

Глава 6

Модуляторы света

С помощью акустических волн можно управлять любыми параметрами световой волны: амплитудой, фазой, частотой, состоянием поляризации, направлением распространения. В соответствии с этим возможны различные виды акустооптических модуляторов (АОМ): амплитудные, фазовые и т. д. Кроме того, информацию в световой пучок можно вносить, модулируя его как во времени, так и в пространстве. Модуляторы первого типа носят название временных, второго — пространственных. Заметим однако, что поскольку создаваемое упругой волной пространственное распределение показателя преломления нельзя зафиксировать, то в пространственных АОМ выходной сигнал оказывается промодулированным также и во времени. В этом их отличие, например, от электрооптических пространственных модуляторов, в которых записанная информация может храниться без изменения длительное время [4].

Структура промодулированного излучения определяется как параметрами акустической волны, так и шириной светового пучка d . Если d больше пространственного периода модуляции упругой волны v/f_m , то имеет место пространственная модуляция света. При обратном соотношении $d < v/f_m$ отдельные участки светового пучка испытывают приблизительно одинаковое воздействие звукового поля. Поэтому структура дифрагированного пучка близка к структуре падающего, и происходит лишь временная модуляция света.

Из всего возможного многообразия АОМ к настоящему времени детально исследованы и находят применение лишь некоторые виды. В данной главе рассматриваются временные модуляторы интенсивности света. Пространственным модуляторам посвящен § 10.1.

6.1 Модуляторы с бегущей акустической волной

Рассмотрение АОМ мы начнем с наиболее важного класса таких устройств — широкополосных модуляторов, в которых используется бегущая ультразвуковая волна. Принцип их действия основан на зависимости интенсивности прошедшего через ячейку светового излучения от амплитуды упругой волны. В соответствии с этим схема АОМ включает генератор ВЧ электрических колебаний 1 (рис. 6.1) и ячейку 2. Электрические колебания модулируются по амплитуде информационным сигналом $s(t)$ и затем поступают на пьезопреоб-

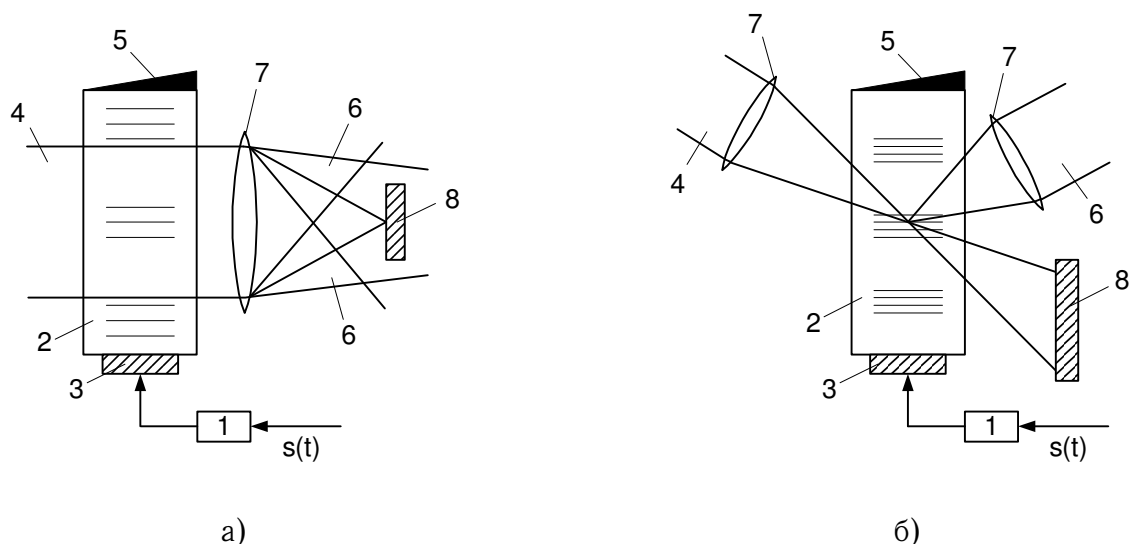


Рис. 6.1. Принципиальные схемы АОМ, работающих в раман-натовском (а) и брэгговском (б) режимах дифракции.

1 — ВЧ генератор; 2 — модулирующая ячейка;
3 — пьезопреобразователь; 4 — падающий световой пучок;
5 — поглотитель; 6 — дифрагированный пучок; 7 — линзы;
8 — экран

разователь 3. Частота несущих колебаний f_0 выбирается равной центральной частоте преобразователя. В ячейке возбуждается амплитудно-модулированная упругая волна, на которой дифрагирует световой пучок 4. Режим бегущих акустических волн обеспечивается поглотителем 5.

Дифракционные АОМ традиционно делят на две группы: раман-натовские (или модуляторы Дебая-Сирса) и брэгговские [5, 6]. Модуляторы, относящиеся к первой группе, работают на относительно низких частотах ультразвука (~ 10 МГц) и используют раман-натовский режим дифракции. При изменении амплитуды упругой волны модулируется интенсивность всех дифракционных максимумов. Если рабочими максимумами являются боковые, то в фокальной плоскости выходной линзы располагается экран, задерживающий непродифрагировавший свет (рис. 6.1, а). Используется и другая схема модулятора, где через отверстия в экране пропускается максимум нулевого порядка, являющийся рабочим, а остальные — задерживаются. Недостатком этой схемы является невысокий контраст модуляции¹.

Общим недостатком раман-натовских модуляторов является неширокая полоса модуляции Δf . Стремление увеличить Δf автоматически приводит к брэгговскому режиму дифракции. Отличительная особенность схемы брэгговского модулятора заключается лишь в том, что угол падения выбирается равным углу Брэгга (рис. 6.1, б). В качестве рабочих можно использовать максимумы как первого, так и нулевого порядков. Однако следует учитывать, что в первом случае интенсивность света изменяется синфазно с амплитудой упругой волны,

¹Контрастом модуляции, или коэффициентом экстинкции АОМ называется соотношение интенсивностей света в рабочем максимуме при наличии и отсутствии акустического сигнала в ячейке.

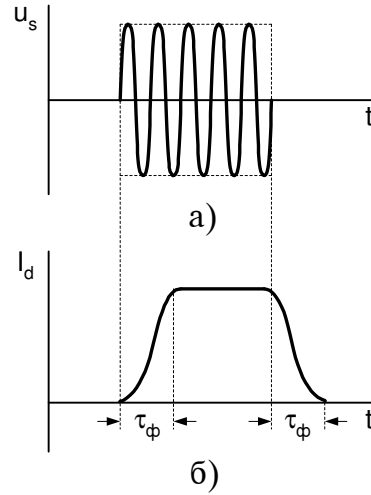


Рис. 6.2. Переходная характеристика АОМ:
а — возбуждающий радиоимпульс; б — импульсный отклик модулятора в дифрагированном свете

а во втором модуляция имеет противофазный характер.

Достаточно строгий расчет АОМ удастся выполнить лишь в приближении слабого взаимодействия. При малой эффективности дифракции выражения для амплитуды рассеянного света во всех режимах совпадают. Это позволяет провести анализ работы дифракционных модуляторов, не конкретизируя их принадлежности к определенной группе: брэгговских или раман-натовских.

6.2 Частотные характеристики

Одной из важнейших характеристик АОМ является полоса модуляции Δf . Разумеется, в первую очередь она определяется полосой преобразователя. Но есть и другие причины ограничения полосы модуляции, принципиального характера, которые обусловлены особенностями акустооптического взаимодействия. Именно о них и пойдет речь в дальнейшем.

Рассмотрим работу АОМ в режиме импульсной модуляции света. Предположим, что на преобразователь поступает сигнал в виде радиоимпульса с бесконечно крутым фронтом (рис. 6.2, а) и без искажений преобразуется в акустическую волну. Нетрудно видеть, что даже в этом идеализированном случае отклик модулятора будет представлять собой импульс с конечной длительностью фронта τ_ϕ (рис. 6.2, б), поскольку интенсивность дифрагированного света достигнет стационарного значения лишь спустя промежуток времени, необходимый для заполнения ультразвуком всей области взаимодействия. Из рис. 6.3, на котором в упрощенном виде изображена геометрия взаимодействия в АОМ, следует, что

$$\tau_\phi = d'/v = (d/\cos \theta_B + l \operatorname{tg} \theta_B)/v \approx \tau(1 + G|\Theta_B|/2), \quad (6.2.1)$$

где $\tau = d/v$ — время прохождения звука через поперечное сечение светового пучка. При $G \ll 1$ $\tau_\phi \approx \tau$ и полоса модуляции максимальна: $\Delta f \approx \tau_\phi^{-1} \approx \tau^{-1}$.

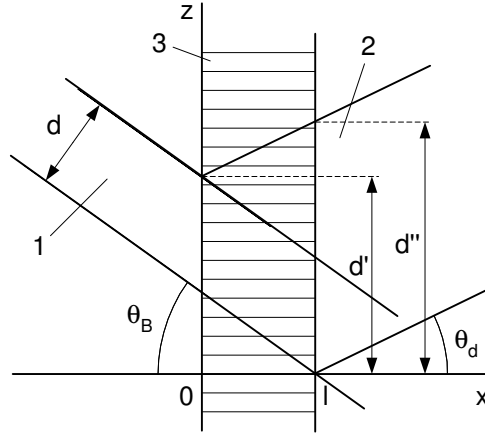


Рис. 6.3. Геометрия акустооптического взаимодействия в дифракционном модуляторе.

1 — падающий световой пучок; 2 — дифрагированный пучок;
3 — акустический пучок

С ростом G все большую роль начинает играть второе слагаемое в (6.2.1), отражающее объемный характер взаимодействия. Время τ_ϕ возрастает, а полоса модуляции соответственно сужается. При $G \gg 1$ $\Delta f = 2/\tau G |\Theta_B|$.

Таким образом, для повышения быстродействия модулятора необходимо предельно уменьшать размеры области взаимодействия. На практике модулируемый пучок приходится фокусировать в ячейку, причем наибольшая полоса модуляции получается, когда перетяжка пучка находится в центре области взаимодействия (рис. 6.1, 6). Минимальная апертура пучка определяется условием существования дифракции: $d > \Lambda_0$. Учитывая (6.2.1), получаем ограничение на полосу модуляции: $\Delta f \lesssim f_0$. Отсюда следует, что наиболее эффективный путь повышения быстродействия — это увеличение частоты несущих колебаний.

Строгий расчет АОМ сводится к решению задачи о дифракции светового пучка на амплитудно-модулированной акустической волне. Эта задача рассматривалась многими авторами. В работах [125, 132] расчет поля дифрагированного света проводился методом функций Грина, в [134] использовалась модель геометрической оптики. Нам представляется более удобным спектральный метод [9, 52, 135–137], которым мы и воспользуемся при дальнейшем изложении.

Предположим, что модулирующий сигнал представляет собой гармоническое колебание с частотой f_m . Тогда упругую волну в ячейке можно записать в виде

$$a(z, t) = a_0 [1 + m \cos(K_m z - \Omega_m t)] \exp[j(K_0 z - \Omega_0 t)], \quad (6.2.2)$$

где m — глубина модуляции, $K_0 = 2\pi f_0/v$, $K_m = 2\pi f_m/v$. Спектр акустического поля (6.2.3) содержит три составляющие — центральную с амплитудой a_0 и частотой Ω_0 и две боковых с амплитудами $a_0 m/2$ и частотами $\Omega_0 \pm \Omega_m$:

$$A(K) = 2\pi a_0 \exp(-j\Omega_0 t) \times \left[\delta(K - K_0) + \frac{m}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \exp(-j\alpha\Omega_m t) \delta(K - K_0 - \alpha K_m) \right]. \quad (6.2.3)$$

Будем считать для определенности, что модулируемый световой пучок является гауссовым (5.3.15). Если пучок падает на ячейку под углом Брэгга θ_B , его угловой спектр равен

$$U_i(\theta_i) = (\sqrt{\pi}/2) u_0 d \exp[-k_i d^2 (\theta_i - \theta_B)^2 / 16], \quad (6.2.4)$$

где d — диаметр пучка в перетяжке.

Подставляя (6.2.3), (6.2.4) в (5.1.7) и учитывая (5.1.9), получаем следующее выражение для спектра дифрагированного света в приближении малой эффективности дифракции [135, 136]:

$$U_d(\Theta_d) = \frac{\pi P}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} u_0 d \exp(-j\Omega_0 t) \times \left[S_0 T_0^L + \frac{m}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \exp(-j\alpha\Omega_m t) S_\alpha T_\alpha^L \right], \quad (6.2.5)$$

где

$$S_\alpha = \exp[-(\pi^2 D^2 / 16)(\Theta_d - \Theta_B - 2 - 2\alpha F)^2]; \quad (6.2.6)$$

$$T_\alpha^L = \text{sinc}\{(Q/2)[(\Theta_d - 1 - \alpha F)(1 + \alpha F) - \Theta_B - 1]\}.$$

Здесь $F = f_m/f_0$ — относительная частота модуляции; Θ_d , Θ_B , Q и D определяются формулами (5.2.8), (5.3.4); $P = ql/\pi$; $\alpha = 0, \pm 1$. Угловое распределение интенсивности дифрагированного света имеет вид

$$I_d(\Theta_d) \equiv |U_d|^2 = (\pi P/2)^2 (\pi/4) u_0^2 d^2 \left[S_0^2 T_0^{L^2} + \right. \\ \left. + (m^2/4) (S_{+1}^2 T_{+1}^{L^2} + S_{-1}^2 T_{-1}^{L^2}) + m S_0 T_0^L (S_{+1} T_{+1}^L + \right. \\ \left. + S_{-1} T_{-1}^L) \cos \Omega_m t + (m^2/2) S_{+1} T_{+1}^L S_{-1} T_{-1}^L \cos 2\Omega_m t \right]. \quad (6.2.7)$$

В этом выражении первые два слагаемых описывают постоянную составляющую в дифрагированном пучке, остальные — промодулированную компоненту. При этом третье слагаемое представляет собой полезный сигнал на частоте модуляции Ω_m , а четвертое — нелинейные искажения с частотой $2\Omega_m$. При малой глубине модуляции пропорциональными m^2 членами в (6.2.7) можно пренебречь.

Полученные результаты имеют простой физический смысл. Проходящий через модулирующую ячейку свет независимо дифрагирует на каждой монохроматической составляющей (6.2.3) акустического поля, вследствие чего в дальней зоне дифракции формируются три максимума (первого порядка), которым соответствуют три слагаемых в формуле (6.2.5). Ячейку при этом можно рассматривать как три параллельно действующих линейных пространственных фильтра. Из-за различия их передаточных функций максимумы имеют разную пространственную структуру, которая отличается и от структуры падающего пучка. Частота света в максимумах также различна: в центральном она смещена относительно частоты падающего света на Ω_0 , а в боковых — на $\Omega_0 \pm \Omega_m$. В результате биений боковых максимумов с центральным в дифрагированном свете появляется переменная составляющая с частотой Ω_m . Биения же боковых максимумов

между собой дают нелинейные искажения — компоненту с частотой $2\Omega_m$. Величина переменной составляющей определяется степенью взаимного перекрытия максимумов. Если частота модуляции близка к нулю, то все максимумы практически совпадают, и амплитуда модулированного света максимальна. При увеличении f_m максимумы расходятся, а амплитуда падает. Когда максимумы перестают перекрываться, модуляция исчезает. Нетрудно показать, что в этом случае пространственный период модуляции v/f_m становится равным ширине светового пучка.

Выражение (6.2.7) позволяет детально проанализировать частотные характеристики. Выделим в (6.2.7) переменную составляющую на частоте модуляции Ω_m :

$$I_{d\sim}(\Theta_d) = (\pi P/2)^2 (\pi/4) u_0^2 d^2 m S_0 T_0^L (S_{+1} T_{+1}^L + S_{-1} T_{-1}^L) \equiv \\ \equiv (\pi P/2)^2 (\pi/2) u_0^2 d^2 m \beta_{\sim}(\Theta_d, \Theta_B, Q, D, F). \quad (6.2.8)$$

При фиксированных Q , D , Θ_B и Θ_d зависимость $\beta_{\sim}(F)$ представляет собой частотную характеристику модулятора. Считая, как обычно, допустимым изменение амплитуды сигнала в пределах 3 дБ, из графика $\beta_{\sim}(F)$ можно найти граничную частоту модуляции F_{gp} и, следовательно, полосу Δf : $F_{gp} = \Delta f/f_0$.

Выражение (6.2.8) позволяет отметить важную особенность АОМ, отличающую его от модуляторов других типов. Это — неоднородность модуляции по сечению светового пучка [133]. Вид частотных характеристик существенно зависит от угла Θ_d и, таким образом, от местоположения приемника модулированного излучения. Это обстоятельство необходимо учитывать, когда приемник расположен на большом удалении от модулятора и регистрирует лишь часть передаваемой световой мощности (так обстоит дело, например, при оптической связи в космическом пространстве).

В случае $G \ll 1$ функция β_{\sim} принимает вид

$$\beta_{\sim} = \exp \left[-\pi^2 D^2 (Z^2 + 2F^2) / 8 \right] \text{ch} (\pi^2 D^2 F Z / 4),$$

где $Z = \Theta_d - \Theta_B - 2$. На рис. 6.4 представлены частотные характеристики модуляции при разных углах наблюдения. Кривая 1 соответствует положению фотоприемника на оси дифрагированного пучка, кривая 4 — на его краю. Видно, что при смещении приемника от центра пучка к краю амплитуда сигнала падает, а полоса модуляции возрастает. Если при $Z = 0$ частота $F_{gp} = 2\sqrt{\ln 2}/\pi D = 0,54/D$, то в точке $Z = 4/\pi D$ она увеличивается до значения $F_{gp} = 1,16/D$. Частотная характеристика при этом деформируется: ее максимум смещается к более высоким частотам.

В области $G \gtrsim 1$ из-за влияния селективных свойств акустооптического взаимодействия (они описываются функциями T^L) вид частотных характеристик усложняется. Дифрагированный пучок становится несимметричным относительно $Z = 0$, появляется зависимость полосы модуляции от угла Брэгга.

Рассмотрим теперь случай, когда фотоприемник регистрирует все дифрагированное излучение [9, 125, 132, 135–137]. Интегрируя (6.2.8) по всему угловому диапазону и нормируя на мощность падающего света $I_i = \sqrt{\pi^2/2} u_0^2 d/k_i$,

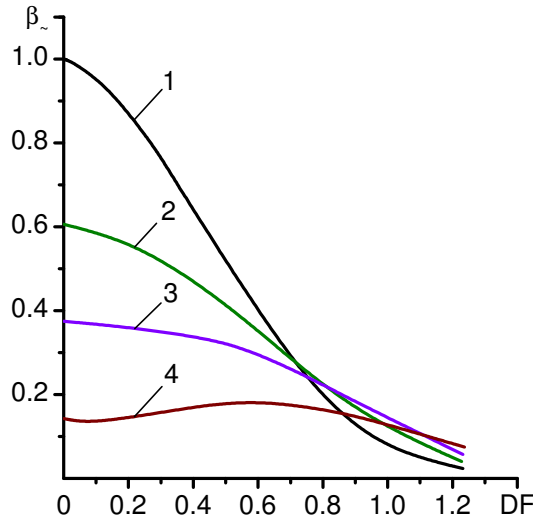


Рис. 6.4. Частотные характеристики АОМ при различных положениях удаленного фотоприемника:
 1 — $z = 0$; 2 — $z = 2\sqrt{2}/\pi D$; 3 — $z = 2/\pi D$; 4 — $z = 4/\pi D$

получаем

$$\begin{aligned} \zeta_{\sim} &= \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 2m \sqrt{\frac{\pi}{32}} D \int_{-\infty}^{\infty} S_0 T_0^L (S_{+1} T_{+1}^L + S_{-1} T_{-1}^L) d\Theta_d \equiv \\ &\equiv \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 2m B_{\sim}^L(Q, D, \Theta_B, F). \end{aligned} \quad (6.2.9)$$

Функцию ζ_{\sim} , которая по физическому смыслу подобна введенной в § 5.3 интегральной эффективности дифракции, будем называть эффективностью модуляции. В предельных случаях $G \rightarrow 0$ и $G \rightarrow \infty$ можно получить частотные характеристики в явном виде.

Если $G \ll 1$, то $B_{\sim}^L = \exp(-\pi^2 D^2 F^2 / 8)$. Граничная частота модуляции определяется соотношением

$$F_{ep} = \sqrt{8 \ln 2} / \pi D = 0,75 / D. \quad (6.2.10)$$

Учитывая, что $F_{ep} D = \Delta f \tau$, выражение (6.2.10) можно записать в виде $\Delta f = 0,75 / \tau$. Таким образом, при малых G полоса модуляции не зависит от типа взаимодействия (изотропной или анизотропной дифракции), а определяется только временем пересечения упругой волной модулируемого пучка. Аналогичный результат получен Мейденом из расчета переходных характеристик АОМ [132]. Было найдено, что при $G \ll 1$ длительность импульсного отклика (по уровню 0,1/0,9) равна $\tau_{\phi} = 0,65 \tau$. Следовательно, для модулятора с гауссовым пучком $\Delta f \tau_{\phi} = 0,49$.

В другом предельном случае $G \gg 1$

$$B_{\sim}^L = \sqrt{\pi/8} (D/Q) \{ \text{sinc}[QF(\Theta_B - F)/2] + \text{sinc}[QF(\Theta_B + F)/2] \},$$

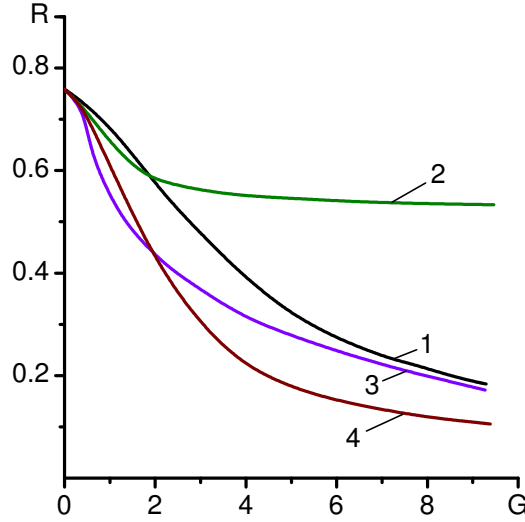


Рис. 6.5. Зависимость приведенной полосы модуляции от параметра Гордона [136]:

1 — $\Theta_B = -1$; 2 — $\Theta_B = 0$; 3 — $\Theta_B = 1$; 4 — $\Theta_B = -2$

откуда следует, что полоса модуляции зависит от геометрии взаимодействия: при $\Theta_B \approx 0$

$$B_{\sim}^L = \sqrt{\pi/2} (D/Q) \operatorname{sinc}(QF^2/2), \quad F_{ep} = 1,1/\sqrt{Q}; \quad (6.2.11)$$

если же $|\Theta_B| \gtrsim 1$, то

$$B_{\sim}^L = \sqrt{\pi/2} (D/Q) \operatorname{sinc}(QF\Theta_B/2), \quad F_{ep} = 1,2/Q|\Theta_B|. \quad (6.2.12)$$

В области промежуточных значений ($G \sim 1$) расчет частотных характеристик по формуле (6.2.9) требует применения ЭВМ. Такой расчет был проведен в работе [136]. Результаты представлены на рис. 6.5 графиками зависимости приведенной полосы модуляции $R = F_{ep}D = \Delta f \tau$ от параметра Гордона $G = 4Q/\pi D = 4\lambda l f_0/\pi n v d$. Кривая 1 описывает частотные свойства модулятора с изотропной дифракцией. Все другие кривые соответствуют анизотропной дифракции с различной геометрией взаимодействия.

Из рисунка следует, что наибольшее быстроедействие модулятора достигается при малых G . С ростом G полоса модуляции уменьшается. Физика этого явления различна в случаях $\Theta_B = 0$ и $\Theta_B \neq 0$. При $\Theta_B \neq 0$ сужение Δf обусловлено возрастанием относительных размеров области взаимодействия из-за наклонного падения (рис. 6.3). Чем больше $|\Theta_B|$, тем меньшей, при прочих равных условиях, получается полоса модуляции. Как следует из (6.2.12), при $G \gg 1$ это приводит к асимптотической зависимости $\Delta f = 1,5/G\tau|\Theta_B|$, которая согласуется с формулой (6.2.1).

Иначе обстоит дело при $\Theta_B = 0$. Согласно (6.2.1), полоса Δf не должна зависеть от параметра Гордона. Однако строгий расчет показывает (кривая 2 на рис. 6.5), что и в этом случае с ростом G происходит сужение полосы модуляции, хотя и более медленное, чем при $\Theta_B \neq 0$. Такое несоответствие объясняется тем, что формула (6.2.1) получена из геометрического построения, в

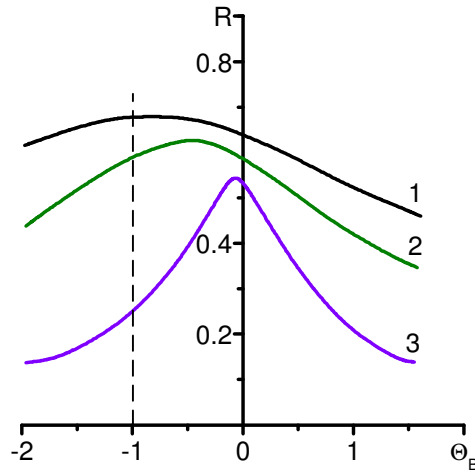


Рис. 6.6. Зависимость приведенной полосы модуляции от угла Брэгга [136]:
 1 — $G = 1,06$; 2 — $G = 1,9$; 3 — $G = 5,3$

котором не учтена дифракционная расходимость светового пучка, приводящая к увеличению его эффективной апертуры. Чем больше отношение l/d (а следовательно, и G), тем сильнее сказывается расходимость пучка. При $G \gg 1$ этот эффект приводит к зависимости $\Delta f \propto G^{-1/2}$, что соответствует (6.2.11). Разумеется, при больших углах Брэгга расходимость пучка тоже существует, но ее действие маскируется сильной зависимостью $\Delta f \propto G^{-1}$, обусловленной наклонным падением света.

Более полное представление о влиянии геометрии взаимодействия на полосу модуляции дает рис. 6.6. Видно, что функция $R(\Theta_B)$ имеет максимум, который с ростом G смещается к значению $\Theta_B = 0$, становясь при этом все более выраженным. Таким образом, при одинаковых параметрах ячеек наибольшее быстродействие АОМ обеспечивает анизотропная дифракция с углом Брэгга, близким к нулю. С ростом G выигрыш по полосе модуляции увеличивается (например, при $G = 8$ он составляет 2,5 раза).

Следует подчеркнуть, что представленные здесь результаты получены в приближении слабого взаимодействия. При малой эффективности дифракции рабочая точка модулятора находится на квадратичном участке модуляционной кривой (зависимости $\zeta(q)$). Вследствие этого в дифрагированном свете, кроме полезного сигнала на частоте модуляции, присутствует составляющая на двойной частоте. Если модуляция осуществляется видеосигналом, имеющим сложный спектр, то в модулированном пучке появляются также комбинационные частоты. Как следует из (6.2.7), при $F \rightarrow 0$ коэффициент нелинейных искажений равен $m/4$. С ростом акустической мощности рабочая точка смещается на линейный участок модуляционной кривой, и нелинейные искажения уменьшаются. При аналоговой модуляции света в режиме брэгговской дифракции оптимальное положение рабочей точки соответствует значению $P = 1/2$. Строгий расчет частотных характеристик АОМ при большой эффективности дифракции весьма трудоемок [137]. Это обусловлено тем, что в приближении сильного взаимодействия нельзя пользоваться принципом суперпозиции — результат дифракции светового пучка на отдельной спектральной составляющей

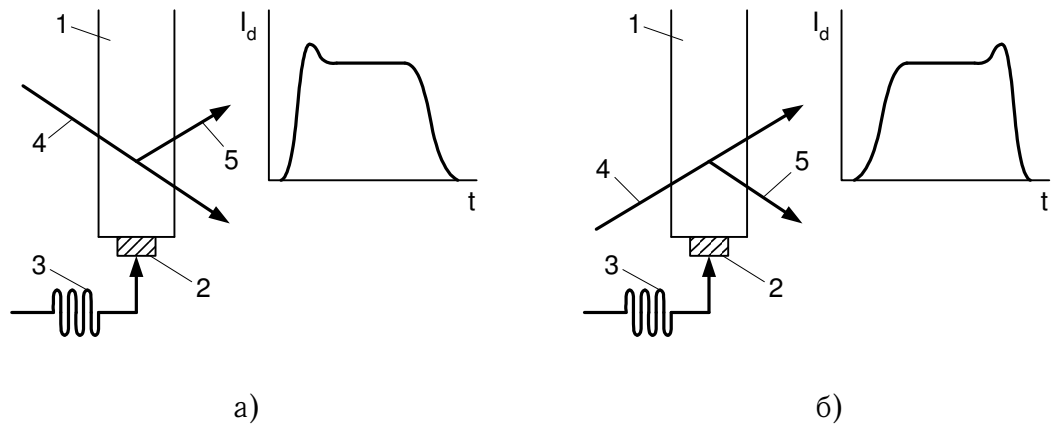


Рис. 6.7. Искажения световых импульсов в АОМ при антистоксовом (а) и стоксовом (б) рассеянии света [138].

1 — ячейка; 2 — пьезопреобразователь;
3 — возбуждающий радиоимпульс; 4 — падающий световой пучок;
5 — дифрагированный пучок

упругой волны зависит от условий взаимодействия пучка со всеми другими составляющими.

Авторы [138], исследуя экспериментально переходные характеристики АОМ, обнаружили, что при большой эффективности модуляции могут происходить искажения фронтов светового импульса, зависящие от ориентации модулятора относительно падающего света (рис. 6.7). В эксперименте использовался модулятор из стекла ТФ-7 с центральной частотой $f_0 = 80$ МГц и $G = 1,15$. Когда ориентация ячейки была такой, как показано на рис. 6.7, а (рассеяние в +1-ый порядок), на переднем фронте светового импульса наблюдался пичок. При другой ориентации ячейки (дифракция в –1-ый порядок) пичок появлялся на заднем фронте импульса (рис. 6.7, б). Причина этого явления заключается в нарушении симметрии акустооптической связи между волнами нулевого и первого порядков во время переходного процесса.

Рассмотрим, например, случай, изображенный на рис. 6.7, а. При пересечении светового пучка передним фронтом акустического цуга свет дифрагирует в область, еще не занятую полностью упругой волной. Обратная перекачка света в нулевой порядок здесь затруднена. Поэтому интенсивность дифрагированного света нарастает быстрее и на некоторое время превышает стационарное значение. В целом же, длительность переходного процесса увеличивается. Пользуясь представленной на рис. 6.3 геометрической моделью, нетрудно получить, что с учетом обратного рассеяния длительность переднего фронта светового импульса должна быть равна

$$\tau_\phi = d''/v \approx \tau [1 + G(|\Theta_B| + |\Theta_d|)/2] = \tau (1 + G).$$

Таким образом, в сильном акустическом поле импульс уширяется на величину $\Delta\tau_\phi = \tau G|\Theta_d|/2$. Этот эффект проявляется тем сильнее, чем больше параметр Гордона. Степень уширения зависит также от геометрии взаимодействия: оно минимально при $\Theta_B = -2$. В случае, представленном на рис. 6.7, б, аналогичные явления наблюдаются при пересечении светового пучка задним

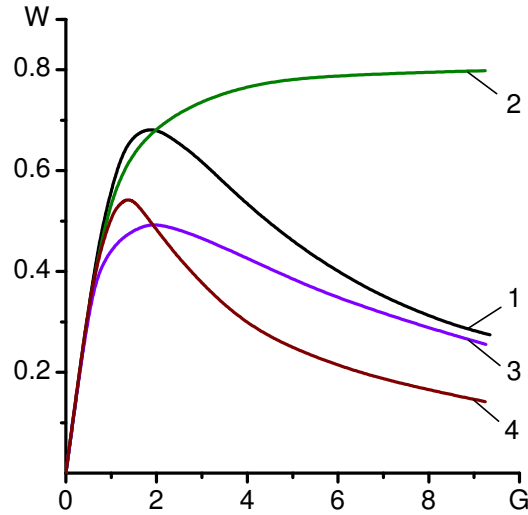


Рис. 6.8. Зависимость произведения полосы на эффективность модуляции от параметра Гордона [136]:

$$1 - \Theta_B = -1; \quad 2 - \Theta_B = 0; \quad 3 - \Theta_B = 1; \quad 4 - \Theta_B = -2$$

фронтом акустического цуга.

6.3 Оптимизация параметров модулирующей ячейки

Помимо полосы модуляции Δf , другой важной характеристикой модулятора является потребляемая акустическая мощность P_a , которая через параметр q определяет эффективность модуляции ζ_{\sim} . Между этими характеристиками существует противоречивая связь: изменение любого параметра ячейки, приводящее к улучшению одной из характеристик, сопровождается ухудшением другой. Так, выше было показано, что максимальная полоса Δf достигается при малых значениях параметра Гордона. Но реально условие $G \ll 1$ означает необходимость использования „тонкого“ акустического пучка с малой длиной взаимодействия l , что требует большой управляющей мощности. Учитывая это обстоятельство, обычно оптимизируют параметры модулирующей ячейки по максимуму отношения полосы модуляции к потребляемой мощности (при фиксированном ζ_{\sim}) или, что то же самое, по максимуму произведения полосы на эффективность модуляции (при фиксированном P_a) [9, 132, 136].

Из (6.2.9) видно, что зависимость $\zeta(l)$ имеет сложный характер. Во-первых, ширина акустического пучка входит в множитель $(\pi P/2)^2$, определяющий линейный рост $\zeta \sim$ при увеличении l . А во-вторых, через параметр Q l входит в функцию B_{\sim}^L , которая дает обратную зависимость (функция B_{\sim}^L при $F = 0$ совпадает с B^L). Так как при $P_a = \text{const}$ $q \propto l^{-1/2}$, а $G \propto l$, то оптимизация АОМ по произведению полосы на эффективность модуляции, по существу, сводится к нахождению максимума функции $W = GB^L R$ [136].

Графики зависимости $W(G)$ приведены на рис. 6.8. Видно, что функция W имеет максимум, и, следовательно, существует оптимальное значение пара-

метра Гордона G_{onm} . Величина G_{onm} зависит от геометрии взаимодействия. При изотропной дифракции (кривая 1) $G_{onm} = 1,85$. Это определяет условие на согласование углов расходимости светового φ_L и звукового φ_S пучков: $\varphi_L = 1,85 \varphi_S$. При анизотропной дифракции с $\Theta_B = 0$ такой четко выраженный максимум отсутствует, благодаря чему условие согласования расходимостей ослабляется. Впервые на необходимость согласования расходимостей пучков в модуляторе было указано Гордоном [125]. В работе [132] при расчете переходных характеристик АОМ с изотропной дифракцией было найдено, что $G_{onm} \approx 1,5$. Это хорошо согласуется с оптимальным значением G , полученным из частотных характеристик.

Графики рис. 6.5, 6.8, 5.10 позволяют для каждого конкретного случая рассчитать оптимальные параметры модулирующей ячейки [9, 136]. Предположим, что полоса Δf задана. Эту полосу можно получить при различных f_0 и l . Но если считать $D = \text{const}$, то в оптимальном случае между f_0 и l имеется однозначное соответствие:

$$f_0 = \Delta f D / R_{onm}, \quad l = \pi D n v^2 G_{onm} / 4 \lambda f_0^2. \quad (6.3.1)$$

Выбрав высоту ультразвукового пучка b по формуле $b = g d$, из (6.3.1) и (2.1.22), получим выражение для акустической мощности

$$P_a = 8 \lambda^3 \zeta g D \Delta f / \pi^3 M'' W_{onm}. \quad (6.3.2)$$

Здесь R_{onm} и W_{onm} — значения функций R и W в точке $G = G_{onm}$. В случае изотропной дифракции $R_{onm} = 0,59$, $W_{onm} = 0,68$. Чтобы не было виньетирования светового пучка по оси y , коэффициент запаса g выбирается в пределах от 2 до 5.

Условие $D = \text{const}$ при изменении f_0 означает оптимизацию модулятора по апертуре светового пучка. Как следует из (6.3.1) и (6.3.2), желательно, чтобы D было минимальным. Однако, выбирая D , необходимо учитывать ряд обстоятельств. Во-первых, от величины D зависит степень пространственного разделения нулевого и первого порядков дифракции и, следовательно, контраст модуляции. Это приводит к соотношению $D \geq 4/\pi$. Во-вторых, надо учитывать возможности широкополосного согласования пьезопреобразователя с ВЧ генератором. Чтобы преобразователь не искажал модулирующий сигнал, полоса преобразователя Δf_{np} должна по меньшей мере вдвое превышать полосу модуляции. Поэтому необходимо выполнить условие $D \geq 2 R f_0 / \Delta f_{np}$. Наконец, следует иметь в виду, что D через G_{onm} определяет максимальную эффективность модуляции. В оптимальном АОМ принципиально нельзя получить 100%-ную эффективность модуляции, поскольку даже в брэгговском режиме дифракции часть света из-за расходимости светового пучка теряется в нулевом порядке. При $G_{onm} = 1,85$ эти потери составляют 37% (рис. 5.9). Работа же в промежуточном режиме дифракции приводит к дополнительным световым потерям.

В табл. 6.1 приведены характеристики АОМ, рассчитанные по формулам (6.3.1), (6.3.2) для $\zeta = 10\%$, $g = 3$, $D = 3$ и $\Delta f = 100$ МГц. Центральная частота преобразователя во всех случаях равна $f_0 = 510$ МГц его полоса $\Delta f_{np} = 200$ МГц. Таблица позволяет оценить перспективность применения различных акустооптических материалов в модуляторах видимого и инфракрасного диапазонов спектра. Из (6.3.2) следует, что при оптимальном выборе

Таблица 6.1. Оптимальные параметры изотропных модуляторов

Материал	λ , мкм	$M \cdot 10^{15}$, с ³ /кг	l , мм	d , мкм	P_a , Вт	$\frac{P_a}{\text{мкВт/МГц} \cdot \%}$
Плавленый кварц	0,63	1,56	1,36	35	0,63	630
As ₂ S ₃	0,63	433	0,48	15	0,0029	2,9
LiNbO ₃	0,63	7,0	2,5	39	0,084	84
GaP	0,63	44,6	3,5	37	0,0092	9,2
α -HfO ₃	0,63	86	0,29	14	0,02	20
PbMoO ₄	0,63	36,3	0,83	21	0,027	27
TeO ₂	0,63	34,5	1,07	25	0,026	26
Ag ₃ AsS ₃	0,63	300	0,56	16	0,0029	2,9
As ₂ S ₃	1,15	347	0,23	15	0,022	22
As ₂ Se ₃	1,15	1090	0,2	13	0,074	7,4
Se	1,15	1206	0,11	11	0,0095	9,5
GaAs	1,15	104	1,24	30	0,029	29
Te	10,6	5850	0,035	13	0,5	500
Ge	10,6	260	0,19	32	7,1	7100

параметров модулятора потребляемая мощность не зависит от геометрических размеров преобразователя и его центральной частоты, а определяется главным образом полосой и эффективностью модуляции. Поэтому при численных расчетах удобной величиной является удельная мощность $p_a = P_a / \Delta f \zeta$, значения которой также приведены в [таблице](#). Если параметры D и g фиксированы, то удельная мощность определяется только свойствами материала ячейки (коэффициентом качества M').

Оценивая потребляемую модулятором мощность, следует также учитывать потери при преобразовании электрического сигнала в акустическую волну [8]. В области десятков мегагерц их удается довести до 1–3 дБ. Но с ростом частоты ультразвука потери увеличиваются и к гигагерцовому диапазону достигают 10 дБ и более.

При увеличении полосы модуляции оптимальные размеры преобразователя быстро уменьшаются. Например, при $\Delta f = 300$ МГц и $\lambda = 1,15$ мкм модулятор из As_2S_3 должен иметь преобразователь с размерами $l = 26$ мкм и $b = 15$ мкм. Расходимость ультразвуковой волны при этом возрастает настолько, что возникают трудности с юстировкой светового пучка. Кроме того, с ростом Δf резко (пропорционально $(\Delta f)^3$) увеличивается плотность акустической мощности, а значит, и нагрузка на преобразователь. Применение в таких случаях анизотропной дифракции с углом $\Theta_B = 0$, которая не требует жесткого согласования расходимостей пучков света и звука, может дать определенные преимущества.

Другой путь заключается в применении цилиндрического преобразователя [132]. Если такой преобразователь имеет в плоскости взаимодействия xz ширину l и радиус кривизны r , то он возбуждает цилиндрическую волну, которая в фокальной плоскости $z = r$ создает распределение деформации

$$a_0(x) = (a_0 l / \sqrt{r \Lambda_0}) \text{sinc}(lx / \Lambda_0 r),$$

где a_0 — амплитуда на поверхности преобразователя. Модулированный световой пучок пропускается через перетяжку акустического пучка ([рис. 6.9](#)). Эффективная длина взаимодействия в этом случае равна $l_s = \Lambda_0 r / l$; соответствующим выбором параметров преобразователя она может быть доведена до оптимальной величины.

Расчет модулятора с цилиндрическим преобразователем приводит к соотношению

$$\zeta_{\sim} = \frac{q^2 l l_s}{4} 2m \sqrt{\frac{\pi}{32}} D \int_{-\infty}^{\infty} S_0 T_0^L (S_{+1} T_+^L + S_{-1} T_{-1}^L) d\Theta_d \equiv \frac{q^2 l l_s}{4} 2m B_{\sim}^L, \quad (6.3.3)$$

в котором функции S определяются формулами (6.2.6), а функции T^L имеют вид

$$T_{\alpha}^L = \text{rect}\{ (Q/2) [(\Theta_d - 1 - \alpha F)(1 + \alpha F) - \Theta_B - 1] \}.$$

Параметр Q в данном случае равен $Q = \lambda l_s / n \Lambda_0^2 = \lambda r / n \Lambda_0 l$.

Из (6.3.3) получается следующее выражение для частотной характеристики:

$$B_{\sim}^L(F) \approx \exp(-\pi^2 D^2 F^2 / 8) \text{erf} \left[\left(\sqrt{2}/G \right) (1 - \pi G D F / 4) \right],$$

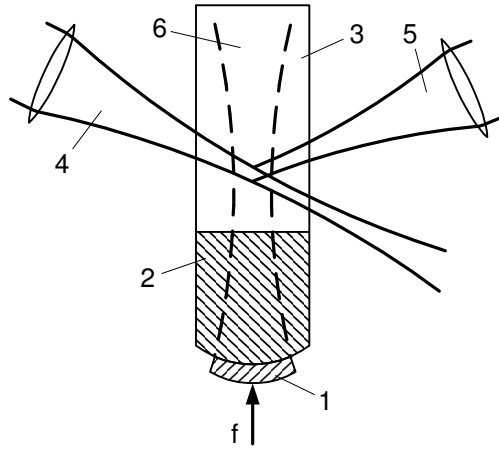


Рис. 6.9. Модулятор с цилиндрическим пьезопреобразователем [132].

- 1 — преобразователь; 2 — акустическая линза (SiO_2);
 3 — модулирующая среда (As_2S_3); 4 — падающий световой пучок;
 5 — дифрагированный пучок; 6 — ультразвуковой пучок

где $\text{erf}(x)$ — интеграл вероятности; $G = 4\lambda r / \pi n d l$. Оптимизация модулятора с цилиндрическим преобразователем дает результаты, незначительно отличающиеся от случая плоского преобразователя, имеющего ширину l_s [132].

Следует отметить, что фокусировка акустического пучка полезна не только в плоскости взаимодействия xz , но также и в ортогональной плоскости yz . Использование цилиндрической линзы в плоскости yz позволяет получить оптимальные поперечные размеры ультразвукового поля и за счет этого уменьшить управляющую мощность. Так, преобразователь, имеющий высоту b и радиус кривизны r , может дать выигрыш по акустической мощности в $b^2/r\Lambda_0$ раз по сравнению с плоским преобразователем того же размера.

Есть, однако, и другой путь создания АОМ с малыми световыми потерями. Это — использование специальных срезов кристаллов, обеспечивающих широкий угловой диапазон акустооптического взаимодействия (§ 5.2). Такие срезы позволяют даже сильно расходящиеся световые пучки модулировать с практически 100%-ной эффективностью. Для сохранения широкой полосы модуляции необходимо, чтобы на рабочей частоте f_c угол Брэгга был равен нулю. Это условие совместно с (5.2.15) приводит к следующей системе уравнений для определения оптимального среза:

$$n_i^2 = n_d^2 - \lambda^2 / \Lambda_c^2, \quad \lambda / \Lambda = -dn_i / d\theta_i.$$

Расчеты показали [140], что этим соотношениям можно удовлетворить лишь в двuosных кристаллах, когда плоскость взаимодействия проходит через оптические оси. Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 6.10. К сожалению, выбор двuosных кристаллов с хорошими акустооптическими свойствами невелик: Pb_2MoO_5 , $\alpha\text{-HfO}_3$, Ti_3AsS_4 . Среди них наибольший интерес представляет йодноватая кислота $\alpha\text{-HfO}_3$. Для нее угол между направлением наибольшего показателя преломления и вектором \vec{k}_i равен 25° , а рабочая частота $f_c \approx 400$ МГц (при $\lambda = 0,6$ мкм).

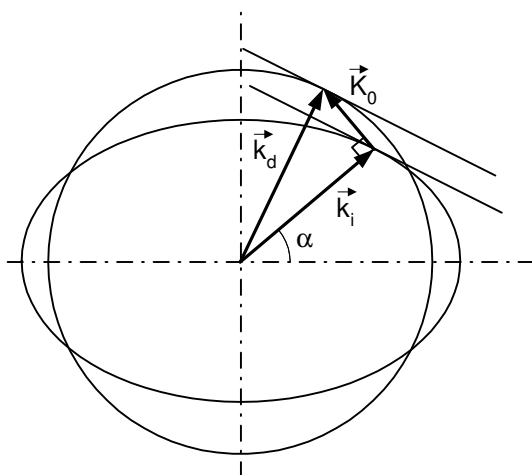


Рис. 6.10. Векторная диаграмма для модулятора, использующего специальный срез двуосного кристалла

6.4 Экспериментальные результаты

АОМ явились первыми устройствами акустооптики, которые нашли практическое применение. Еще в 30-е годы делались попытки использовать акустооптическое взаимодействие в оптической телефонии и телевидении. Исследовавшиеся в те годы модуляторы работали в раман-натовском режиме дифракции и поэтому были относительно узкополосными. В качестве акустооптических сред применялись, как правило, жидкости: вода, четыреххлористый углерод, гептан и др. Достаточно полный обзор ранних работ по АОМ можно найти в монографии [126].

Наиболее активно исследования в области акустооптической модуляции света развернулись с начала 60-х годов в связи с проблемой управления лазерным излучением. Было показано [141], что быстродействие АОМ ограничивается временем прохождения звука через поперечное сечение светового пучка.

Существенным шагом явились работы Мейдена [132, 143], в которых был экспериментально реализован принцип согласования расходимостей светового и акустического пучков. В [132] описан модулятор с фокусировкой ультразвукового пучка в плоскости взаимодействия (рис. 6.9). Модулирующая ячейка представляла собой образец халькогенидного стекла As_2S_3 , приклеенный к цилиндрической акустической линзе из кварца. Преобразователем служила пленка ZnO , напыленная на цилиндрическую поверхность кварца. Параметры преобразователя были следующие: $l = 2$ мм, $b = 0,5$ мм, $r = 10$ мм, $f_0 = 350$ МГц, потери преобразования ~ 13 дБ. Необходимость использования буферного элемента из кварца определялась в основном высоким поглощением звука в As_2S_3 . Ширина акустического пучка в перетяжке была $\sim 0,5$ мм. На длине волны $\lambda = 0,63$ мкм модулятор обеспечивал при $P_s = 0,6$ Вт отклонение в дифракционный порядок 70% падающего света с временем переключения $\tau_\phi = 6$ нс.

В другом модуляторе из кристаллического кварца [143] с помощью цилиндрического преобразователя акустический пучок оптимизировался по высоте b .

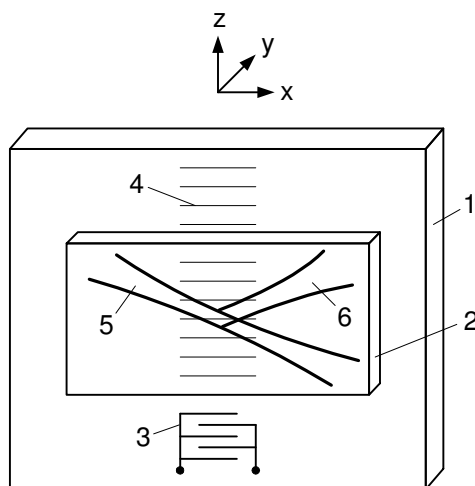


Рис. 6.11. Схема волноводного АОМ.

- 1 — подложка из пьезоэлектрика; 2 — оптический планарный волновод;
 3 — пьезопреобразователь; 4 — акустическая волна; 5 — падающий световой пучок; 6 — дифрагированный пучок

Преобразователь с $f_0 = 400$ МГц и $r = 10$ мм фокусировал ультразвуковой пучок с 2 мм у поверхности преобразователя до 80 мкм в области взаимодействия. Ширина пучка $l = 1,8$ мм также была оптимальной; она выбиралась из условия согласования расходимостей. Время переключения составляло 5 нс.

В работе [144] описано несколько видов АОМ, предназначенных для систем оптической связи с импульсно-кодовой модуляцией излучения на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм и скоростью передачи информации 25 и 50 Мбит/с. Параметры модуляторов рассчитывались для $G = 1$. Были изготовлены модулирующие ячейки из различных материалов: $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$, As_2Se_3 и GaAs. Наименьшая мощность требовалась для модуляторов на основе As_2Se_3 — $P_3 = 45$ мВт при 70%-ной эффективности модуляции и времени переключения 10 нс.

Ряд работ [145–150] посвящен исследованию акустооптической модуляции излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм). В этой связи необходимо отметить, что при увеличении длины волны света потребляемая модулятором мощность возрастает пропорционально λ^3 , а оптимальная длина взаимодействия уменьшается пропорционально λ (без учета дисперсии параметров акустооптического материала). Поэтому создание эффективных модуляторов ИК диапазона сопряжено с большими трудностями. По совокупности различных физических свойств наилучшим материалом для АОМ в диапазоне 10 мкм считается германий. Германиевые модуляторы, исследовавшиеся различными авторами [149, 150, 152], имеют близкие характеристики: частота несущей ~ 100 МГц, быстродействие 10–20 нс, потребляемая мощность 1 Вт при (1–3)%-ной эффективности дифракции.

Приведенные экспериментальные данные отражают уровень, достигнутый к настоящему времени в области создания быстродействующих АОМ. У серийно выпускаемых модуляторов характеристики, разумеется, несколько хуже. Представление о них дает табл. 6.2.

Интенсивно ведутся исследования волноводных модуляторов. В планарных

Таблица 6.2. Характеристики серийных модуляторов

Фирма, страна	Модель	Спектральный диапазон, мкм	f_0 , МГц	Δf , МГц	τ , нс	ζ , %	P_s , Вт (λ , мкм)	Контраст	Материал
SORO	IM50	0,44–0,7	250	50	10	> 80	2	2000 : 1	PbMoO ₄
Isomet	1240	0,44–0,63	40	7	45	70	1 (0,63)	1000 : 1	PbMoO ₄
Isomet	1207A-1	2–15	40	5	70	20	5 (10,6)	—	Ge
Isomet	1210	0,63	80	15	25	75	1 (0,63)	1000 : 1	PbMoO ₄
Isomet	1206	0,44–0,63	110	25	15	60	1,6 (0,63)	> 1000 : 1	PbMoO ₄
Zenith	M40R	0,4–0,7	40	4,5	100	85	1,6 (0,63)	1000 : 1	стекло
СССР	МЛ201	0,4–1,06	80	10	50	80	3 (0,63)	2000 : 1	ТФ7
СССР	ОМГ21		60	5		15	1 (10,6)	—	Ge

устройствах высота ультразвукового пучка b достигает предельно малой величины — порядка Λ_0 . Благодаря этому потребляемая мощность снижается по сравнению с потребляемой мощностью объемного модулятора на один-два порядка. Однако в плоскости взаимодействия xz волноводного ограничения полей в этом случае нет. Поэтому оптимизация параметров модулирующей ячейки приводит к прежнему требованию на согласование расходимостей взаимодействующих пучков. Примером устройства такого типа является модулятор с волноводом из As_2S_3 толщиной 0,8 мкм на подложке из LiNbO_3 [157]. Акустический пучок шириной $l = 2$ мм возбуждался преобразователем с центральной частотой $f_0 = 200$ МГц. При $P_a = 27$ мВт ($P_s = 150$ мВт) модулятор обеспечивал 93%-ную эффективность модуляции излучения с длиной волны $\lambda = 1,15$ мкм. Указанная мощность не является предельной: в устройстве не были согласованы размеры звукового и светового полей по ос y (коэффициент перекрытия был около 5%).

Акустооптическое взаимодействие в волноводных структурах носит более разнообразный характер, чем при объемном взаимодействии. Поэтому в интегральной оптике возможны такие конструкции модуляторов, которые не имеют объемных аналогов. Так, модуляцию света можно осуществлять, меняя акустооптическую связь между волноводными модами, а также между волноводными и излучательными модами планарной структуры [153]. В работе [162] описан волноводный модулятор, в котором преобразование мод $H \rightarrow E$ происходило при возбуждении объемной акустической волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости волновода. Так как толщина волновода была меньше Λ_0 , то дифракции света не происходило, а связь между модами обеспечивалась за счет фотоупругости волноводной пленки. Модуляция интенсивности света осуществлялась на частоте $2f_0$, синхронно с изменением фотоупругой связи, и наблюдалась в диапазоне до 225 МГц. Похожие схемы модуляции света исследовались в [163, 164].

Волноводные модуляторы находятся сейчас в стадии интенсивной разработки. Достигнутые результаты еще далеко не исчерпывают потенциальные возможности таких устройств. Трудности при создании волноводных модуляторов носят в основном технологический характер. Однако следует иметь в виду, что проблема выбора подходящих акустооптических сред в интегральной оптике стоит острее, чем в случае объемных устройств, так как эти среды должны удовлетворять большому числу требований. Необходимо учитывать не только оптические, акустические и акустооптические свойства материалов, но и возможность формирования из них волноводов с нужными параметрами. Нелинейные свойства материалов вследствие высокой плотности световой и акустической мощности также могут сказываться на характеристиках волноводных модуляторов.

6.5 Модуляторы со стоячей акустической волной

Модуляторы, в которых используются стоячие упругие волны, по своему назначению, принципу действия и характеристикам существенно отличаются от модуляторов на бегущих волнах и требуют отдельного рассмотрения. Их кон-

структивной особенностью является отсутствие поглотителя. Параллельные, хорошо обработанные грани ячейки образуют высокодобротный акустический резонатор, возбуждаемый на его собственных частотах $f_i = iv/2w$, где w — апертура ячейки, $i = 1, 2, \dots$. Стоячая волна возникает в результате интерференции излученной пьезопреобразователем волны с волной, отраженной от противоположной грани ячейки. Разновидностью таких АОМ являются устройства с двумя расположенными друг напротив друга преобразователями, которые генерируют стоячие или бегущие во встречных направлениях волны.

Для среды без потерь изменение показателя преломления под действием стоячей волны описывается выражением $n(z, t) = \Delta n \cos K_0 z \cos \Omega_0 t$. Как было показано в § 2.5, возможны различные подходы к описанию взаимодействия света со стоячей акустической волной. С одной стороны, это явление можно рассматривать как дифракцию света на неподвижной фазовой решетке, амплитуда которой изменяется во времени с удвоенной частотой ультразвука $2f_0$, вследствие чего интенсивность света во всех дифракционных максимумах также меняется с частотой $2f_0$. Другой подход основан на представлении стоячей волны в виде двух бегущих навстречу волн, имеющих одинаковую амплитуду и частоту. В этом случае эффект модуляции интенсивности света проявляется как результат биений дифрагированных волн, испытавших различный частотный сдвиг.

При дифракции Рамана-Ната зависимость интенсивности света в дифракционных максимумах от времени имеет вид $I_p(t)/I_i = \mathcal{J}_p^2(ql \cos \Omega_0 t)$. Глубина модуляции света в любом из боковых максимумов равна 100% независимо от амплитуды упругой волны. Но эффективность модуляции — всегда меньше 100%. В отличие от этого, в нулевом максимуме 100%-ную глубину модуляции можно получить лишь при определенных значениях акустической мощности (соответствующей нулям функции \mathcal{J}_0). При этом эффективность модуляции также достигает 100%.

В режиме брэгговской дифракции модуляция света описывается соотношениями

$$\frac{I_d(t)}{I_i} = \sin^2 \left(\frac{ql}{2} \cos \Omega_0 t \right), \quad \frac{I_0(t)}{I_i} = \cos^2 \left(\frac{ql}{2} \cos \Omega_0 t \right). \quad (6.5.1)$$

Зависимость $I_d(t)$ для разных уровней акустической мощности показана на рис. 6.12 кривыми 1–3. При слабом взаимодействии модуляция имеет синусоидальный характер с частотой $2\Omega_0$. С увеличением акустической мощности в спектре модулированного света из-за нелинейности модуляционной характеристики появляются частоты $4\Omega_0, 6\Omega_0, \dots$. Разложение (6.5.1) в спектр дает, например, для брэгговского максимума выражение

$$\frac{I_d}{I_i} = \frac{1}{2} \left[1 - \mathcal{J}_0(ql) - 2 \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^i \mathcal{J}_{2i}(ql) \cos 2i\Omega_0 t \right].$$

Одна из главных отличительных особенностей модуляторов на стоячей волне состоит в том, что частота модуляции не связана с временем пересечения акустической волной светового пучка, вследствие чего не возникает необходимости в согласовании расходимостей взаимодействующих пучков. Это позволяет использовать широкие, хорошо коллимированные световые пучки и, таким

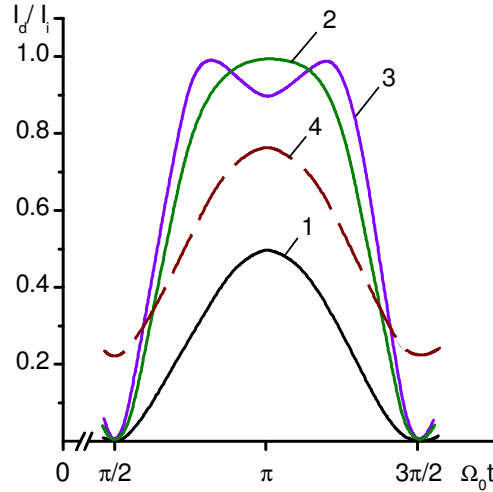


Рис. 6.12. Временная зависимость интенсивности дифрагированного света для модулирующей ячейки без затухания (кривые 1–3) и с затуханием (кривая 4):
 1 — $ql = \pi/2$; 2, 4 — $ql = \pi$; 3 — $ql = 3\pi/2$

образом, работать в области малых G , где эффективность модуляции может достигать практически 100%².

Частотная характеристика модулятора представляет собой ряд эквидистантно расположенных резонансных пиков, ширина которых Δf определяется добротностью акустического резонатора Q_a . При малых потерях в резонаторе [167]

$$\Delta f = f_0/Q_a = (2\alpha w - \ln \rho_{np})v/2\pi w, \quad (6.5.2)$$

где ρ_{np} — амплитудный коэффициент отражения от грани с преобразователем (коэффициент отражения от противоположной грани можно считать равным единице). Таким образом, модуляторы на стоячих волнах являются узкополосными устройствами, которые допускают небольшую плавную перестройку частоты в пределах каждого резонансного пика и дискретную перестройку при переходе с одного резонанса на другой. Это является их основным недостатком, ограничивающим область применения лишь такими системами, в которых требуется синусоидальная модуляция света на фиксированных частотах (светодальнометрия, синхронизация мод лазера, уплотнение и разуплотнение информации в каналах оптической связи и др.).

Главное достоинство рассматриваемых модуляторов заключается в малой потребляемой мощности. Выигрыш по мощности, который дает стоячая волна по сравнению с бегущей, зависит от добротности акустического резонатора и может быть оценен по формуле $(a_{cm}/a_b)^2 = \exp(\alpha w)/(2\alpha w - \ln \rho_{np})$, где a_{cm} и a_b — амплитуды деформации в стоячей и бегущей акустической волне в центре ячейки ($z = w/2$).

Отсутствие требования на согласование расходимостей пучков существенно облегчает достижение высоких частот модуляции. В отличие от широкополосных АОМ, здесь нет принципиальных ограничений для модуляции света во всем диапазоне частот ультразвука, где наблюдается акустооптическое взаимо-

²В однородном ультразвуковом поле.

действие. Однако следует учитывать, что далеко не все материалы подходят для высокочастотных модуляторов. С ростом f_0 быстро увеличивается затухание ультразвука, что приводит к ухудшению характеристик модулятора. Для среды с затуханием показатель преломления можно записать в виде [167]

$$\begin{aligned} n(z, t) = n + (\Delta n/2) \{ \exp(-\alpha z) \cos(K_0 z - \Omega_0 t) + \\ + \exp[-\alpha(2w - z)] \cos(K_0 z + \Omega_0 t - 2K_0 w) \} = \\ = n + \Delta n \exp(-\alpha w) \operatorname{ch}[\alpha(w - z)] \times \\ \times \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi} \cos[K_0(z - w) + \psi] \cos(K_0 w - \Omega_0 t), \quad (6.5.3) \end{aligned}$$

где $\psi = \operatorname{arctg}\{\operatorname{tg}(K_0 w - \Omega_0 t) \operatorname{th}[\alpha(w - z)]\}$. При малом затухании, когда $\alpha \Lambda_0 \ll 1$, (6.5.3) описывает фазовую решетку с периодом Λ_0 , амплитуда которой изменяется во времени с частотой $2\Omega_0$ и в пространстве с характерной постоянной α^{-1} . Однако в отличие от случая среды без потерь, эта решетка не является неподвижной; скорость ее перемещения по оси z определяется зависимостью $\psi(t)$: $v = K_0^{-1} d\psi/dt$.

Для (6.5.3) при $\theta_0 = \theta_B$ решение дифракционной задачи имеет вид

$$\begin{aligned} I_d(z, t)/I_i = \sin^2\{(ql/2) \exp(-\alpha w) \operatorname{ch}[\alpha(w - z)] \times \\ \times \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(K_0 w - \Omega_0 t) \operatorname{th}^2[\alpha(w - z)]} \cos(K_0 w - \Omega_0 t)\}. \quad (6.5.4) \end{aligned}$$

Из (6.5.4) следует, что затухание ультразвука приводит к неоднородности модуляции по сечению светового пучка. Лишь у свободного конца ячейки ($z = w$) имеет место 100%-ная глубина модуляции (хотя и с уменьшенной эффективностью). Во всех других точках $m < 100\%$. Например, около преобразователя при $\alpha w = 0,5$ и $ql = \pi$ $m = 54\%$ (кривая 4 на рис. 6.12). Уменьшение глубины модуляции обусловлено тем, что в ультразвуковом поле, наряду со стоячей компонентой, есть и бегущая, амплитуда которой возрастает по мере приближения к преобразователю. Этот эффект проявляется тем сильнее, чем больше затухание звука. При $\alpha \rightarrow \infty$ модуляция света исчезает, так как акустическая волна становится чисто бегущей. Таким образом, для светового пучка конечной ширины при $\alpha \neq 0$ и глубина, и эффективность модуляции всегда меньше 100%.

Еще один эффект, который необходимо учитывать в высокочастотных модуляторах, связан с конечным временем прохождения света через область взаимодействия [167]. Для уменьшения потребляемой мощности длина взаимодействия l выбирается максимально возможной. Вследствие этого в гигагерцовом диапазоне частот время прохождения света $\tau_L = ln/c \cos \theta_B$ становится сравнимым с периодом модулирующих колебаний $T_0 = 1/f_0$, что приводит к уменьшению эффективности модуляции³. Конечное время распространения света можно учесть, введя эффективную длину взаимодействия $l_s = l \operatorname{sinc}(\tau_L/T_0)$. Тогда выражение для эффективности дифракции запишется в виде

$$I_d(t)/I_i = \sin^2[(ql_s/2) \cos(\Omega_0 t + \pi \tau_L/T_0)]. \quad (6.5.5)$$

³Подобный эффект имеет место и в высокочастотных электрооптических модуляторах света [3, 4]

Следует, однако, отметить, что формулы (6.5.1), (6.5.4) и (6.5.5) справедливы лишь в случае однородных (в плоскости xy) акустических полей. Реальные моды акустического резонатора имеют сложную структуру, зависящую не только от параметров резонатора, но также от акустических и электрических характеристик преобразователя, частоты возбуждающего напряжения [168]. Неоднородность акустического поля (так же как и затухание ультразвука) приводит к уменьшению эффективности модуляции.

При выборе материала для АОМ на стоячих волнах необходимо учитывать специфику этих устройств. Разумеется, главным критерием выбора, по-прежнему, является качество M . Но большое значение имеют и температурные характеристики материала. В отличие от модуляторов на бегущих волнах, здесь практически вся поступающая от генератора мощность рассеивается в ячейке. Нагревание ячейки приводит к изменению ее геометрических размеров и скорости звука, вследствие чего изменяются собственные частоты f_i . Поскольку работа модулятора ведется в полосе узких акустических резонансов, то возникает необходимость температурной стабилизации ячейки. Из (6.5.2) получаем, что допустимый уход температуры определяется формулой

$$\Delta t^\circ = (4/i^2 \pi \delta_t)(\alpha w - \ln \rho_{np}/2) \approx 2\alpha v/(i\pi f_i \delta_t),$$

где $\delta_t = v^{-1}dv/dt^\circ - w^{-1}dw/dt^\circ$. Отсюда следует, что более предпочтительны материалы с малой величиной δ_t .

Экспериментальные исследования АОМ со стоячими волнами проводились как в видимом [141, 166, 167, 170, 171], так и в инфракрасном [145, 146, 172, 173] диапазонах. В работе [170] описан АОМ из кристаллического кварца, акустические волны в котором возбуждались за счет собственного пьезоэффекта ячейки. Модуляция осуществлялась на фиксированных частотах в диапазоне 10–50 МГц. Увеличение глубины модуляции достигалось многократным прохождением света через ячейку. В модуляторах из ниобата лития [171] для расширения полосы модуляции и увеличения температурной стабильности использовались клинообразные ячейки. В модуляторе из молибдата свинца [167] упругие волны возбуждались составным преобразователем из двух пластинок ниобата лития с общей длиной $l = 1,2$ см. Преобразователь обеспечивал перестройку частоты ультразвука в диапазоне 70–150 МГц. Ячейка имела апертуру 2 см, межмодовое расстояние составляло 91 кГц, ширина полосы акустического резонатора была меньше 4,5 кГц. Выигрыш по управляющей мощности на резонансных частотах превышал 30 раз.

По многим характеристикам к дифракционным АОМ на стоячих волнах близки модуляторы, в которых используется явление искусственного двулучепреломления, возникающего в твердой среде под действием акустической волны [3, 4]. В таких модуляторах поляризация входного излучения устанавливается под углом 45° к наведенным осям фотоупругой среды, а после ячейки располагается анализатор, ось которого параллельна или ортогональна поляризации падающего света. В целях снижения управляющей мощности обычно используется стоячая акустическая волна, хотя модуляцию света можно получить и на бегущей. Модуляторы на двулучепреломлении явились важным этапом в истории развития акустооптических методов управления световым

излучением, но в настоящее время они вытеснены дифракционными модуляторами, имеющими лучшие характеристики.