взаимодействие станет сугубо нелинейным.

Из (2.10) видно, что величина $\Delta P_s \sim P_s P_0$, и, следовательно, в отличие от случая вынужденного рассеяния на очень слабых тепловых колебаниях P_m , при взаимодействии света с внешней звуковой волной большой мощности $P_s \gg P_m$ усиление звука светом можно получить даже при световых потоках средней мощности, а не обязательно с использованием гигантских лазерных импульсов, которые часто приводят к необратимым повреждениям кристаллов⁵.

Впервые экспериментально усиление когерентного звука вследствие индуцированного акустооптического взаимодействия наблюдалось в рабо-

те⁹⁷. В этом эксперименте свет импульсного рубинового лазера мощностью 1,5 *квт* и длительностью 0,1 *мксек* дифрагировал в воде на ультразвуковой волне частотой 45 *Мгц* с эффективностью дифракции $\eta \sim 10^{-4}$ (т. е. $I_1 \approx 0,15$ *вт*), в результате чего интенсивность звука на выходе линий задержки увеличивалась на 0,06%. Величина $\Delta P_s/P_s$, оцененная согласно (2.10) для условий эксперимента, была $\sim 10^{-3}$. Последующие эксперименты ряда авторов⁹⁸⁻¹⁰⁰ показали возможность такого усиления звука светом в кварце, где получено стабильное и достаточно большое усиление с использованием анизотропии свойств этого кристалла.

д) Использование акустооптических методов в физических исследованиях

Из изложенного выше явствует, что изучение акустооптических явлений может дать ценные сведения как о поведении акустических волн в твердых телах в различных условиях их распространения, так и об акустических, уругооптических, электронных и других свойствах самих твердых тел. При этом акустооптические методы зондирования и диагностики ценны тем, что они не вносят заметных возмущений в распространение звука.

Акустооптические методы давно и эффективно применяются для визуализации акустических волн, для определения их скорости, пространственного периода и формы, направления распространения, распределения интенсивности в продольном и поперечном сечениях, фокусировки, отклонений направления потока энергии волны от направления ее волнового вектора и т. д. (см., например, ^{29, 101-117}, а также книгу ⁷⁶).

Изучение скорости, дисперсии и поглощения как вводимого извне когерентного звука, так и тепловых фононов акустооптическими методами позволяет с большой точностью найти упругие постоянные вещества и исследовать механизмы поглощения и дисперсии звука в широком диапазоне частот (см., например, ^{5, 7, 118-120}). †

При этом следует особо отметить, что акустооптические методы позволяют измерять указанные характеристики локально в данном месте кристалла, а не интегрально, как, например, в известном эхо-методе ¹²¹.

Акустооптические методы используются для исследования нелинейных эффектов, связанных с отклонениями от закона Гука при распространении в твердом теле акустической волны достаточно большой интенсивности (см., например, ¹²²⁻¹³³) и для определения соответствующих модулей упругости высших порядков. Наконец, акустооптические измерения позволяют найти сами коэффициенты фотоупругости и исследовать их анизотропию (см., например, ¹³⁴⁻¹³⁷).

Мы не останавливаемся более подробно на содержании указанных выше работ, так как они достаточно хорошо отражены в имеющихся обзорах ^{118, 122, 125}. Исключение составляет развитый Корпелем ¹⁰⁶ оригинальный метод объемной амплитудно-фазовой визуализации звукового изображения, который основан на особенностях брэгговской дифракции сходящихся световых лучей на звуке и весьма перспективен для целей неразрушающего контроля, медицинской диагностики, акустической голографии и др.

В настоящем параграфе в качестве примера, иллюстрирующего возможности акустооптических методов диагностики свойств твердых тел, мы приведем результаты исследований с помощью дифракции света на звуке некоторых акустоэлектронных явлений в полупроводниках.

Впервые этот метод был использован Цукером и Земоном ¹³⁸ для исследования спектрального состава акустических шумов в условиях

акустоэлектрической (АЭ) неустойчивости тока при сверхзвуковом дрейфе электрона в пьезополупроводниках *). Изучая брэгговскую дифракцию когерентного лазерного излучения на усиливающих вдоль кристалла акустических флуктуациях, авторам¹³⁸ сравнительно просто удалось найти спектральное распределение акустических шумов в весьма широком телесном угле и в различных местах в кристалле вдоль пути усиления.

В ряде последующих работ¹³⁹⁻¹⁴², посвященных оптическим исследованиям АЭ неустойчивости тока, было прямо показано, что в результате усиления тепловых колебаний решетки в кристаллах возникают движущиеся или статические области с повышенной плотностью акустического потока — «акустоэлектрические (АЭ) домены».

Абсолютные значения интегральной интенсивности акустического шумового потока в АЭ-доменах, измеренные методами дифракции¹⁴² и акустоэлектрического детектирования^{143, 144}, совпадают между собой и лежат для различных электропроводностей в диапазоне $10-10^4$ вт/см^2 . Они удовлетворительно согласуются с оценками на основе нелинейной теории усиления акустических волн в полупроводниках^{48, 49, 145, 146}.

Оптическое зондирование акустических шумов позволило выяснить ряд интересных особенностей их усиления, связанных с анизотропией кристаллов¹⁴¹⁻¹⁴⁷, с процессами взаимодействия различных компонент широкого спектра усиливающихся флуктуаций¹³⁹⁻¹⁴³ и др. На рис. 15 приведен типичный спектр акустических волн в n -CdS, спонтанно усиливающихся в условиях сверхзвукового дрейфа электронов. Видно, что с увеличением расстояния от начала кристалла (от катода) частота максимума интенсивности постепенно понижается от своей первоначальной величины $2-3$ Гц, соответствующей частоте максимума усиления по линейной теории, до половинного значения $1-1,5$ Гц в области достаточно большой интенсивностей звукового потока.

В работах¹⁴⁸⁻¹⁵¹ показано, что такой характер изменения спектров может указывать на существенную роль в усилении акустического шума параметрического взаимодействия усиливающихся волн. Цукер и Земон¹⁴⁹ изучили в условиях взаимодействия мощной накачки и шума пространственное изменение амплитуды дифрагированного света ($\lambda = 0,63$ мкм), рассеянного в CdS на волне накачки с частотой $\Omega_H \approx 800$ МГц и на акустическом шуме с частотами, близкими к половинной частоте накачки $\Omega_H/2 \simeq \simeq 400$ МГц (рис. 16). Из рисунка видно, что в присутствии сильной накачки происходит существенное нарастание шумов на частоте $\Omega_H/2$, причем максимальный инкремент шума (~ 22 дБ/мм) существенно превышает дрейфовый инкремент накачки (~ 6 дБ/мм). При достаточно большом уровне шума отбираемая им мощность от волны накачки становится весьма значительной, что приводит к ослаблению последней.

Весьма интересные результаты получены методом дифракции света на звуке при изучении акустоэлектронного взаимодействия двух вводимых извне акустических волн¹⁵². Было выяснено, в частности, что под действием достаточно мощной акустической волны электронное поглощение (усиление) другой, более слабой волны, в зависимости от условий, может либо существенно возрасти либо уменьшиться.

Было установлено существование эффекта так называемого распределенного супергетеродинамного усиления акустических волн в активной нелинейной среде¹⁵³, когда на частоту слабо усиливаемого сигнала Ω_c

*) Там, где не требовались количественные данные, обычно предполагалось, что взаимодействие света и звука в этом случае аналогично взаимодействию когерентных потоков. Вообще говоря, как отмечалось в работе¹³⁹, учет конечности длины когерентности усиленных шумов может стать важным.

переносится большой инкремент с промежуточной частоты $\Omega_i = \Omega_H \pm \Omega_c$ (Ω_H — частота гетеродинной волны).

Эти результаты находятся в хорошем согласии с аналогичными результатами, полученными обычными радиотехническими методами¹⁵⁴⁻¹⁵⁵, а также с развитой теорией параметрического взаимодействия монохроматических акустических волн в полупроводниках в условиях усиления звука^{153, 156, 157}. Преимущество примененного в работе¹⁵² оптического метода состоит в том, что он позволяет проследить возникновение волн

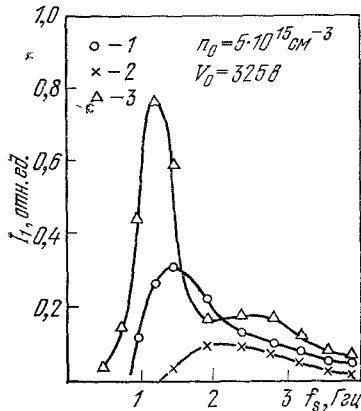


Рис. 15. Частотная зависимость интенсивности света ($\lambda_0 = 0,63$ мкм), дифрагированного на акустических шумах, усиливающихся дрейфом электронов в $n = \text{CdS}$, на расстоянии от катода L (мм) = 0,95 (1), 1,21 (2) и 1,47 (3).

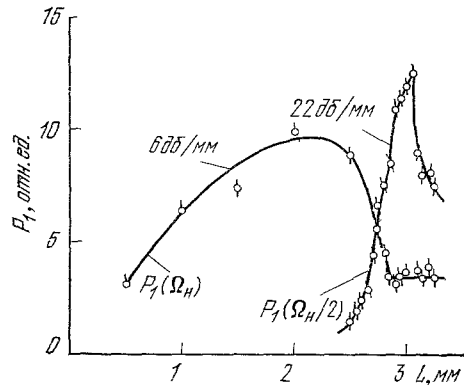


Рис. 16. Пространственное изменение мощности рассеянного света на волне накачки $P_s(\Omega_H)$ и на параметрически усиленной волне $P_s(\Omega_H/2)$ в режиме усиления звука дрейфом электронов в CdS .

УЗВ — пьезоактивная поперечная, $\Omega \approx 800$ МГц.

промежуточных частот (суммарной и разностной) и изменение амплитуд всех взаимодействующих волн в пространстве, включая взаимную угловую ориентацию волн и их распределение вдоль кристалла.

Заметим, наконец, что метод акустооптического зондирования в исследованиях акустоэлектронных процессов в ряде случаев является не только удобным, но и единственным. Это относится, например, к изучению уже упомянутых пространственных и частотных спектров шумов, развития в пространстве нелинейных процессов, усиления в неоднородных структурах¹⁵⁸ акустоэлектронных явлений при очень высоких гиперзвуковых частотах в диапазоне 10—100 Гц¹⁵⁹.

В заключение приведем характеристики некоторых материалов, перспективных для использования в акустооптических устройствах (см. таблицу).

3. ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ АКУСТООПТИКИ

Исследования акустооптических явлений в твердых телах показывают, что амплитуда, фаза, частота и пространственное распределение когерентно рассеянного света определяются соответствующими характеристиками акустических волн. Это означает принципиальную возможность управления излучением с помощью звукового воздействия и использования звука как носителя сигнальной информации для ее пространственной обработки оптическими методами. Большие успехи прикладных

Акустические и акустооптические свойства некоторых материалов

| Материал | Вид симметрии | ρ , г/см ³ | λ_0 , мкм | n | Тип и направление распространения УЗВ | v_s , 10 ⁵ см/сек | α_{500} МГц, об/см | Поляризация и направления распространения света | M_1 , $\frac{\text{см}^2 \text{сек}^2}{10^{-7}}$ | M_2 , $\frac{\text{см}^3 \text{сек}^2}{10^{-18}}$ | M_3 , $\frac{\text{см} \text{сек}^2}{10^{-12}}$ | Диапазон прозрачности, мкм |
|---|---------------|----------------------------|-------------------|--|---------------------------------------|--|---------------------------|---|--|---|---|----------------------------|
| | | | | | | | | | | | | |
| Плавленный кварц α - HfO_3 | — | 2,20 | 0,63 | 1,46 | L | 5,96 | ~ 3 | \perp | 8,05 | 1,56 | 1,35 | 0,2—4,5 |
| | mm | 4,63 | 0,63 | $n_a = 1,985$ $n_b = 1,960$ $n_c = 1,840$ $b > a > c$ | S $L, [010]$ | 3,76 2,89 | $\sim 2,2$ 2,5 | \parallel или \perp \perp \parallel | 0,963 107 93 | 0,46 83 80 | 0,256 41 38 | 0,3—1,8 |
| | | 43m | 4,13 | 0,63 | | $L, [400]$ $L, [110]$ $L, [100]$ | 3,56 6,32 4,13 | 1,0 | \parallel \parallel \parallel или $\perp, [010]$ | 125 590 137 | 50 44,6 24,1 | 35 935 33,1 |
| GaP | 43m | 5,34 | 1,15 | 3,37 | $L, [110]$ $S, [400]$ | 5,15 3,32 | 7,3 13 | \parallel \parallel или $\perp, [010]$ | 925 155 | 104 46,3 | 179 49,3 | 1—11 |
| GaAs | 43m | 5,34 | 1,15 | 3,37 | $L, [110]$ $S, [400]$ | 5,15 3,32 | 7,3 13 | \parallel \parallel или $\perp, [010]$ | 925 155 | 104 46,3 | 179 49,3 | 1—11 |
| TeO_2 | 42 | 5,99 | 0,63 | $n_e = 2,43$ $n_e = 2,27$ | $L, [100]$ | 2,98 | ~ 4 | $[001], [010]$ | 22,9 | 10,6 | 6,8 | 0,35—5 |
| | | | | | $L, [001]$ | 4,20 | | $[100], [010]$ | 142 | 34,5 | 32 | |
| | | | | | $L, [101]$ | 3,64 | | $[010], [101]$ | 101 | 33,4 | 27,5 | |
| | | | | | $S, [110]$ | 0,617 | | Круговая, $[001]$ | 73 | 793 | 117 | |
| | | | | | $S, [101]$ | 2,08 | | | $[100], [010]$ | 75 | 77 | |
| H_2O α - HgS | 32 | 1 | 0,63 | 1,33 | L | 1,5 | 500 | Произвольная | 4,36 | 160 | 29,1 | 0,2—0,9 |
| | | 8,1 | 0,63 | $n_0 = 2,887$ $n_e = 3,235$ | $L, [001]$ | 2,45 | 7,1 | Обыкновенная | 1670 | 953 | 660 | 0,62—16 |
| | | | | | | | | Необыкновенная | 250 | 127 | 99 | |
| PbMoO_4 | 4/m | 6,95 | 1,06 | $n_0 = 2,7$ | $L, [001]$ | 2,45 | 7,1 | Обыкновенная $[100], [010]$ | 120 | 246 | 32 | 0,42—5,5 |
| | | | 0,63 | $n_0 = 2,36$ $n_e = 2,25$ | $L, [001]$ | 3,75 | 2,5 | | | 35,6 | | |
| Pb_2MoO_5 | 2/m | 7,1 | 0,49 | $n_x = 2,169$ $n_y = 2,182$ $n_z = 2,301$ | $L, [001]$ | 3,75 | 2,5 | $[100], [010]$ | 177 | 56,1 | 47,5 | 0,4—5 |
| | | | 0,63 | $n_0 = 2,29$ $n_e = 2,20$ | L | 2,95 | 5 | $[001], [010]$ | 238 | 123 | 90 | |
| LiNbO_3 | 3mm | 4,7 | 0,63 | $n_0 = 2,29$ $n_e = 2,20$ | $L, [1120]$ | 6,57 | $\approx 0,045$ | \parallel | 66,5 | 7,0 | 10,1 | 0,4—4,5 |
| $\text{YFe}_5\text{O}_{12}$ | $m\bar{3}m$ | 5,17 | 1,15 | 2,22 | $L, [100]$ | 7,24 | $\leq 0,06$ | \perp | 3,94 | 0,33 | 0,53 | 1—6 |
| α - Al_2O_3 | 3m | 4,0 | 0,63 | 1,76 | $L, [001]$ | 11,15 | $\leq 0,08$ | $\parallel, [11\bar{2}0]$ | 7,32 | 0,34 | 0,66 | 0,15—6,5 |
| $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ | 23 | 9,2 | 0,63 | 2,55 | $L, [110]$ $S, [100]$ | 3,42 1,77 | | Произвольная | 29,5 | 9,91 | 8,64 | 0,45—5,5 |

| Материал | Вид симметрии | ρ , г/см ³ | λ_0 , мкм | n | Тип и направление распространения УЗВ | v_s , 10 ⁵ см/сек | $\alpha_{500 \text{ МГц}}$, дБ/см | Поляризация и направления распространения света | M_1 , $\frac{\text{см}^2 \cdot \text{сек}^2}{10^{-7}}$ | M_2 , $\frac{\text{сек}^2}{10^{-18}}$ | M_3 , $\frac{\text{см} \cdot \text{сек}^2}{10^{-12}}$ Г | Диапазон прозрачности, мкм |
|--|---------------|----------------------------|-------------------|--|---------------------------------------|--------------------------------|------------------------------------|---|--|---|---|----------------------------|
| Bi ₁₂ SiO ₂₀ Sr _{0,75} Ba _{0,25} Nb ₂ O ₆ | 23 | | 0,63 | $n_0 = 2,31$ $n_e = 2,93$ | L, [110] | 3,83 | $\ll 1,0$ | Произвольная | 33,8 | 9,02 | 8,83 | 0,45—7,5 |
| | 4 mm | | 0,63 | | L, [001] | | | | 26,8 | 38,9 | 48,8 | 0,4—6 |
| Sr _{0,5} Ba _{0,5} Nb ₂ O ₆ | 4 mm | | 0,63 | $n_0 = 2,312$ $n_e = 2,273$ | L, [100] | | | Поляр., [100] | 26,9 | 2,66 | 4,08 | 0,4—6 |
| | | | | | L, [001] | | | | 59,3 | 8,62 | 10,8 | |
| As ₂ S ₃ | Аморф. | 3,20 | 0,63 | | L | 2,6 | ~ 42 | | 762 | 433 | 293 | 0,6—11,5 |
| | | | 1,15 | | L | | | | 2,6 | ~ 42 | 619 | |
| Ag ₃ AsS ₃ | 32 | 5,49 | 0,63 | $n_0 = 2,98$ $n_e = 2,7$ | L, [001] | 2,65 | ~ 25 | ⊥ | 790 | 380 | 300 | 0,65—13,5 |
| | | | | | L | | | | 2,501 | ~ 7 | 390 | |
| Ge ₃₃ As ₁₂ Se ₅₅ | Аморф. | 4,0 | 1,06 | 2,55 | L | 2,501 | ~ 7 | Произвольная | 1900 | 1200 | 780 | 1—12 |
| | | | 0,63 | | L | | | | 2,43 | $\sim 5,0$ | » | » |
| HgAsS ₂ | » | | 0,63 | 2,7 | L | 2,43 | $\sim 5,0$ | » | 1900 | 1200 | 780 | 0,64—13 |
| | | | | | L | | | | | | | |
| ADP | 42 m | 1,0 | 0,63 | 1,58 | L, [100] | 6,15 | | , [010] | 16,0 | 2,78 | 2,62 | 0,13—1,7 |
| | | | | | S, [100] | 1,83 | | | или ⊥, [001] | 3,34 | 6,43 | |
| KRS-5 | 43 m | 7,37 | 0,63 | 2,6 | L, [100] | 2,15 | ~ 8 | ⊥ | 250 | 210 | 117 | 0,4—30 |
| | | | | | L, [100] | 1,96 | | | | 167 | 140 | |
| α-S | mm | 2,07 | 0,63 | $n_1 = 1,95$ $n_2 = 2,02$ $n_3 = 2,22$ | L, [111] | 1,96 | ~ 8 | | 1060 | 1050 | 530 | 0,5—6,6 |
| | | | | | L, [111] | 2,00 | | | | 640 | 630 | |
| Te | 6 mm | 6,24 | 10,6 | $n_0 = 4,8$ $n_e = 6,2$ | L, [100] | 2,7 | ~ 50 | , [001] | 460 | 320 | 169 | 0,5—6,6 |
| | | | | | L, [100] | 2,7 | | | ⊥ | 370 | 260 | |
| Ge | 43 m | 5,33 | 4,0 | 4,03 | L, [1120] | 2,2 | 3 ÷ 5 | , [0001] | 10 200 | 4400 | 4640 | 5—20 |
| | | | | | L, [0001] | 2,2 | | | , [0001] | 8 700 | 2920 | |
| PbStTeO ₄ | Аморф. | 5,33 | 4,0 | 4,03 | L, [111] | 5,6 | 7,6 | | 6 800 | 540 | 1230 | 2—20 |
| | | | | | L, [100] | 3,57 | | | 7,6 | или ⊥ | 960 | |
| PbStTeO ₄ | Аморф. | 5,33 | 10,6 | 4,00 | L, [111] | 5,5 | 7,6 | | 10 200 | 840 | 1850 | 0,52—5,5 |
| | | | | | 0,63 | 2,28 | | | L | 3,45 | ~ 8 | |

Знаки || и ⊥ соответствуют поляризации света соответственно вдоль и поперек направления волнового вектора звука, L и S — обозначения продольных и поперечных акустических волн.

исследований в области акустооптики в последние годы наглядно показали практические возможности создания ряда новых акустооптических (АО) устройств для систем связи, оптической памяти, проекционного телевидения, обработки сигналов и др. систем. Ниже будут кратко рассмотрены некоторые из уже разработанных АО устройств: модуляторы, устройства отклонения света (дефлекторы) и устройства обработки сигналов.

а) Акустооптические модуляторы света

В голографических запоминающих устройствах, в оптических системах связи и ряде других приложений требуется модуляция интенсивности всего проходящего света в соответствии с заданным сигналом. Для этой цели пригодны два типа АО модуляторов — фотоупругие модуляторы на эффекте двулучепреломления и дифракционные.

Первый тип АО модуляторов^{160, 161} по принципу действия аналогичен известным электрооптическим модуляторам, а именно, деформации, созданные стоячей акустической волной, вызывают наведенное двулучепреломление, в результате которого для двух поляризаций падающего света при прохождении звукового пучка возникает разность фаз $\Delta\varphi$, пропорциональная амплитуде деформаций, и при последующем прохождении через поляризационный анализатор интенсивность света на выходе становится функцией мощности звука. Частотный спектр модуляции в общем случае содержит постоянную составляющую и четные гармоники звуковой частоты, а амплитудная характеристика имеет нелинейный вид $\eta \approx \approx \sin^2(\Delta\varphi/2)$. Снизу частота модуляции ограничена обратным временем установления стоячей волны $f_{\min} > 1/\tau_s = v_s/2L$, L — длина кристалла. При условии малости размеров оптического луча по сравнению с длиной акустической волны модуляционная характеристика становится линейной, а спектр существенно сужается¹⁶². Фотоупругие модуляторы имеют весьма узкие полосы пропускания, так как работают на собственных частотах акустических резонаторов.

Дифракционные АО модуляторы основаны на пространственном выделении дифрагированного света и зависимости эффективности рассеяния от мощности звуковой волны. Действительно, интенсивность света, рассеянного в направлении одного из дифракционных порядков, определяется параметрами материалов, геометрией и мощностью звукового пучка соответственно, в раман-натовском и брэгговском пределах выражениями (2.2) и (2.3). Аргумент в этих формулах, представляющий собой амплитуду оптической разности фаз на длине взаимодействия d , в случае фотоупругого механизма взаимодействия имеет вид

$$v = \pi \sqrt{\frac{2}{\lambda^2} \frac{d}{H} M_2 P_s}, \quad (3.4)$$

где H — высота звукового пучка, P_s — мощность звукового пучка и $M_2 = = n^6 p^2 / \rho v_s^3$ — введенный ранее показатель АО качества материала. Из рис. 17 видно, что в обоих предельных случаях дифракции при определенных значениях разности фаз ($v = 2,4$ радиана в раман-натовской дифракции и $v \approx \pi$ — в брэгговской) проходящий свет I'_0 (нулевой порядок) полностью исчезает. Это означает, что при модуляции амплитуды звуковой волны, имеющей достаточно большую мощность $P_{s \max}$, прошедшая световая волна может быть промодулирована на 100%. Величина необходимой для этого мощности звука согласно (з. 1) зависит от фактора M_2 и отношения d/H . Отсюда следует, что для снижения потребляемой устройством электрической мощности требуются материалы с более высоким

фактором M_2 и акустические пучки с прямоугольным сечением, сильно вытянутым вдоль направления распространения света. Из рис. 17 видно также, что в брэгговском режиме в этих условиях весь свет отклоняется в один первый дифракционный порядок и, таким образом, 100% эффективность модуляции имеется как в прошедшем, так и дифрагированном свете. В случае же дифракции Рамана — Ната максимум эффективности для дифракционного порядка не превышает 35% (см. рис. 17).

Величина фактора M_2 определяет эффективность модуляторов на одной частоте. Гордон¹⁶³ показал, что одновременное требование возможно

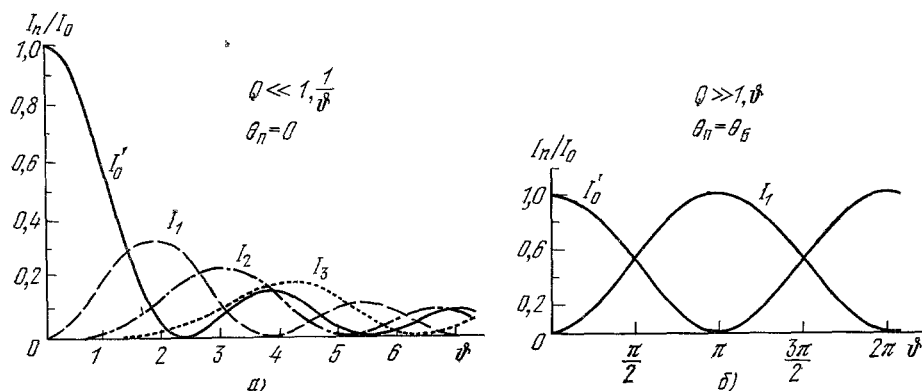


Рис. 17. Зависимости интенсивности дифракционных порядков в раман-натовском (а) и брэгговском (б) режимах от оптической разности фаз в звуковой волне.

большой полосы частот Δf_s и эффективности η в АО модуляторах ведет к новому параметру качества $M_1 = n^7 p^2 / \rho v_s$, объединяющего в себе основные требования к свойствам материалов для таких устройств. Действительно, из-за требования большой полосы возникает ограничение на время пролета звука через апертуру светового луча и, следовательно, на апертуру луча:

$$D_{\max} = v_s \tau_{\max}. \quad (3.2)$$

Требование максимума эффективности ведет к необходимости равенства угловой расходимости оптического и акустического лучей, т. е.

$$\frac{\lambda}{D_{\max}} \approx \frac{\Lambda}{d_{\max}}, \quad (3.3)$$

что вместе с (3.2) дает

$$d_{\max} \approx \frac{n}{\lambda_0} \frac{v_s^2}{f_0 \Delta f} \sim n v_s^2, \quad (3.4)$$

и, таким образом, для широкополосных АО устройств получим новый параметр качества

$$M_1 = M_2 n v_s^2 = \frac{n^7 p^2}{\rho v_s}. \quad (3.5)$$

К сожалению, в настоящее время имеется только полуэмпирический подход к описанию многих параметров материалов¹⁶⁴, и поэтому при разработке АО устройств приходится использовать в основном имеющиеся экспериментальные данные (см. таблицу на с. 94—95).

Анализ возможных характеристик АО модуляторов показывает, что при использовании наиболее эффективных материалов (TeO_2 , As_2S_3 , РьМО, Те и др.) они при прочих равных условиях требуют меньшие управляющие мощности, чем лучшие электрооптические модуляторы¹⁶⁵.

Следует отметить, что выбор того или иного материала для АО модуляторов делается, исходя не только из величины фактора M_1 (или M_2), но и ряда других дополнительных требований, которые в предыдущем анализе не рассматривались. Так, например, следует принимать во внимание, что в высокочастотных устройствах максимум апертуры света ограничивается возрастающим с частотой затуханием звука и что с ростом частоты (особенно в гигагерцевом диапазоне *) и относительной полосы пропускания обычно значительно снижается эффективность электромеханического преобразования электрических колебаний в звуковые волны. Кроме того, в ряде случаев определяющими могут стать требования к оптической прозрачности, технологии обработки материала и т. п.

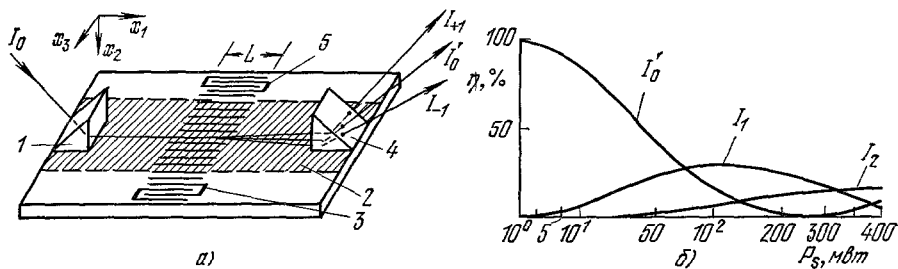


Рис. 18. Интегральный акустооптический модулятор света на ПАВ в LiNbO_3 . а) Схема устройства, 1, 4 — входная и выходная рутитовые призмы, 2 — приповерхностный световод, 3, 5 — входной и выходной преобразователи ПАВ; б) зависимость интенсивности дифракционных порядков от мощности ПАВ.

Примером ныне разработанных АО модуляторов может служить модулятор М40R фирмы «Зенит» (Zenith Radio Corporation), разработанный на основе продольных акустических волн в халькогенидных стеклах с большим фактором M_2 , со следующими характеристиками¹⁶⁶: $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $\eta = 85\%$, $D = 0,65 \text{ мм}$, $P_{\text{эл}} = 1,6 \text{ вт}$ (9 в на 50 ом), $f_s = 40 \text{ МГц}$, глубина модуляции на низкой частоте $m_0 = 100\%$, а на частоте $4,5 \text{ МГц} - m_{4,5 \text{ МГц}} = 50\%$, коэффициент экстинкции в дифракционном порядке более 1000. Модулятор М40Р может работать в диапазоне длин волн $0,4 - 0,7 \text{ мкм}$, причем на длине волны $\lambda = 0,488 \text{ мкм}$ максимум эффективности достигается при электрической мощности $P_{\text{эл}} = 1 \text{ вт}$ (7 в на 50 ом).

Другая возможность создания эффективных АО модуляторов света связана с использованием взаимодействия поверхностных акустических волн со светом в световодах^{75, 84, 85, 167}. В этих условиях интенсивность звука уже при относительно небольшой мощности ПАВ оказывается настолько большой, что вызывает весьма эффективную дифракцию даже в материалах с невысоким акустооптическим качеством. Следует, однако, отметить, что в этом случае возникают дополнительные требования к материалу — наличие хороших пьезоэлектрических свойств и возможность выполнения световода в виде тонкой пленки. Хорошие результаты получены в настоящее время на основе тонких пленок ZnO на подложках из плавленого кварца¹⁶⁷ и на интегральных структурах из специально отожженных кристаллов LiNbO_3 ⁷⁵.

На рис. 18, а показана схема интегрального модулятора на ПАВ из LiNbO_3 . Падающее излучение He — Ne-лазера I_0 , поляризованное вдоль оси z (x_3) кристалла с помощью рутитовой призмы 1 в оптический

*) Предельная частота модуляции таких устройств всегда ниже максимальной частоты АВ, определяемой условием коллинеарной брэгговской дифракции $f_{s\text{max}} = 2v_s n/\lambda$, и в видимом диапазоне обычно не превышает нескольких гигагерц.

волновод (2), образованный у поверхности кристалла в результате предварительного длительного отжига в вакууме (заштрихованная часть), где пересекается с лучом ПАВ, возбужденным с помощью входного встречно-штыревого преобразователя 3. Основная частота преобразователя 78 Мгц, полоса пропускания ~ 10 Мгц. В результате дифракции на звуке прошедший свет расщепляется на ряд дифракционных порядков, которые после выхода через вторую рутиловую призму 4 могут регистрироваться обычным образом. В условиях эксперимента при ширине пучка $L = 1,2$ мм имел место промежуточный случай дифракции с $Q \approx 1$.

Зависимости эффективности дифракции в различных порядках от входной электрической мощности (см. рис. 18, б) показывают, что в проходящем свете 100%-ная модуляция достигается при сравнительно небольшой входной мощности ~ 250 мвт. Экстраполяция этих данных на более высокие частоты показывает, что, например, на частоте 180 Мгц использование подобных структур может обеспечить в полосе 43 Мгц эффективность $\sim 70\%$ с затратами электрической мощности $\sim 1,5$ мвт/Мгц.

АО модуляторы могут служить не только внешними устройствами для управления излучением лазеров, но и участвовать в процессе установления генерации и вывода излучения из полости оптического резонатора. Так, модуляция потерь в лазерном резонаторе, производимая АО модулятором на стоячих АВ с частотой биений продольных мод колебаний оптического резонатора, приводит к синхронизации мод импульсных лазеров и стабилизации излучения¹⁶⁸, а вывод дифрагированного излучения из резонаторов с непрозрачными зеркалами и непрерывной накачкой — к излучению коротких импульсов повышенной мощности с временным интервалом, равным периоду модуляции¹⁶⁹⁻¹⁷¹. В работе¹⁷⁰, например, из He — Ne-лазера, имеющего в непрерывном режиме излучения мощность ~ 3 мвт, с помощью АО модулятора на стоячей акустической волне частоты 25 Мгц, генерировалось импульсное излучение с мощностью в импульсе 150 мвт при длительности импульсов $\sim 0,8$ нсек и частоте повторения 50 Мгц. При этом управляющая электрическая мощность составила всего 5 мвт.

Как было недавно теоретически показано¹⁷², акустическая волна в лазерном кристалле сама может обеспечить достаточно сильную распределенную обратную связь и возможность возникновения генерации даже в отсутствие отражения света от торцов. При этом оказывается возможным получение более узкого спектра генерации (по крайней мере для инжекционных лазеров) и модуляция линий генерации по амплитуде и частоте путем изменения амплитуды и частоты акустической волны. Уменьшение же оптической нагрузки на торцы должно замедлить их деградацию со временем.

б) Устройства отклонения света (дефлекторы)

Еще в ранней работе Люка и Бикара⁴ было показано, что световые лучи в поле звуковой волны могут сильно искривляться. На рис. 19 приведен полученный ими ход лучей при нормальном падении света на звуковую волну на одном из полупериодов последней. По оси абсцисс отложена приведенная длина пути света вдоль оси y : $Y = (2\pi/\Lambda_s) y \sqrt{\Delta n/n_0}$, где Δn — амплитуда изменения показателя преломления среды, по оси ординат — фаза синусоидальной звуковой волны ϕ . Видно, что наклон лучей во всех сечениях $Y < \pi/2$ является периодической функцией, при которой лучи входят в поле волны при $Y = 0$ *). Это означает, что при ограничен-

*) Более детальную информацию о характере прохождения света в поле бегущих и стоячих волн можно найти в работах^{174, 175}.

ной ширине фронта бегущей звуковой волны световые лучи с апертурой $D < \Lambda/4$ на выходе будут периодически во времени отклоняться с угловой амплитудой θ_{\max} , соответствующей отклонению лучей, входящих в волну при $\varphi = \pi/4$ (в первом приближении отклонение происходит по синусоидальному закону с частотой f_s ¹⁷³). Число разрешимых положений N на выходе такого дефлектора, определяемое как отношение полного угла

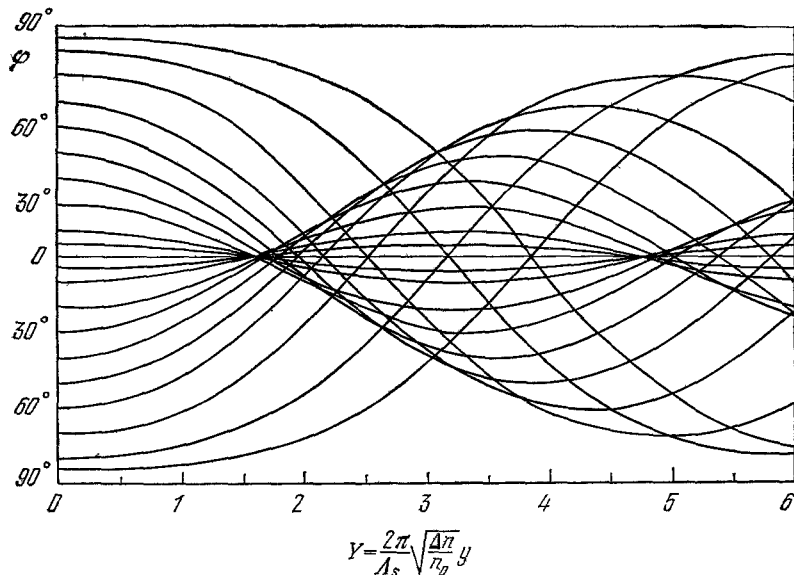


Рис. 19. Ход оптических лучей в поле УЗВ.

отклонения $2\theta_{\max}$ к угловой (дифракционной) расходимости луча $\Delta\theta$, ограничено из-за уменьшения угла отклонения при очень больших Y (см. рис. 19), так что

$$N_{\max} = \frac{2\theta_{\max}}{\Delta\theta} \approx \frac{1}{8} \frac{\Lambda^2}{\lambda d} \approx \frac{1}{Q}. \quad (3.6)$$

Из (3.6) следует, что приемлемое разрешение в таких устройствах можно получить только в области низких частот при условиях рамантовской дифракции, т. е. при $Q \ll 1$. Кроме того, из предыдущего рассмотрения видно, что угол отклонения и, следовательно, разрешение таких дефлекторов пропорциональны акустической мощности, в результате чего максимальный угол отклонения может ограничиваться пределом механической прочности кристалла (например, в кварце по этой причине на частоте 145 кгц $\theta_{\max} < 1^\circ$ ¹⁴⁸).

Используя две ортогональные ячейки такого типа, Аасу и Эрфу удалось сконструировать двухкоординатный дефлектор с общим числом разрешимых положений ~ 200 ¹⁷⁶.

Дифракционные АО модуляторы основаны на зависимости угла рассеяния света $\theta_{\text{рас}}$ от частоты звука. Из теории (см. п. а) гл. 1) следует, что

$$\theta_{\text{рас}} = 2 \arcsin \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (3.7)$$

$$\Delta\theta_{\text{рас}} = \frac{\lambda}{v_s \cos(\theta_{\text{рас}}/2)} \Delta f. \quad (3.8)$$

Учитывая, что угол расходимости светового луча $\Delta\theta_c \approx \lambda/D$, из (3.8) получим по критерию Рэля для числа разрешимых положений луча

в дифракционном АО дефлекторе выражение

$$N = \frac{\Delta\theta_{\text{рас}}}{\Delta\theta_c} \approx \frac{D}{v_s \cos(\theta_{\text{рас}}/2)} \Delta f = \tau \Delta f, \quad (3.9)$$

где τ — инерционность устройства, которая в изотропном случае равна времени пролета звука через световой луч.

Таким образом, разрешение дифракционных дефлекторов возрастает с увеличением полосы частот звука и, следовательно, использование в них высокочастотной брэгговской дифракции предпочтительнее. При этом изменение частоты звука не должно нарушать брэгговского условия взаимодействия на всех частотах. При фиксированном положении луча света относительно кристалла это может быть достигнуто, например, если расходимость акустической волны $\Delta\theta_s = \Lambda/d$ превышает оптическую расходимость $\Delta\theta_c$ и необходимые изменения брэгговского угла $\Delta\theta_B$, так что на разных частотах в дифракции принимают участие различные участки звукового пучка, т. е.

$$\Delta\theta_B(\Delta f) \ll \Delta\theta_s, \quad (3.10)$$

откуда для изотропного случая получим, что

$$\Delta f \ll \frac{2v_s^2}{\lambda f s d}. \quad (3.11)$$

Из (3.9) и (3.11) следует, что в рассмотренном случае требование высокого разрешения ограничивает максимальный размер фронта звуковой волны d , т. е. вступает в противоречие с требованием большой эффективности АО устройства (см. предыдущий параграф). При использовании материалов с высоким АО качеством достаточно эффективные дефлекторы такого типа могут быть созданы для частот звука до ~ 50 МГц. Так, в дефлекторе на стекле с центральной частотой $f_0 = 40$ МГц и полосой частот $\Delta f = 20$ МГц при апертуре луча $D = 2,5$ см ($\tau = 6,5$ мксек) при эффективности $\sim 60\%$ максимальное число разрешимых положений луча составило ~ 130 ¹⁶⁶.

Для дальнейшего увеличения разрешения при высокой эффективности (или повышении эффективности при том же разрешении) Корпелом и др.¹⁷⁷ предложен способ управления направлением акустической волны при изменении ее частоты так, чтобы в заданной полосе автоматически сохранялся брэгговский угол падения для всех акустических и оптических лучей (рис. 20). В этом случае эффективность, в принципе, не будет зависеть от полосы частот, так как весь акустический пучок (а не частично, как обычно; см. рис. 20, б) участвует в рассеянии света на всех частотах.

Простейшим примером возможности согласования угла отклонения звука с изменением брэгговского луча является использование акустической дифракционной решетки, состоящей из системы последовательно сдвинутых по фазе на 180° широкополосных акустических преобразователей

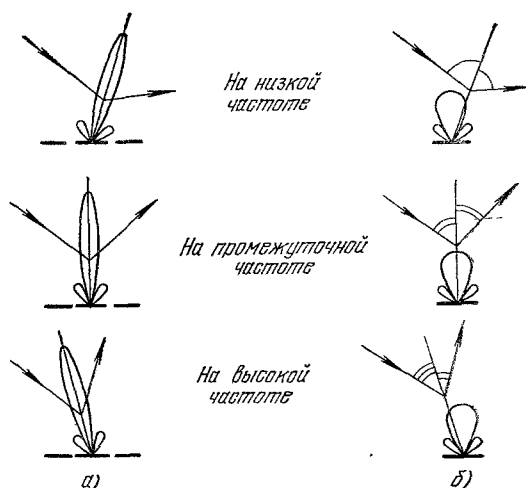


Рис. 20. Взаимодействие света с управляемым (а) и неуправляемым (б) акустическим пучком в широкополосных акустооптических устройствах.

как показано на рис. 21. Расчет угла отклонения волнового вектора звука от нормали к поверхности преобразователей как функция частоты дает для рассматриваемого случая

$$\theta_s = \frac{\Lambda}{2s} = \frac{v_s}{2sf_s} \quad (3.12)$$

и, следовательно, при малых углах отклонения (в малой полосе частот) из условия его равенства брэгговскому углу ($|\Delta\theta_s| = |\Delta\theta_B|$) получим

$$\frac{v_s \Delta f}{2sf_s^2} \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda \Delta f}{v_s} \rightarrow s = \frac{\Lambda^2}{\lambda}, \quad (3.13)$$

где s — ширина одного преобразователя. Строгий учет зависимости $\Delta\theta_s/(\Delta f)$ при конечной Δf показывает, что согласование изменения углов $\Delta\theta_s$ и $\Delta\theta_B$ наблюдается при условии¹⁷⁸

$$\Delta f \ll \frac{2v_s}{\sqrt{\lambda d}}, \quad (3.14)$$

где $d = nS$ (n — число преобразователей в решетке), т. е. в конечном счете здесь также, хотя и в меньшей степени, чем в предыдущем случае, возникает противоречие между разрешением и эффективностью. Снятие этого противоречия, в принципе, возможно изменяющимся с частотой

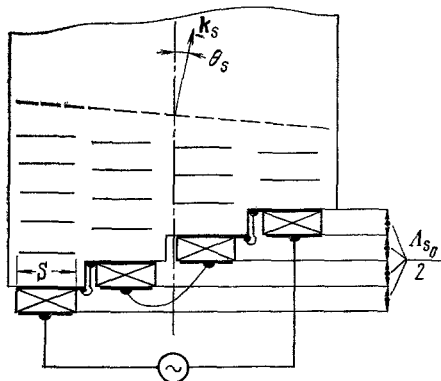


Рис. 21. Простейшая акустическая дифракционная решетка для управления направлением акустического луча при изменении его частоты.

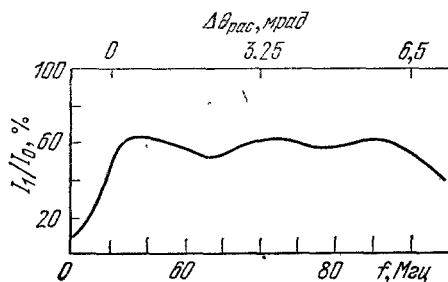


Рис. 22. Частотная характеристика акустооптического дефлектора $D = 70R$ фирмы «Зенит».

фазированием элементов акустической дифракционной решетки¹⁷⁹ или использованием электрического управления показателем преломления через электрооптический эффект¹⁸⁰. Следует тем не менее отметить, что даже в рассмотренном выше простом случае фазирования ограничение на полосу частот дефлектора существенно ослабляется, что позволяет практически в несколько раз увеличить число разрешимых состояний при той же эффективности¹⁷⁷. В работе¹⁸¹ такой прием позволил разработать устройство отклонения лазерного луча совместимого с системой проекционного телевидения с числом разрешимых состояний $N = 200$ при изменении акустической частоты в полосе $\Delta f = 16$ МГц. На этом же принципе фирмой «Зенит» разработан из специального стекла АО дефлектор с числом состояний в строке $N = 400$ и быстродействием $\tau = 10$ мксек при эффективности 60% на длине волны $0,63$ мкм¹⁸². Зависимость эффективности от частоты такого дефлектора показана на рис. 22. Центральная частота $f_s = 70$ МГц, полоса частот $\Delta f = 40$ МГц, что соответствует сканированию оптического луча с прямоугольной апертурой 2×38 мм² на угол $6,5 \times 10^{-3}$ рад ($0,375^\circ$). Электрическая управляющая мощность составляет $\sim 3,5$ вт ($\sim 1,3$ в на 50 ом).

В работе ¹⁸³ сообщается о создании на основе PbMoO_4 , имеющем сравнительно малые акустические потери на высоких частотах, дефлекторов с фазированной акустической решеткой с еще более высоким разрешением: $N = 520$, $\tau = 6,5$ мксек, $f_0 = 150$ МГц, $\Delta f = 80$ МГц, $d = 2,5$ см, $D = 1$ см, $\eta = 50\%$ при $P_{\text{эл}} = 4$ Вт.

Диксон предложил весьма простой путь увеличения разрешения дефлекторов с помощью дифракции в анизотропных материалах ⁴⁵. Суть предложения заключается в том, что, как следует из модифицированного брэгговского закона (2.5), частотная зависимость углов падения имеет широкий минимум вблизи акустической частоты $f_1 = (v_s/\lambda) \sqrt{n_{\text{п}}^2 - n_{\text{д}}^2}$, в то время как угол дифракции $\theta_{\text{д}}$ сильно изменяется с частотой (рис. 23). Это означает, что изменение частоты звука в широкой полосе Δf вблизи частоты f_1 требует для сохранения синхронизма взаимодействия очень малых изменений угла падения света $\Delta\theta_{\text{п}}$, которое просто удовлетворяется расходимостью звукового пучка без существенного снижения эффективности устройства. При этом, как видно из рис. 23, угол сканирования дифрагированного луча при той же полосе превышает соответствующий угол для случая изотропного кристалла. Можно показать, что в одноосных кристаллах за счет анизотропии может быть получен выигрыш в разрешении, равный ⁹

$$\frac{N_{\text{ан}}}{N_{\text{из}}} \approx 2 \sqrt{\frac{\Delta n_{\text{вд}} d}{\lambda \cos \theta_{\text{п}}}}, \quad (3.15)$$

где Δn_0 — разность показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. В некоторых материалах этот выигрыш в разрешении (или в быстродействии) может быть весьма большим, но достигается только в гигагерцевом диапазоне частот звука f_1 . В LiNbO_3 , например, на частотах $\sim 3,6$ ГГц увеличение полосы частот из-за анизотропии составляет 30 раз ¹⁸⁴.

В работе ¹⁸⁵ показано, что при размещении акустооптического дефлектора (изотропного) внутри оптического резонатора с угловым вырождением также может быть получено увеличение числа разрешимых положений луча на выходе АО дефлекторов.

Для двухкоординатного отклонения оптического луча обычно используют два ортогонально расположенных однострочных дефлектора, рассмотренных выше ^{186, 187}. В этом случае, очевидно, необходимо иметь оптический луч круглого (квадратного) сечения, в результате чего в (4.1) возникает связь высоты акустического пучка с апертурой светового луча: $H = D = tv_s$. При этом эффективность таких устройств будет описываться новым АО параметром $M_3 = v_s^{-1} M_1 = n^1 p^2 / \rho v_s^2$ (см. таблицу на стр. 94—95).

в) Устройства обработки сигналов

Акустооптические взаимодействия в твердых телах могут служить основой для создания устройства когерентной обработки сигналов, где требуется оптическая пространственная модуляция этих сигналов. К их числу относятся оптические устройства пространственной фильтрации

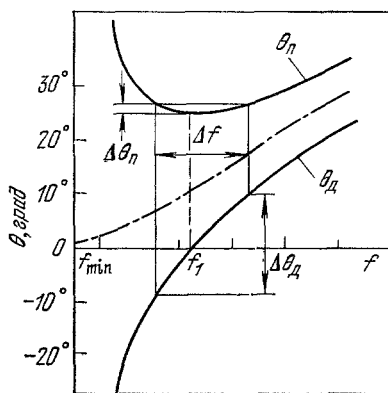


Рис. 23. Зависимость углов падения и дифракции от частоты звука при анизотропной дифракции.

сигналов в реальном масштабе времени для вычислительной техники¹⁸⁸, устройства задержки, сжатия, свертки и корреляции импульсных сигналов для радиолокации^{189, 190}, устройства систем оптической памяти¹⁹¹ и др. Принципиально это обусловлено возможностью преобразования любой сигнальной информации в сравнительно медленную акустическую волну, которая в достаточно коротком прозрачном кристалле может вместить информацию от весьма длинного электромагнитного сигнала. Последующее «мгновенное» считывание всей запасенной в импульсе информации при когерентном рассеянии света на всей его длине позволяет таким путем осуществить параллельную обработку данных, т. е. существенно повысить

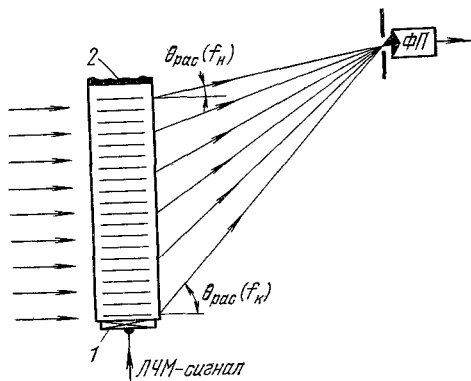


Рис. 24. Схема акустооптического фильтра сжатия ЛЧМ-сигналов.

1 — электромеханический преобразователь, 2 — акустический поглотитель.

акустическим лучом в различных участках вдоль пути распространения звука в кристалле можно получить таким образом различную задержку сигнала, а используя широкий оптический луч при линейно-частотно-модулированном импульсном сигнале осуществить эффективное временное сжатие импульса. Сжатие сигнала происходит вследствие того, что углы рассеяния различных частот прямо пропорциональны частоте звука и, следовательно, при линейном изменении частот вдоль звукового импульса (рис. 24) дифрагированные лучи от всего освещенного участка будут одновременно попадать в окно фотоприемника¹⁸⁹. В различных вариантах этого типа устройств (с параллельными и расходящимися пучками света в изотропных и анизотропных средах) получены коэффициенты сжатия импульсов более чем 100^2 ,^{190, 193-195}.

Более широкий класс акустооптических процессоров (спектроанализаторов, корреляторов, оптических согласованных фильтров и др.) базируется на произвольной пространственной модуляции звука от волновых фронтов когерентных световых лучей с последующей их оптической обработкой⁹¹.

На рис. 25, а приведена схема акустооптического процессора, построенного по известному принципу пространственной фильтрации в фурье-плоскости¹⁹⁶. Ясно, что поскольку $\theta_{рас} = 2\theta_d$, положение дифракционного пятна в задней фокальной плоскости линзы L будет $X^1 = F(\lambda/v_s) f_s$, где F — фокусное расстояние линзы L , и, следовательно, измерение интенсивности дифрагированного света как функции координаты X^1 дает возможность спектрального анализа сигнала. Спектральное разрешение, определяемое дифракционным расхождением оптиче-

ской скорости передачи, являющуюся важным фактором современных информационных систем.

Простейшими акустооптическими устройствами обработки данных (процессорами) являются уже нашедшие себе применение в радиолокационной технике дисперсионные уругооптические линии задержки ЛЧМ-сигналов и линии с плавной перестройкой времени задержки¹⁹². В основе тех и других устройств лежит метод оптического гетеродинирования дифрагированного света⁶⁷, позволяющий выделить на выходе фотоприемника устройства сигнал с частотой, амплитудой и фазой акустической волны, несущей в себе информацию об импульсном сигнале. Считывая эту информацию узким опти-

ского луча, будет $\Delta f_s = (\Delta x'/F\lambda) v_s = v_s/D \simeq 1/\tau_s$. Этот результат есть следствие общей теоремы о выполнении созданной звуковой дифракционной решеткой оптического фурье-преобразования сигнала. Действительно,

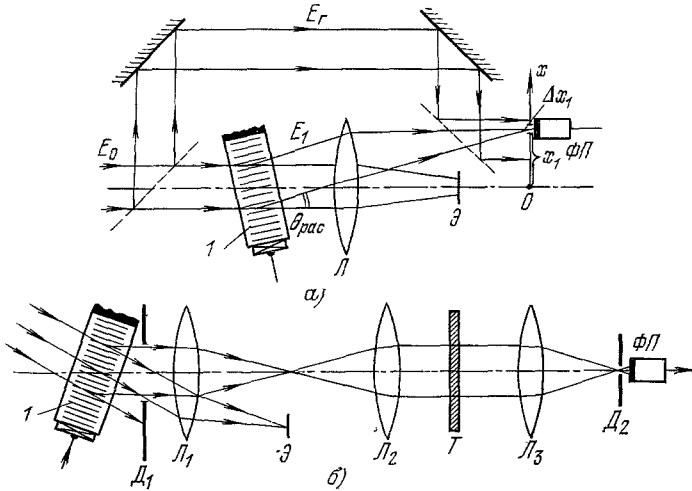


Рис. 25. Схемы пространственной обработки сигналов в фурье-плоскости (а) и в плоскости изображения акустооптического устройства (б).

1 — ультразвуковой модулятор света, Л — линза, Э — экран, Д — диафрагма, Т — оптический транспарант, ФП — фотоприемник.

как мы уже видели в гл. 1, для бегущей звуковой волны $s(t) = s(x - v_s t) e^{i(\Omega t - kx)}$ дифрагированный свет в брэгговском режиме можно представить в виде

$$E_1 \sim E_{10}(x, t) e^{i(\omega + \Omega)t}, \quad (3.16)$$

где

$$E_{10}(x, t) \sim S(x - v_s t) e^{i(q-k)x}.$$

В фокальной плоскости линзы Л это дает амплитуду поля в дифракционном пятне¹⁹⁷:

$$E(x') \sim \tilde{S}(\Omega) e^{i(\omega + \Omega)t}, \quad (3.17)$$

где $\tilde{S}(\Omega) = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} S(t) e^{-i\Omega t} dt$ — фурье-образ акустического сигнала $S(t)$,

а $\Omega = (2\pi/F)(v_s/\lambda)x'$. Таким образом, фотоотклик квадратичного фотоприемника с малой апертурой $\Delta x'$ будет пропорционален спектральной плотности акустического сигнала $|d\tilde{S}(\Omega)/d\Omega|^2$. Далее, если поле $E(x')$ сложить на фотоприемнике с опорным полем (гетеродином) $E_T \sim E_{T0}(x') e^{i\omega t}$, то выходной фототок будет изменяться во времени как

$$I_{\text{ф.п.}}(t) \sim \int E_{T0}^*(\Omega) \tilde{S}(\Omega) e^{i\omega t} d\Omega, \quad (3.18)$$

откуда следует, что его спектр (фурье-образ) содержит компоненты

$$I_{\text{ф}}(\Omega) \sim E_{T0}^*(\Omega) \tilde{S}(\Omega). \quad (3.19)$$

Выражение (3.19) означает, что в этом случае происходит частотная фильтрация сигнала $\tilde{S}(\Omega)$ с функцией пропускания задаваемой видом опорной волны $E_{T0}(x')$.

Можно показать, что на основе дифракции света на звуке существует возможность фильтрации сигналов также и в плоскости изображения

(рис. 25, б)¹⁹⁸. В этом случае дифрагированный пучок света отделяется системой конфокальных линз L_1 и L_2 с заслонкой от недифрагированного света, так что после L_2 (в плоскости изображения) имеется только волна вида (3.16). После прохождения фильтра (транспаранта) это дает в задней фокальной плоскости линзы L_3 поле

$$E'(t) \sim e^{i(\omega + \Omega)t} \int_{-D/2}^{D/2} S(x - v_s t) g(x) dx. \quad (3.20)$$

Отсюда видно, что ток фотодетектора будет пропорционален функции корреляции двух сигналов $s(x)$ и $g(x)$.

Задача фильтрации с помощью АО устройств может быть решена как введением соответствующих амплитудно-фазовых транспарантов на пути дифрагированного света, так и путем формирования соответствующего амплитудно-фазового распределения на фронте опорной волны. В частности, при использовании вместо транспаранта T на рис. 25, б дополнительного акустооптического модулятора, управляемого вторым сигналом, можно в реальном масштабе времени получить кросс-корреляцию двух сигналов или их свертку^{198, 198, 199}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ограниченном по объему обзоре трудно достаточно подробно рассмотреть все стороны современного состояния акустооптики, которая за последние годы получила широкое теоретическое и экспериментальное развитие. Поэтому ряд вопросов нами изложен в порядке констатации известных положений без детального вывода и представления законченной теории. Так, в частности, следовало бы, на наш взгляд, подробнее рассмотреть механизмы акустооптических взаимодействий при рассмотрении резонансных явлений вблизи края собственного поглощения, где существенным может стать влияние экситонных состояний в запрещенной зоне, или акустооптические явления в интегрально-оптических устройствах, где происходит весьма эффективное взаимодействие поверхностных акустических волн с электромагнитными модами в тонких пленках и т. д.

Изложенный в обзоре материал в основном показывает достигнутые в настоящее время результаты фундаментальных и прикладных исследований в области акустооптики. Вместе с тем, здесь же можно увидеть и ряд проблем, требующих дальнейшего теоретического и экспериментального изучения.

Несмотря на то, что развитию теории акустооптических явлений посвящено большое количество работ, в настоящее время отсутствует единая теория дифракции электромагнитных волн на звуке, достаточно полно учитывающая свойства материала, в котором происходит дифракция, и связывающая воедино величину упругооптических коэффициентов с другими свойствами материала (например, с коэффициентом поглощения и скоростью звука и т. п.). Для этого, по-видимому, необходимо дальнейшее развитие микроскопической теории фотоупругости и здесь особенно интересными являются эксперименты по резонансной дифракции электромагнитных волн на звуке, позволяющие полнее понять природу фотоупругости. Построение такой теории позволит проводить более оптимальный поиск новых материалов с малым затуханием звука и большими величинами упругооптических коэффициентов, что существенно расширит область практического применения акустооптики.

Для расширения частотного диапазона акустооптических устройств в сторону более длинных волн электромагнитного излучения (вплоть

до субмиллиметрового диапазона) представляется весьма интересным экспериментальное исследование дифракции электромагнитных волн на звуке в проводящих кристаллах, где звуковая волна сопровождается волной концентрации электронов.

Значительный интерес также представляет как теоретическое, так и экспериментальное исследование дифракции электромагнитных волн на звуке в тонких волноводах, что в совокупности с развитием тонкопленочной технологии обеспечит дальнейшее развитие интегральной акустооптики.

Весьма интересным и перспективным направлением в акустооптике можно считать изучение дифракции света на звуке в активных (лазерных) средах и, в частности, развитие теории и экспериментальное исследование эффекта акустической распределенной обратной связи в оптических квантовых генераторах, возникающей из-за модуляции звуком как коэффициента преломления среды, так и коэффициента поглощения (усиления) света. Это открывает возможность создания перестраиваемых звуком лазеров, лазеров с частотной модуляцией и т. д.

Большое значение для конструирования акустооптических устройств, использующих мощные световые пучки, имеет развитие теории и экспериментальное исследование стимулированной дифракции электромагнитных волн на когерентном звуке, когда вследствие большой интенсивности света энергия, которой обмениваются световая и звуковая волны в результате дифракции, становится настолько значительной, что существенно изменяется интенсивность рассеивающей звуковой волны.

Наконец, по-прежнему насущной задачей остается поиск новых эффективных акустооптических материалов, определяющих параметры и стоимость разрабатываемых акустооптических устройств.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. Brillouin, Ann. de Phys. 17, 88 (1922); Act. Sci. et Ind. (Paris), fasc. 59 (1933).
2. Л. И. Мандельштам, Ж. Русск. физ.-хим. о-ва, ч. физ. 58, 381 (1926).
3. P. Debye, F. W. Sears, Proc. Nat. Ac. Sci, 18, 409 (1932).
4. K. Lucas, et P. Biquard, J. Phys. et Radium 3, 464 (1932).
5. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН 98, 441 (1969).
6. С. М. Рытов, Изв. АН СССР, сер. физ. 2, 223 (1937).
7. C. F. Quate, C. D. W. Wilkinson, D. K. Winslow, Proc. IEEE 53, 1604 (1965).
8. R. W. Dixon, IEEE Trans. Electr. Devices. ED-17, 229 (1970).
9. Физическая акустика, под ред. У. Мэсона и Р. Терстона, т. 7, М., «Мир», 1974, с. 311.
10. H. Y. Fan, W. Spitzer, R. Collins, Phys. Rev. 108, 566 (1956).
11. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, Д. Ш. Шахтер, ФТТ 10, 822 (1968).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
13. R. L. Gordon, J. Appl. Phys. 39, 306 (1968).
14. Дж. Най, Физические свойства кристаллов, М., «Мир», 1967.
15. L. L. Hore, Phys. Rev. 166, 883, 1968.
16. N. M. Kroll, J. Appl. Phys. 36, 34, 1965.
17. A. Yariv, IEEE Trans, Quantum Electron. QE-1, 28 (1965).
18. G. L. Tang, J. Appl. Phys. 37, 2945 (1966).
19. З. Ф. Красильник, М. И. Рабинович, ФТП 7, 1241 (1973).
20. A. B. Bhatia, W. J. Noble, Proc. Roy. Soc. A220, 356, 369 (1953).
21. W. G. Mayer, G. B. Lamers, D. G. Auth, J. Ac. Soc. Am. 42, 1255 (1967).
22. R. J. Hallermeier, W. G. Mayer, ibid. 47, 1236 (1970).
23. G. H. Lean, C. G. Powell, Proc. IEEE 58, 1939 (1970).

24. C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath. Proc. Ind. Acad. Sci. A2, 406 (1935); A3, 75, 119, 459 (1936).
25. W. R. Klein, B. D. Cook, W. G. Mayer, Acustica 15, 67 (1965).
26. W. R. Klein, B. D. Cook, IEEE Trans. Sonic and Ultrason. SU-14, 123 (1967).
27. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, М., «Наука», 1970.
28. P. Phariseau, Proc. Ind. Acad. Sci. A44, 165 (1956).
29. M. G. Cohen, E. I. Gordon, Bell. Syst. Techn. J. A44, 693 (1965).
30. O. Leroу, R. Mertens, Proc. Ind. Acad. Sci. A68, 296 (1968).
31. O. Leroу, Acustica 29, 303 (1973), J. Sound and Vibr. 32, 241 (1974).
32. V. V. Proklov, G. N. Shkerdin, Yu. V. Gulyaev, Sol. State Comm, 10, 1145 (1972).
33. Ю. В. Гуляев, Г. Н. Шкердин, Радиотехн. и электрон. 19, 1075 (1974).
34. Yu. V. Gulyaev, G. N. Shkerdin, Phys. Lett. A44, 359 (1973).
35. О. Маделунг, Физика полупроводниковых соединений элементов III—V групп, М., «Мир», 1967.
36. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш, Специальные функции, М., «Наука», 1968.
37. В. В. Проклов, Г. Н. Шкердин, Ю. В. Гуляев, ФТП 6, 1915 (1972).
38. R. Extermann, G. Wannier, Helv. Phys. Acta 9, 520 (1936).
39. G. W. Willard, J. Ac. Soc. Am. 21, 101 (1949).
40. F. Kuliasko, R. Mertens, O. Leroу, Proc. Ind. Acad. Sci. A67, 295 (1968).
41. O. Leroу, *ibid.* A73, 232 (1971); Ultrasonics 181 (1972).
42. D. L. White, J. Appl. Phys. 33, 2547 (1962).
43. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., «Наука», 1965.
44. W. T. Maloney, H. R. Carleton. IEEE Trans. Sonic. and Ultrason. SU-14, 135 (1967).
45. R. W. Dixon, IEEE Trans. Quantum Electron. QE-3, 85 (1967).
46. В. В. Проклов, В. И. Миргородский, Г. Н. Шкердин, Ю. В. Гуляев, Письма ЖЭТФ 19, 13 (1974).
47. D. F. Nelson, M. Lax, Phys. Rev. Lett. 24, 375 (1970); Phys. Rev. 38, 2778 (1971).
48. P. K. Tiен, *ibid.* 171, 570 (1968).
49. Ю. В. Гуляев, Препринт ИРЭ АН СССР, Москва, 1969; ФТТ 12, 415 (1970); IEEE Trans. Sonics and Ultrason. SU-17, 111 (1970).
50. Г. Н. Шкердин, Ю. В. Гуляев, ФТТ 16, 3288 (1974).
51. А. Ярич, Квантовая электроника и нелинейная оптика, М., «Сов. радио», 1973.
52. R. Loudon, Proc. Roy. Soc. 275, 218 (1963).
53. P. M. Platzman, N. Tzoar, Phys. Rev. 182, 510 (1969).
54. A. S. Pine, *ibid.* 135, 3003 (1972).
55. B. Tell, J. M. Worlock, R. J. Martin, Appl. Phys. Lett. 6, 129 (1965).
56. V. Gelbart, A. Manу, Phys. Lett. A43, 329 (1973).
57. D. K. Garrod, R. Bray, Phys. Rev. B6, 1314 (1972).
58. R. Wakita, M. Umeno, S. Hamad, S. Miki, Jap. J. Appl. Phys. 12, 706 (1973).
59. V. Gelbart, A. Manу, Appl. Phys. Lett. 19, 192 (1971).
60. R. Verkowicz, D. H. R. Price, Sol. State Comm. 14, 195 (1974).
61. R. Verkowicz, T. Skettrup, Phys. Rev. B11, 2316 (1975).
62. В. М. Левин, Р. Г. Маев, З. И. Филатова, Письма ЖЭТФ 17, 127 (1973).
63. H. Z. Cummins, N. Knable, Proc. IEEE 51, 1246 (1963).
64. R. W. Dixon, E. I. Gordon, Bell. Syst. Techn. J. 46, 367 (1967).
65. G. E. Francois, A. E. Seigman, Phys. Rev. A139, 4 (1965).
66. M. A. Biondi, Rev. Sci. Instr. 27, 36 (1956).
67. А. М. Бонч-Бруевич, Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., «Наука», 1966.
68. А. И. Морозов, В. В. Проклов, Б. А. Станковский, А. Д. Гингис, Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение, М., «Энергия», 1973.
69. O. Nomoto, Kobayasi Bull. Inst. Phys. Res. 2, 78 (1952).
70. H. Z. Cummins, N. Knable, L. Campbell, Y. Yeh, Appl. Phys. Lett. 2, 62 (1963).
71. A. Ioshida, Y. Inuishi, Phys. Lett. A27, 442 (1968).
72. A. E. Siegman, C. F. Quate, J. Bjorkholm, G. Francois, Appl. Phys. Lett. 5, 1 (1964).
73. F. H. Sanders, Can. J. Res. A14, 158 (1936).
74. O. Nomoto, Proc. Phys. and Math. Soc. Japan 22, 314 (1940).

75. R. V. Schmidt, I. P. Каминов, J. R. Carruthers, Appl. Phys. Lett. **23**, 417 (1973).
76. Л. Бергман, Ультразвук и его применения, М., ИЛ, 1957.
77. M. S. Kharusi, C. W. Farnell, Proc. IEEE **58**, 275 (1970).
78. В. В. Леманов, О. В. Шакин, Письма ЖЭТФ **13**, 549 (1971); ФТТ **14**, 229 (1972).
79. Ю. В. Писаревский, И. М. Сильвестрова, Кристаллография **18**, 1003 (1973).
80. E. P. Irpen, Proc. IEEE, **55**, 248 (1967).
81. D. C. Auth, W. G. Mayer J. Appl. Phys. **38**, 5138 (1967).
82. A. Korpel, L. J. Laub, H. C. Sievring, Appl. Phys. Lett. **10**, 295 (1967).
83. С. С. Каринский, В. Г. Комаров, В. Д. Мондилов, Письма ЖЭТФ **9**, 380 (1969).
84. L. Kuhn, M. L. Dakks, P. F. Heidrich, B. A. Scott, Appl. Phys. Lett. **17**, 265 (1970).
85. L. Kuhn, P. F. Heidrich, E. G. Bean, *ibid.* **19**, 428 (1971).
86. E. Salzman, D. Weismann, J. Appl. Phys. **40**, 3408 (1969).
87. С. В. Богданов, И. Б. Яковкин, Акуст. ж. **18**, 130 (1972).
88. K. S. Zuegar, Nature (Lnd.) **176**, 1119 (1955).
89. M. Yamada, K. Ando, C. Hamaguchi, J. Nakai, J. Phys. Soc. Japan **34**, 1696 (1973).
90. A. R. Hutson, J. H. McFee, D. L. White, Phys. Lett. **7**, 237 (1961).
91. J. H. McFee, J. Appl. Phys. **34**, 1548 (1963).
92. D. Dutton, Phys. Rev. **112**, 785 (1958).
93. В. Шокли, Теория электронных полупроводников, М., ИЛ, 1963.
94. В. Л. Гуревич, ФТТ **5**, 1222 (1963).
95. С. И. Пекар, ЖЭТФ **49**, 621 (1965).
96. Ю. В. Гуляев, ФТТ **9**, 1816 (1967).
97. А. Корпель, R. Adler, B. Alpiner, Appl. Phys. Lett. **5**, 86 (1964).
98. G. Cachier, C. R. Acad. Sci. **B265**, 1442 (1967).
99. M. Piltch, E. S. Cassedy, Appl. Phys. Lett. **17**, 87 (1970).
100. Microwaves **10** (5), 12 (1971).
101. M. Toepler, Ann. d. Phys. **27**, 1043 (1908).
102. E. Hiedemann, K. Osterhammel, Zs. Phys. **107**, 273 (1937).
103. E. Hiedemann, H. R. Ashbach, K. H. Hoesch, *ibid.* **90**, 332 (1934).
104. A. Korpel, L. W. Kessler, M. Ahmed, J. Ac. Soc. Am. **51**, 1582 (1972).
105. Л. Д. Розенберг, Акуст. ж. **1** (2), 99 (1955).
106. A. Korpel, Appl. Phys. Lett. **9**, 425 (1966); IEEE Spectrum **5** (10), 45 (1968), J. Ac. Soc. Am. **49**, 1059 (1971).
107. R. A. Smith, G. Wade, J. Powers, C. J. Landry, *ibid.*, p. 1062.
108. A. Korpel, Intern. J. Nondestr. Testing **1**, 337 (1970).
109. L. W. Kessler, IEEE Trans. Sonic and Ultrason. **SU-19**, 425 (1972).
110. M. G. Cohen, E. I. Gordon, J. Appl. Phys. **38**, 2340 (1967).
111. M. G. Cohen, *ibid.* p. 3821.
112. Л. Г. Меркулов, Л. А. Яковлев, Акуст. ж. **8**, 99 (1962).
113. К. Н. Козловский, А. В. Ананских, А. П. Лавут, Вспр. радиоэлектрон. сер. общетехн., № 10, 70 (1968).
114. A. J. Slobodnik, P. H. Carr, A. J. Budreau, J. Appl. Phys. **41**, 4380 (1970).
115. А. И. Морозов, М. А. Земляничин, В. И. Анисимкин, Phys. State. Sol. **a14**, 339 (1972).
116. R. M. White, F. W. Voltmer, Appl. Phys. Lett. **8**, 40 (1966).
117. Microwave Acoustic Handbook, v. 1A. Surface Waves Velocities, Ed. A. J. Slobodnik, E. D. Conway and R. T. Delmonico, L. G. Hanscom Field, Bedford, Massachusetts, Oct. 1973, p. 77.
118. C. D. W. Wilkinson, D. E. Caddes, J. Ac. Soc. Am. **40**, 498 (1966).
119. D. H. McMahon, IEEE Trans. Sonics and Ultrason. **SU-14**, 103 (1967).
120. R. Vacher, J. Sapriel, M. Boissier, J. Appl. Phys. **45**, 2855 (1974).
121. S. Eros, I. R. Reitz, *ibid.* **6**, 83 (1958).
122. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, Введение в нелинейную акустику, М., «Наука», 1966.
123. K. Brugger, J. Appl. Phys. **36**, 759 (1965).
124. B. A. Richardson, R. B. Thompson, C. D. W. Wilkinson, J. Ac. Soc. Am. **44**, 1608 (1968).
125. Л. Харгров, К. Ачьюган, в кн. Физическая акустика, под. ред. У. Мэсона, т. II, ч. Б, М., «Мир», 1969, с. 378.

126. И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов, Акуст. ж. 3, 203 (1957); 4, 174 (1958).
127. D. T. Blackstock, J. Ac. Soc. Am. 39, 411 (1966).
128. О. В. Шакин, В. В. Леманов, ФТТ 14, 1384 (1972).
129. A. Alipri, A. Palma, L. Palmieri, G. Socino, J. de Phys. 33, (11), 263 (1972).
130. J. Melngailis, A. A. Maradudin, A. Seeger, Phys. Rev. 131, 1972 (1963).
131. Б. Л. Тиман, Б. И. Минков, в кн. Материалы семинара по акустооптике, Новосибирск, ИФП СО АН СССР, 1969, с. 17.
132. P. O. Loren, J. Appl. Phys. 39, 5400 (1968).
133. D. H. McMahon, A. Ac. Soc. Am. 44, 1007 (1968).
134. D. E. Caddes, C. D. Wilkinson, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 330 (1966).
135. В. В. Леманов, О. В. Шакин, Г. А. Смоленский, ФТТ 13, 533 (1971).
136. T. M. Smith, A. Korpel, IEEE Quantum Electron. QE-1, 283 (1965).
137. R. W. Dixon, M. G. Cohen, Appl. Phys. Lett. 8, 205 (1966).
138. J. Zucker, S. Zemon, ibid. 9, 398 (1966); 10; 212 (1967).
139. В. В. Накки, R. W. Dixon, ibid. 14, 185 (1969).
140. W. Wettling, M. Brunn, Phys. Lett. A27, 123 (1968).
141. D. L. Spears, R. Bray, J. Appl. Phys. 39, 5093 (1968).
142. K. Wakita, M. Umeno, S. Hamada, S. Miki, Japan J. Appl. Phys. 12, 706 (1973).
143. С. Г. Калашников, В. В. Проклов, А. И. Морозов, ФТП 2, 961 (1968).
144. В. В. Проклов, Ю. В. Гуляев, А. И. Морозов, ФТТ 14, 968 (1972).
145. В. Л. Гуревич, ФТП 2, 1557 (1968).
146. P. N. Butcher, J. Phys. C4, 36 (1971).
147. В. И. Пустовойт, Л. А. Чернозатонский, ЖЭТФ 55, 2213 (1968); ФТП 6, 1311 (1972).
148. M. Schulz, B. K. Ridley, Phys. Lett. A29, 17 (1969).
149. J. Zucker, S. Zemon, J. Ac. Soc. Am. 49, 1037 (1971).
150. А. М. Дьяконов, Ю. В. Илсавский, Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 907 (1967).
151. А. М. Дьяконов, Ю. В. Илсавский, Л. А. Кулакова, ФТТ 14, 2612 (1972).
152. В. В. Проклов, В. И. Миргородский, С. В. Пешин, Б. К. Хабибуллаев, в кн. Тезисы VIII Всесоюзной конференции по квантовой акустике, Казань, 1974, с. 27.
153. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Письма ЖЭТФ 11, 421 (1970); ФТП 5, (1971).
154. В. К. Комарь, Б. Л. Тиман, ФТТ 11, 2617 (1969); 12, 304 (1970).
155. А. М. Кмита, И. М. Котелянский, А. В. Медведь, В. Н. Федоренко, Письма ЖЭТФ 20, 453 (1974).
156. Yu. V. Gulyaev, P. E. Silbermann, Phys. Lett. A30, 378 (1969).
157. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, ФТП 5, 126 (1971).
158. V. V. Proklov, B. K. Khabibullaev, in: Proc. of 10th Intern. Conference «Ultrasonics», Prague, 1972, p. 160.
159. D. G. Carlson, A. Seegmuller, E. Mosekilde, H. Cole, J. A. Armstrong, Appl. Phys. Lett., 18, 330 (1971).
160. И. И. Андрианова, Опт. и спектр. 12, 99 (1962); 14, 70 (1963).
161. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Методы модуляции и сканирования света, М., «Наука», 1970, с. 191.
162. M. Billardon, J. Badoz, C. R. Ac. Sci. 262, 1672 (1966).
163. E. I. Gordon, IEEE J. Quantum Electron, QE-2, 104 (1966).
164. D. A. Pinnow, ibid, QE-6, 223 (1970).
165. М. И. Зусман, Н. К. Манешин, Е. Р. Мустель, Радиотехн. и электрон. 18, 1203 (1974).
166. M-40R Acoustooptic Light Modulator, Zenith Rad. Corp., Sept. 1970.
167. N. Chubachi, J. Kushibiki, H. Sasaki, Y. Kikuchi, J. Japan. Soc. Appl. Phys. 43 (Suppl.); 199 (1974).
168. B. D. Cook, E. A. Hiedemann, J. Ac. Soc. Am. 33, 945 (1961).
169. D. Maudan, J. Appl. Phys. 41, 1552 (1970).
170. J. Sarpriel, Deflecteur acoustooptique fonctionnant en regime d'impulsions, Doc. de Travail EST/DEF 1548, C.N.E.T.
171. M. Feldmann, J. Henaff, L'Onde Electrique 51, 805 (1974).

172. Ю. В. Гуляев, Г. Н. Шкердия, ФТП 9, 1434 (1975).
173. J. Kolb, A. P. Loeber, J. Ac. Soc. Am. 26, 249 (1954).
174. A. J. Giarola, J. R. Billester, Proc. IEEE 51, 1150 (1963).
175. В. А. Шутюлов, Акуст. ж. 12, 239 (1966).
176. H. G. Aas, R. K. Erf, J. Ac. Soc. Am. 36, 1906 (1964).
177. A. Korpel, R. Adler, F. Desmares, T. M. Smith, IEEE J. Quantum Electron. QE-1, 60 (1965).
178. E. I. Gordon, Proc. IEEE 34, 1391 (1966).
179. G. A. Coquin, J. P. Griffin, L. K. Anderson, IEEE Trans. Sonics and Ultrason. SU-17, 34 (1970).
180. В. И. Балахшия, В. Н. Парыгин, Радиотехн. и электрон. 28, 115 (1973).
181. A. Korpel, R. Adler, P. Desmares, W. Watson, Proc. IEEE 54, 1429 (1966).
182. Zenith-D-70R Acoustooptic Laser deflector, Zenith Rad. Corp., Sept. 1970.
183. H. A. Neuman, G. M. Barnard, in: Proc. of Electrooptics System-Design Conference, Plenum N. Y., 1970, p. 640.
184. E. G. Lean, C. F. Quate, H. J. Shaw, Appl. Phys. Lett. 10, 48 (1967).
185. E. G. Lean, M. L. Dakss, G. G. Powell, IBM J. 13, 184 (1969).
186. D. A. Pinnow, L. G. Van Uitert, A. W. Warner, W. A. Bonner, Appl. Phys. Lett. 15, 83 (1969).
187. J. Sarpriel, *ibid.* 19, 533 (1971).
188. К. Престон, Когерентные оптические вычислительные машины, М., «Мир», 1974.
189. J. S. Gerig, H. Montague, Proc. IEEE 52, 1753 (1964).
190. M. Arm, L. Lambert, I. Weissman, *ibid.*, p. 842.
191. S. H. Rowe, Optics Comm. 4, 88 (1974).
192. Бринза, Заруб. радиоэлектрон., № 5, 22, 1970.
193. H. R. Carleton, W. T. Maloney, G. Meltz, Proc. IEEE 57, 769 (1969).
194. J. H. Collins, E. G. Lean, H. J. Shaw, Appl. Phys. Lett. 11, 240 (1967).
195. В. Д. Свет, Оптические методы обработки сигналов, М., «Энергия», 1971.
196. Дж. Строук, Введение в когерентную оптику и голографию, М., «Мир», 1967.
197. L. J. Katrona, E. W. Leith, C. J. Palemo, L. J. Porcello, IRE Trans. IT-6, 386 (1960).
198. A. Korpel, Appl. Sol. State Sci. 3, 72 (1972).
199. Джерниган, Тр. ИИЭР 56 (3), 143 (1968).