

Глава 8

Дефлекторы

Решение многих задач лазерной физики и оптоэлектроники связано с необходимостью пространственного управления световыми пучками. Устройства для отклонения светового луча — дефлекторы — применяются для формирования изображения в системах лазерного телевидения, для записи и считывания информации с фотопленки, в системах поиска и слежения за движущимися объектами, в блоках оптической памяти вычислительных машин и т. д.

Среди всех известных в настоящее время отклоняющих устройств [3, 4, 7, 183] особое место занимают акустооптические дифракционные дефлекторы (АОД), обладающие высоким разрешением и хорошим быстродействием. Эти дефлекторы выделяются также своей универсальностью. Они позволяют осуществлять как непрерывное сканирование луча по произвольному закону, так и дискретное переключение в любое из разрешимых положений. Указанные обстоятельства, наряду с простотой конструкции и управления, низким энергопотреблением, небольшими размерами, обеспечивают таким дефлекторам самую широкую область применения. Из всех акустооптических устройств дефлекторы исследованы наиболее детально. Общее количество посвященных им публикаций превышает сотню. В ряде стран эти устройства выпускаются серийно промышленностью.

Явление рефракции световых лучей в акустическом поле, наблюдающееся на низких ультразвуковых частотах ($\lesssim 1$ МГц), также может использоваться для сканирования света [3, 4]. Однако вследствие невысокого разрешения, а главное — из-за того, что рефракционные дефлекторы допускают сканирование светового пучка только по синусоидальному закону, они не получили широкого распространения. Подробное рассмотрение рефракционных дефлекторов интересующийся ими читатель может найти в монографии [7].

8.1 Основные характеристики дифракционных дефлекторов

Принцип действия дифракционных дефлекторов основан на зависимости угла дифракции от частоты упругой волны. При изменении частоты все дифракционные максимумы, за исключением нулевого, сканируют по углу, причем угол сканирования $\Delta\theta_d$ пропорционален диапазону изменения частоты Δf . В АОД

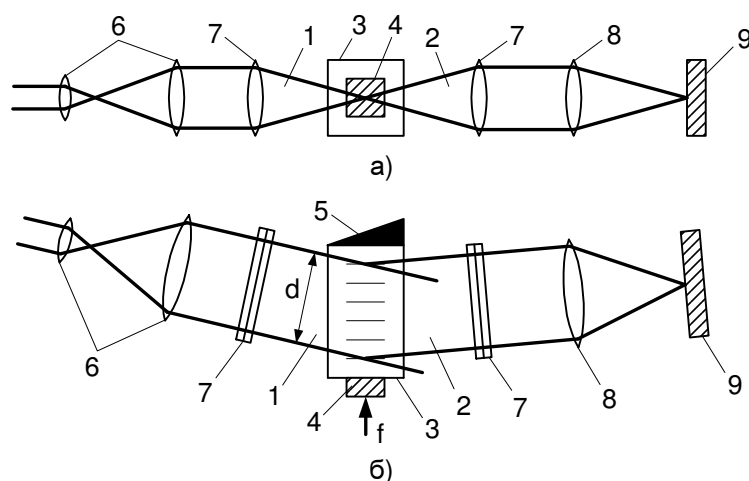


Рис. 8.1. Принципиальная схема одномерного дефлектора;
а — вид сбоку; б — вид сверху.

1 — падающий световой пучок; 2 — дифрагированный пучок; 3 — ячейка;
4 — пьезопреобразователь; 5 — поглотитель; 6 — телескоп;
7 — цилиндрические линзы; 8 — сферическая линза; 9 — экран

используется геометрия взаимодействия, близкая к ортогональной (рис. 8.1). Угол сканирования, как правило, не превышает десятка градусов. Поэтому можно пользоваться линейным приближением в (2.1.8), из которого следует, что

$$\Delta\theta_d = (p\lambda/nv)\Delta f, \quad (8.1.1)$$

где p — номер дифракционного максимума. Обычно рабочим максимумом в АОД является первый.

В принципе, для сканирования можно использовать как раман-натовскую, так и брэгговскую дифракцию. Но поскольку дифракция Рамана-Ната наблюдается на низких частотах, и диапазон Δf для нее не превышает нескольких десятков мегагерц, то создать дефлекторы с высоким разрешением в этом случае не представляется возможным. Кроме того, в дефлекторе с раман-натовской дифракцией неизбежны большие световые потери, так как в рабочий максимум перекачивается не более 33% падающего света. Брэгговская дифракция также имеет недостаток, обусловленный ее селективностью. Чем больше волновой параметр Q , тем меньше Δf . Вследствие этого, наилучшие характеристики имеют дефлекторы, работающие в промежуточном режиме дифракции, при $Q \sim 1$. В этом случае селективность выражена еще недостаточно сильно, но в то же время высшие дифракционные порядки практически отсутствуют.

Одной из важнейших характеристик любого отклоняющего устройства является число разрешимых максимумов светового пучка N . Для одномерного дефлектора

$$N = \Delta\theta_d/\varphi_d, \quad (8.1.2)$$

где φ_d — угловая ширина светового пучка на выходе из дефлектора¹. Исполь-

¹Строго говоря, $N = \Delta\theta_d/\varphi_d + 1$, но так как обычно $N \gg 1$, то применяется упрощенная формула (8.1.2).

зуется и другое, но вполне адекватное определение N как числа разрешимых световых пятен, укладываемых вдоль линии сканирования на экране. Следует подчеркнуть, что число разрешимых положений является более важной характеристикой, чем угол сканирования, так как $\Delta\theta_d$ можно увеличить или уменьшить пассивными оптическими элементами (линзами, призмами), но N при этом не изменится (в случае идеальной оптики).

Если угол φ_d обусловлен только дифракционными эффектами, связанными с конечной апертурой пучка d , то

$$\varphi_d = \mu\lambda/nd. \quad (8.1.3)$$

Здесь μ — коэффициент, зависящий от структуры пучка и выбранного критерия разрешения. Обычно используется критерий Рэлея [11], согласно которому два соседних пятна считаются разрешимыми, если максимум интенсивности света в одном совпадает с первым нулем интенсивности другого. Тогда для однородного пучка прямоугольного сечения — $\mu = 1$, для однородного пучка круглого сечения — $\mu = 1,22$, для гауссова пучка, ограниченного на уровне e^{-2} по интенсивности, — $\mu = 1,34$ и т. д. В дальнейшем для определенности будем считать, что пучок является однородным и имеет прямоугольное сечение. В этом случае разрешимые пятна пересекаются на уровне 0,405 по интенсивности. Отметим также, что в телевидении разрешение принято оценивать количеством черно-белых пар линий. Каждый разрешимый по Рэлею элемент соответствует одной черно-белой паре, или двум линиям по ТВ терминологии.

Подставляя (8.1.1) и (8.1.3) в (8.1.2) и полагая $p = 1$, получаем

$$N = \Delta f d/v = \Delta f \tau, \quad (8.1.4)$$

где $\tau = d/v$ — время прохождения упругой волны через апертуру светового пучка. Величина τ определяет быстродействие дефлектора, поскольку нельзя перевести сканирующий луч из одного положения в другое быстрее, чем за время, необходимое для того, чтобы по всей апертуре d установилась акустическая волна новой частоты².

Соотношение (8.1.4), связывающее две важнейшие характеристики — разрешение и быстродействие, является основным в теории дифракционных дефлекторов. Из него следует, что есть два пути повышения разрешения: увеличение апертуры светового пучка и расширение диапазона Δf . Первый путь является более простым, хотя он и связан с ухудшением быстродействия. Для расширения пучка используется телескопическая система или призмы, которые располагаются на входе отклоняющей ячейки (рис. 8.1). На выходе ячейки ставится либо еще один телескоп, сужающий пучок света, либо линза, фокусирующая дифрагированное излучение в пятно на экране. Таким образом, АОД являются широкоапертурными устройствами. Диапазон Δf на практике нередко ограничивается системой возбуждения ультразвука. Однако существуют и принципиальные ограничения полосы рабочих частот дефлектора, обусловленные природой акустооптического взаимодействия. Именно они и будут рассмотрены в дальнейшем.

²Исключением являются дефлекторы с линейным законом сканирования (§ 8.7).

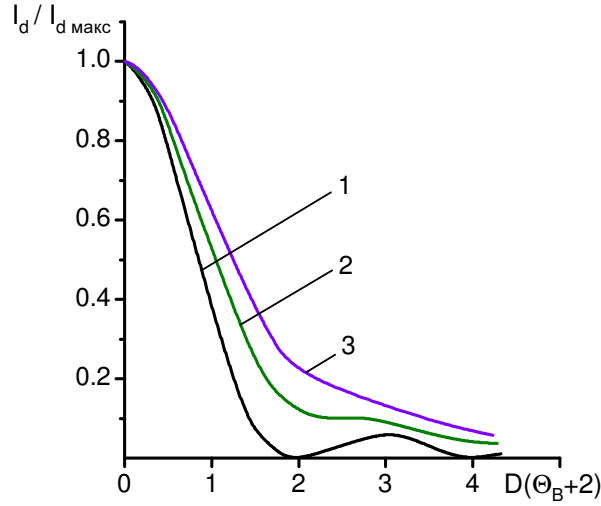


Рис. 8.2. Структура дифрагированного пучка при разных значениях затухания ультразвука:
1 — $\alpha d = 0$; 2 — $\alpha d = 20$ дБ; 3 — $\alpha d = 30$ дБ

8.2 Влияние затухания ультразвука на характеристики АОД

В высокочастотных дефлекторах главным фактором, ограничивающим апертуру ячейки w , является поглощение ультразвука. Затухание акустических волн приводит, во-первых, к световым потерям из-за уменьшения интенсивности дифрагированного света, а во-вторых, — к увеличению расходимости дифрагированного пучка и падению разрешения.

Будем считать, что световой пучок полностью заполняет апертуру ячейки: $d = w$. Тогда для затухающей акустической волны

$$a(z, t) = a_0 \exp(-\alpha z) \exp[j(K_0 z - \Omega_0 t)] \quad (8.2.1)$$

амплитуда дифрагированного излучения на выходе ячейки при $\theta_0 = \theta_B$ и малой эффективности взаимодействия имеет вид

$$u_d(z) = u_0 \frac{ql}{2} \exp(-\alpha_d) \text{rect}\left(\frac{z}{d} - \frac{1}{2}\right) \exp\left[jk_d\left(\theta_B + \frac{K_0}{k_d}\right)z\right], \quad (8.2.2)$$

где $q = q(a_0)$; $\alpha_d = \alpha d$. Фурье-образ функции (8.2.2) дает угловое распределение интенсивности дифрагированного света:

$$I_d(\Theta_d) = \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 u_0^2 d^2 e^{-\alpha_d} \frac{\text{sh}^2(\alpha_d/2) + \sin^2[\pi D(\Theta_d - \Theta_B - 2)/2]}{(\alpha_d/2)^2 + [\pi D(\Theta_d - \Theta_B - 2)/2]^2}. \quad (8.2.3)$$

Описываемая (8.2.3) структура дифрагированного пучка показана на рис. 8.2. Видно, что затухание ультразвука приводит не только к уширению пучка, но в еще большей степени — к увеличению боковых лепестков. Это обстоятельство необходимо учитывать при создании устройств, в которых требуется низкий уровень перекрестных помех: дефлекторов для голографической памяти ЭВМ, анализаторов спектра радиосигналов и т. д.

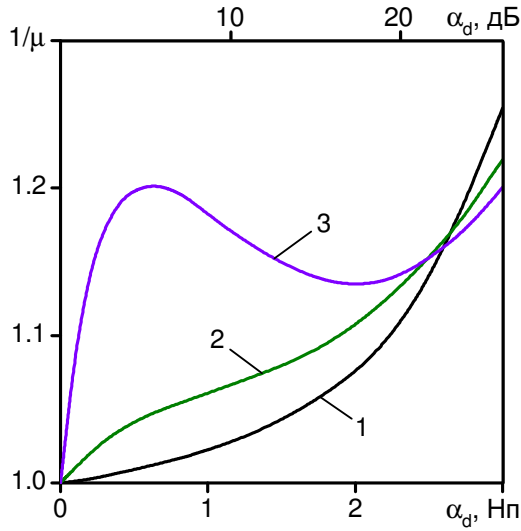


Рис. 8.3. Влияние затухания ультразвука на разрешение дефлектора [186]:
1 — $0 < P \leq 1$; 2 — $P = 1,5$;
3 — $P = 2$

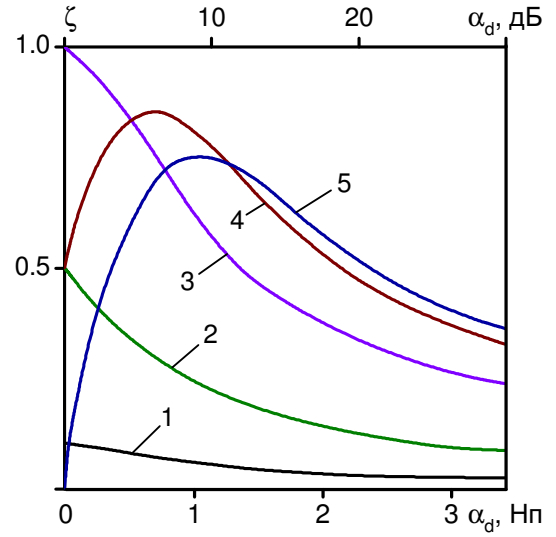


Рис. 8.4. Влияние затухания ультразвука на эффективность дифракции [186]:
1 — $P = 0,2$; 2 — $P = 0,5$;
3 — $P = 1$; 4 — $P = 1,5$;
5 — $P = 2$

Поскольку при наличии затухания функция $I_d(\Theta_d)$ не имеет нулей, то для оценки разрешения АОД в этом случае можно пользоваться модифицированным критерием Рэлея, определяя φ_d по уровню 0,405 (≈ 4 дБ). Уширение пучка характеризуется величиной $\mu^{-1} = nd\varphi_d/\lambda$. Представленные на рис. 8.3 графики показывают зависимость μ^{-1} от затухания α_d при разных уровнях акустической мощности в режиме дифракции Брэгга [186]. В области $0 < P < 1$ степень уширения пучка практически не зависит от мощности ультразвука. Заметные различия наблюдаются лишь в области перемодуляции (кривые 2 и 3). Но в любом случае для $\alpha < 25$ дБ ухудшение разрешения не превышает 30%.

Гораздо сильнее поглощение упругих волн сказывается на световых потерях в АОД. Из (8.2.3) следует, что интегральная эффективность дифракции равна

$$\zeta = \left(\frac{\pi P}{2} \right)^2 \frac{1 - \exp(-2\alpha_d)}{2\alpha_d}. \quad (8.2.4)$$

В более общем случае произвольной акустической мощности имеем [185]

$$\zeta = \frac{1}{d} \int_0^d \sin^2 \left[\frac{\pi P}{2} \exp(-\alpha z) \right] dz. \quad (8.2.5)$$

Графики зависимости $\zeta(\alpha_d)$ показаны на рис. 8.4. Из них следует, что, например, для $P = 0,5$ эффективность дифракции падает вдвое уже при $\alpha_d = 8$ дБ. При этом уширение пучка составляет всего лишь 2%, и им можно пренебречь. Поглощение упругих волн приводит к тому, что даже в режиме брэгговского взаимодействия $\zeta < 100\%$, и в АОД возникают принципиально неустраняемые

световые потери. Выбором соответствующего уровня акустической мощности эти потери, за счет нелинейности характеристики $\zeta(P)$, можно частично компенсировать [186]. Из рис. 8.4 видно, что в диапазоне $\alpha_d = 10\text{--}20$ дБ таким способом можно на 40–60% повысить ζ . Однако этот способ связан с заметным (в несколько раз) увеличением потребляемой мощности, поскольку максимум функции $\zeta(P)$ располагается в области $P > 1$.

Так как с ростом f_0 возрастает и коэффициент поглощения, то при фиксированной апертуре ячейки (задаваемой быстродействием дефлектора) этот эффект ограничивает сверхх частотный диапазон сканирования Δf .

8.3 Дефлекторы с изотропной дифракцией света

Как отмечалось выше, для достижения предельного разрешения дефлектора необходимо использовать широкие, хорошо сколлимированные световые пучки. Следовательно, взаимодействие световых и акустических волн в АОД характеризуется значениями $G \ll 1$. Это обстоятельство существенно упрощает расчет характеристик дефлектора.

Если изменение частоты ультразвука происходит достаточно медленно, и можно считать, что в каждый момент времени ячейку заполняет упругая волна одной частоты, то угловое распределение интенсивности дифрагированного света при малой эффективности взаимодействия и в отсутствие затухания ультразвука описывается выражением (5.3.3). Учитывая, что при $G \ll 1$ ширина функции S_0 много меньше ширины T_0^L , из (5.3.3) имеем:

$$I_d(\theta_d) = \left(\frac{ql}{2}\right)^2 u_0^2 d^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{nd}{\lambda} \left(\theta_d - \theta_0 - \frac{\lambda f}{nv} \right) \right] \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{lf}{v} (\theta_0 - \theta_B) \right] \equiv \left(\frac{ql}{2}\right)^2 u_0^2 d^2 S_0^2 T_0^{L^2}. \quad (8.3.1)$$

Вводя безразмерные величины Θ_d , Q , D , Θ_0 согласно (5.2.8), (5.2.10), (5.3.4) и

$$F = (f - f_0)/f_0, \quad (8.3.2)$$

где f_0 — пока произвольная частота из диапазона сканирования Δf , преобразуем S_0 и T_0^L к виду

$$S_0 = \operatorname{sinc} \left[\frac{D}{2} (\Theta_d - \Theta_0 - 2 - 2F) \right]; \quad (8.3.3)$$

$$T_0^L = \operatorname{sinc} \left\{ \frac{Q}{2} \left[(1 + F)(\Theta_0 + 1 + F) + \frac{2\Delta_n}{Q} \right] \right\},$$

где $\Delta_n = (n_i - n_d)l/\lambda$. Интегрируя (8.3.1) по θ_d и нормируя к мощности падающего света, получаем для интегральной эффективности дифракции выражение

$$\zeta = \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left\{ \frac{Q}{2} \left[(1 + F)(\Theta_0 + 1 + F) + \frac{2\Delta_n}{Q} \right] \right\}. \quad (8.3.4)$$

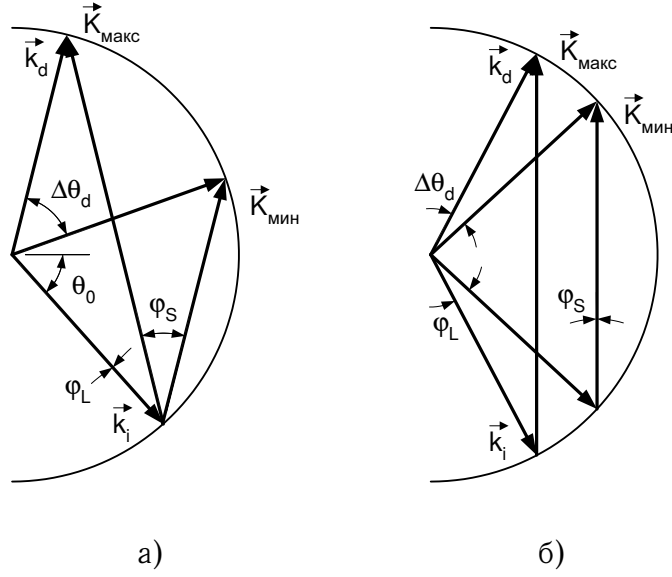


Рис. 8.5. Векторные диаграммы для изотропного дефлектора при $G \ll 1$ (а) и $G \gg 1$ (б)

Зависимость $\zeta(F)$ (или, через размерную частоту, — $\zeta(f)$) носит название частотной характеристики АОД.

Из (8.3.1) следует, что дифрагированный пучок имеет такую же структуру, как и падающий. Для перемещения пучка в соседнее разрешимое положение необходимо изменить частоту на величину $\delta f = v/d = \tau^{-1}$. Максимальный диапазон перестройки частоты и, следовательно, максимальное число разрешимых положений N определяются функцией T_0^L , ширина которой зависит от используемой геометрии взаимодействия.

Выберем частоту f_0 из условия: $\theta_0 = \theta_B(f_0)$. Тогда для случая изотропной дифракции из (8.3.4) имеем:

$$\zeta = \left(\frac{\pi P}{2} \right)^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{Q}{2} F(1 + F) \right]. \quad (8.3.5)$$

При больших Q , когда $\Delta f \ll f$, выражение (8.3.5) упрощается: $\zeta = (\pi P/2)^2 \text{sinc}^2(QF/2)$. Отметим, что частотная характеристика в этом случае имеет такой же вид, как и диаграмма направленности пьезоизлучателя. Максимум функции $\zeta(F)$ достигается в точке фазового синхронизма $F = 0$ ($f = f_0$). При отходе от f_0 возникающий рассинхронизм приводит к падению интенсивности сканирующего пучка. По уровню 3 дБ максимальная ширина диапазона сканирования определяется выражением

$$\Delta F = 1,8/Q, \quad \text{или} \quad \Delta f/f_0 = 1,8 n v^2 / \lambda f_0^2. \quad (8.3.6)$$

В этом случае число разрешимых положений равно

$$N = \Delta f / \delta f = 1,8 n v d / \lambda f_0. \quad (8.3.7)$$

Это соотношение можно записать в виде $N = 1,8/G$.

Полученные результаты поясняет [рис. 8.5, а](#), на котором изображены векторные диаграммы для граничных частот f_{\min} и f_{\max} диапазона Δf . На каждой частоте дифракция обеспечивается векторами \vec{K} , лежащими в пределах угла φ_L и удовлетворяющими условию фазового синхронизма (3.3.1). При изменении f в дифракции последовательно участвуют все векторы \vec{K} из угла φ_S . Из диаграмм следует, что

$$\varphi_d = \varphi_L; \quad \Delta\theta_d = 2\varphi_S; \quad N = 2\varphi_S/\varphi_L = 2/G. \quad (8.3.8)$$

Полученное выражение для N совпадает с (8.3.7); небольшое отличие числовых коэффициентов связано с различием в уровнях оценки расходимости ультразвукового пучка: 3 дБ для (8.3.7) и 4 дБ — для (8.3.8).

В принципе, возможен и другой тип АОД, в котором сканирование осуществляется благодаря расходимости падающего излучения φ_L [125]. В этом случае на каждой частоте в дифракции участвуют лишь те составляющие падающего пучка, волновые векторы \vec{k}_i которых лежат в пределах φ_S и удовлетворяют условию фазового синхронизма. При изменении f в дифракции последовательно участвуют все векторы \vec{k}_i . На [рис. 8.5, б](#) показаны векторные диаграммы для граничных частот диапазона Δf . Из них следует, что $\varphi_d = \varphi_S$, а $\Delta\theta_d = \varphi_L$. Следовательно, максимальное число разрешимых элементов в этом случае равно $N = \varphi_L/\varphi_S = G$, а быстродействие дефлектора определяется шириной акустического пучка: $\tau' = 2l \operatorname{tg} \theta_0/v = \lambda f_0/nv^2$. Для получения высокого разрешения необходимо обеспечить условие $\varphi_L \gg \varphi_S$. Сделать это непросто, так как в освоенном диапазоне ультразвуковых частот обычно $\Lambda \gg \lambda$. Но главный недостаток такого метода сканирования заключается в больших световых потерях, поскольку лишь $(1/N)$ -ая часть падающей световой мощности может быть отклонена в дифракционный порядок. По этим причинам случай $\varphi_L \gg \varphi_S$ не нашел практического применения в АОД.

Формулы (8.3.6)–(8.3.8) справедливы, когда $Q \gg 1$ и можно пренебречь изменением расходимости ультразвукового пучка при сканировании света. Но, как следует из (8.3.7), наибольшее разрешение получается в промежуточном режиме дифракции, где $Q \sim 1$ и необходимо учитывать зависимость $\varphi_S(f)$. Исследование частотных характеристик АОД в промежуточной области, проведенное в работе [187], показало, что соответствующим выбором параметра Q можно существенно расширить частотный диапазон Δf .

При $Q \sim 1$ максимум частотной характеристики по-прежнему достигается в точке $F = 0$, но характеристика становится несимметричной: $f_{\max} - f_0 < f_0 - f_{\min}$. Это следует из [рис. 8.6](#), на котором гипербола 4 показывает изменение φ_S с частотой, а ломаная (1, 2 или 3) выражает частотную зависимость угла $\Delta\varphi$ между осевым вектором \vec{K}_0 и вектором \vec{K} , обеспечивающим дифракцию на частоте f : $\Delta\varphi = \lambda|f - f_0|/2nv$. Точки пересечения ломаной и гиперболы определяют границы диапазона Δf . Если ломаная пересекает гиперболу в трех точках, то существует как нижняя, так и верхняя границы Δf , а если в одной точке, — то нижней границы нет, и частотный диапазон формально простирается до нуля (на практике f_{\min} может определяться полосой преобразователя, условием существования дифракции и другими причинами). Наиболее широкий диапазон получается, когда ломаная касается гиперболы. Реализация того или иного варианта зависит от параметра Q .

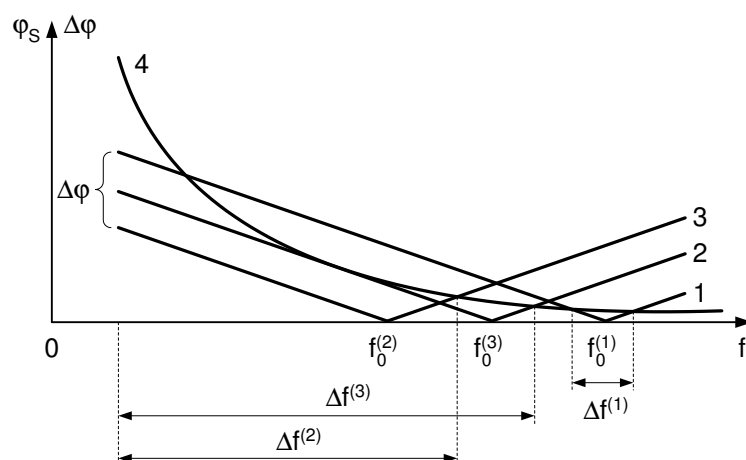


Рис. 8.6. Определение частотного диапазона дефлектора в промежуточной области дифракции

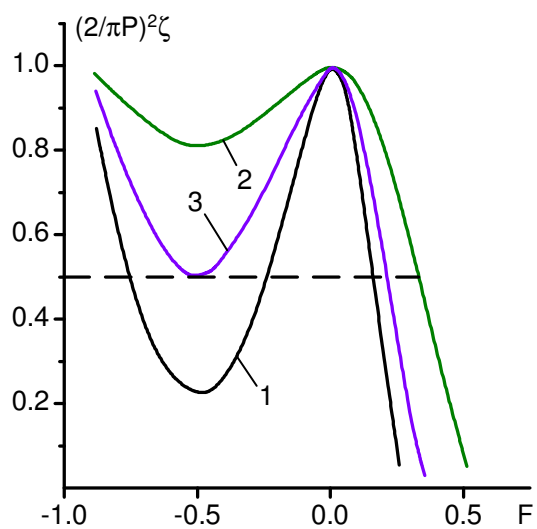


Рис. 8.7. Частотные характеристики дефлектора с изотропной дифракцией:
1 — $Q = 5$; 2 — $Q = 2$;
3 — $Q = 3,54$

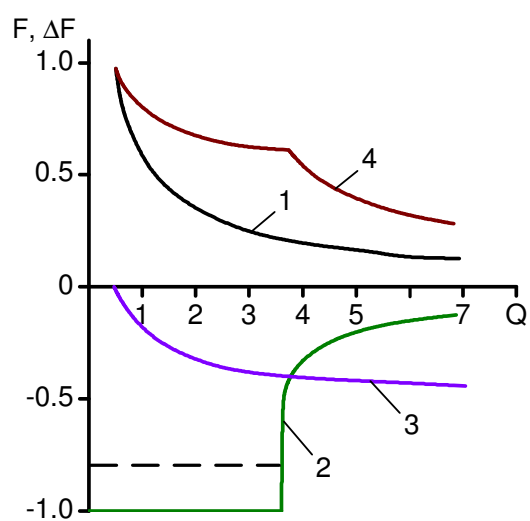


Рис. 8.8. Определение оптимального значения волнового параметра

Частотные характеристики АОД, рассчитанные по формуле (8.3.5), изображены на рис. 8.7. Представленные кривые соответствуют трем случаям рис. 8.6. Наиболее широкая полоса достигается при $Q = 3,54$ (кривая 3). Из (8.3.5) получаются следующие выражения для граничных частот: $F_{\max} = (\sqrt{1 + 3,54/Q} - 1)/2$, а $F_{\min} = (\sqrt{1 - 3,54/Q} - 1)/2$ при $Q > 3,54$ и определяется условиями эксперимента при $Q \leq 3,54$. Графики зависимости F_{\max} и F_{\min} от Q показаны на рис. 8.8 кривыми 1 и 2.

Проведенные в работе [187] экспериментальные исследования подтвердили несимметричный характер зависимостей $\zeta(f)$ и существование оптимального значения Q . Отклоняющая ячейка была выполнена из ниобата лития и имела апертуру 1,7 см. В оптимальном варианте при быстродействии $\tau = 2,3$ мкс получено $N = 1060$. Это разрешение обеспечивалось изменением частоты от 130 до 585 МГц. Столь широкая полоса рабочих частот была достигнута благодаря нерезонансному методу возбуждения ультразвука „с поверхности“ за счет собственного пьезоэффекта кристалла LiNbO_3 .

Значение $Q = 3,54$ может рассматриваться как оптимальное лишь при малой эффективности дифракции (как в работе [187]). Нетрудно видеть, что полоса Δf при этом превышает октаву. В случае большой эффективности взаимодействия такое положение недопустимо, так как приводит на низких частотах к попаданию в область сканирования второго порядка дифракции. Интенсивность этого порядка достигает максимума при $f = f_0/2$ и может составлять десятки процентов (§ 2.3). Ограничивая диапазон Δf одной октавой, имеем: $f_{\min} \geq f_{\max}/2$. Этому условию соответствует кривая 3 на рис. 8.8. Кривые 2 и 3 пересекаются в точке $Q = 3,7$. Отсюда

$$\Delta F = \frac{\Delta f}{f_0} = \begin{cases} (\sqrt{1 + 3,54/Q} - \sqrt{1 - 3,54/Q})/2 & \text{при } Q \geq 3,7; \\ (\sqrt{1 + 3,54/Q} + 1)/4 & \text{при } Q \leq 3,7. \end{cases} \quad (8.3.9)$$

График зависимости $\Delta F(Q)$ представлен на рис. 8.8 кривой 4. Максимальная полоса $\Delta f = 0,6 f_0$ достигается в точке $Q = 3,7$.

Заметим, что хотя выражение (8.3.9) получено в приближении малой эффективности дифракции, но им можно пользоваться и при большой эффективности, поскольку в области $0 < P < 1$ селективные свойства акустооптического взаимодействия изменяются слабо (§ 5.2).

При конструировании АОД возникает вопрос об оптимальном выборе параметров отклоняющей ячейки, поскольку между характеристиками дефлектора существует противоречивая связь. Так, увеличивая апертуру ячейки, можно повысить разрешение, но быстродействие при этом ухудшится. Другая возможность увеличения N — расширение диапазона Δf — может быть реализована повышением f_0 , что требует соответствующего уменьшения длины взаимодействия l . Но с уменьшением l растет потребляемая мощность.

Будем считать, что N задано. Тогда для оптимального случая $Q = 3,7$ можно записать:

$$N = 0,6 f_0 \tau = 0,6 f_0 d / v. \quad (8.3.10)$$

Затухание ультразвука накладывает дополнительную связь на f_0 и d . При на-

личии затухания частотная характеристика принимает вид

$$\zeta = \left(\frac{\pi P}{2} \right)^2 \frac{1 - \exp[-2\alpha_d^0(1+F)^2]}{2\alpha_d^0(1+F)^2} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{Q}{2} F(1+F) \right], \quad (8.3.11)$$

где $\alpha_d^0 = \Gamma f_0^2 d$. Если $\alpha_d^0 < 5$ дБ, то поглощение ультразвука слабо влияет на полосу Δf , а в основном сказывается на эффективности дифракции. Например, при $\alpha_d^0 = 3$ дБ эффективность дифракции в точке $F = 0$ падает на 28%, а полоса практически не меняется, и можно пользоваться формулой (8.3.10).

Выбирая допустимый уровень затухания α_d^0 , получаем: $d = \alpha_d^0 / \Gamma f_0^2$. Из (8.3.10) находим $f_0 = 0,6 \alpha_d^0 / \Gamma N v$. Оптимальное значение $Q = 3,7$ определяет ширину преобразователя:

$$l = 3,7 n v^2 / \lambda f_0^2 = 10,3 n v^4 \Gamma^2 N^2 / \lambda \alpha_d^{02}. \quad (8.3.12)$$

Потребляемую мощность найдем, задавая высоту b условием $b = \sqrt{\Lambda_0 d}$, означаящим, что на частоте f_0 вся ячейка располагается в ближней зоне преобразователя:

$$P_a = 0,043 \frac{\lambda^3 \zeta \alpha_d^0}{M' \Gamma \sqrt{N}} \frac{2\alpha_d^0}{1 - \exp(-2\alpha_d^0)}. \quad (8.3.13)$$

Результаты расчета характеристик АОД по формулам (8.3.10), (8.3.12), (8.3.13) представлены в табл. 8.1. Расчет выполнен для $N = 1000$, $\zeta = 10\%$, $\alpha_d^0 = 3$ дБ. Относительно приведенных в таблице величин можно сделать те же замечания, что и в § 7.3. Хотя проведенная здесь оптимизация параметров отклоняющей ячейки и не является единственно возможной³ и требует корректировки для каждого конкретного случая применения АОД, тем не менее табл. 8.1 дает достаточно ясное представление о потенциальных возможностях дифракционных дефлекторов и о сравнительных достоинствах различных материалов с точки зрения их использования в устройствах сканирования света.

По экспериментальным исследованиям АОД с изотропной дифракцией имеется обширная литература. Круг используемых материалов весьма широк: вода [188, 189], молибдат свинца [9, 94, 152, 186, 190–192], йодноватая кислота [53, 97, 193], α -кварц [191, 194], ниобат лития [139, 187, 191], фосфид галлия [195], KRS-5 [92, 196], парателлурит [91], различные стекла и др. Для возбуждения акустических волн в диапазоне до 500 МГц обычно применяются пластинчатые преобразователи из ниобата и йодата лития, а на более высоких частотах — пленочные из сульфида кадмия и окиси цинка. Типичные значения времени переключения τ составляют 1–10 мкс, число разрешимых положений — 10^2 – 10^3 [152, 191, 197].

Для сканирования светового пучка по двум координатам используются либо два расположенных последовательно одномерных дефлектора [92, 94, 192, 196], либо одна ячейка, в которой в ортогональных направлениях возбуждаются две акустические волны [53, 92, 189]. Как следует из § 2.5, частотная характеристика двумерного сканирования получается перемножением частотных характеристик по каждой из координат: $\zeta_{11}(f) = \zeta_{01}(f) \zeta_{10}(f)$. Неравномерность

³Несколько иной подход к вопросу оптимизации параметров АОД использован в работах [9, 91, 139].

Таблица 8.1. Оптимальные параметры изотропных дефлекторов

Материал	λ , мкм	$M \cdot 10^{15}$, с ³ /кг	l , мм	b , мм	d , см	τ , мкс	f_0 , МГц	Δf , МГц	P_a , Вт
Плавленный кварц	0,63	1,56	4,8	0,97	4,0	6,64	250	150	1,4
As ₂ S ₃	0,63	433	61	2,6	10,7	41	41	25	0,001
GaP	0,63	44,6	3,5	0,54	2,2	3,5	470	280	0,038
α -HfO ₃	0,63	86	0,13	0,13	0,55	2,3	740	440	0,13
PbMoO ₄	0,63	36,3	1,1	0,36	1,5	4,5	370	220	0,1
TeO ₂	0,63	34,5	1,3	0,4	1,6	3,9	430	260	0,1
α -HgS	0,63	960	1,5	0,39	1,6	6,5	260	160	0,003
KRS-5	0,63	1150	1,1	0,34	1,4	7,3	230	140	0,003
As ₂ S ₃	1,15	347	31	2,6	10,7	41	41	25	0,009
Ge	10,6	260	3,5	2,0	8,4	15,3	110	66	6,9

характеристики ζ_{11} при этом увеличивается, и, следовательно, для получения общей неравномерности в 3 дБ полосы частот Δf_{01} и Δf_{10} необходимо определять по уровню 1,5 дБ. Различия между указанными вариантами двумерных дефлекторов носят в основном конструктивный характер. Дефлектор с двумя скрещенными ультразвуковыми пучками более компактен и требует минимума оптических элементов. Но у него есть и недостатки. Необходимость использования акустических пучков с большой высотой b приводит к повышению управляющей мощности. Дополнительное увеличение мощности на один из преобразователей обусловлено различием в значениях акустооптического качества для разных поляризаций света. В этом плане выделяется молибдат свинца, у которого значения M для двух ортогональных поляризаций света практически не отличаются [94]. Применение двух скрещенных одномерных дефлекторов позволяет оптимизировать устройство как по качеству M , так и по высоте преобразователей b . В этом случае в устройстве используются цилиндрические линзы, согласующие апертуры ячеек, и расположенная между ячейками полуволновая пластинка, поворачивающая поляризацию света на 90° . Дефлектор такого типа исследовался в работе [196]. Две одинаковые ячейки были изготовлены из галогенида таллия KRS-5, ультразвук возбуждался преобразователями из йодата лития LiIO_3 размером $l = 10$ мм, $b = 2,5$ мм. При апертуре $d = 15$ мм и полосе рабочих частот 65–95 МГц дефлектор обеспечивал 32×32 положения светового пучка (по увеличенному критерию разрешимости с отношением сигнал/фон 40 : 1). В двумерном дефлекторе на основе PbMoO_4 , описанном в [192], световой пучок необходимой апертуры формировался благодаря тому, что ячейки были изготовлены в виде косоугольных призм, на которые свет падал под углом Брюстера. В полосе частот 100–175 МГц дефлектор позволял получить 32×32 разрешимых по двойному критерию Рэлея положения с временем переключения 1 мкс.

Характеристики одномерных и двумерных дефлекторов, выпускаемых серийно промышленностью, приведены в табл. 8.2.

Интенсивно в последние годы ведутся исследования планарных АОД [154, 155, 159, 160, 198, 199]. Величина l/b в таких устройствах достигает 10^2 – 10^3 , что позволяет в соответствующее число раз снизить управляющую мощность. Но в дефлекторах с встречно-штыревыми преобразователями регулярного типа стремление получить широкую полосу Δf вступает в противоречие с необходимостью иметь высокую эффективность преобразования электрической энергии в акустическую. При увеличении числа штырей возрастает эффективность преобразования, но зато сужается полоса. Для расширения диапазона сканирования предложены преобразователи сложной конфигурации [155]. В одной из конструкций возбуждение ультразвука осуществлялось одновременно тремя встречно-штыревыми преобразователями, нанесенными на поверхность кристалла LiNbO_3 с диффузионным оптическим волноводом. Преобразователи имели разные резонансные частоты ($f_0 = 170, 225$ и 382 МГц) и были развернуты друг относительно друга в плоскости взаимодействия. Частоты f_0 выбирались так, чтобы полосы отдельных преобразователей перекрывались, а углы разворота были равны разности углов Брэгга на частотах f_0 . Благодаря этому, результирующая полоса частот оказалась равной 245 МГц. Для 50%-ной эффективности дифракции требовалась мощность $P_s = 220$ мВт (потери преобра-

Таблица 8.2. Характеристики серийных дефлекторов

Фирма, страна	Модель	Спектральный диапазон, мкм	f_0 , МГц	Δf , МГц	τ , мкс	ζ , %	$P_{\text{э}}$, Вт	N	Материал
SORO	D250K	0,44–0,7	250	150	5,5	> 50	—	800	PbMoO ₄
Isomet	LD401-2XK	0,488–0,514	100	50	10,7	—	2	400	TeO ₂
Isomet	LD400-XY	0,514	100	50	10,7	> 50	3,5	400×400	TeO ₂
Isomet	LD401-7X	1,06	45	20	12	—	4	180	TeO ₂
Zenith	D150R	0,63	150	100	—	50	9	1000	стекло
СССР	ОМГ44	0,63	—	160	—	60	1	300	PbMoO ₄
СССР	ПД190	0,63	70	40	12,5	50	1	400×400	TeO ₂
СССР	ПД98	0,63	160	60	5,5	50	1	256×256	PbMoO ₄

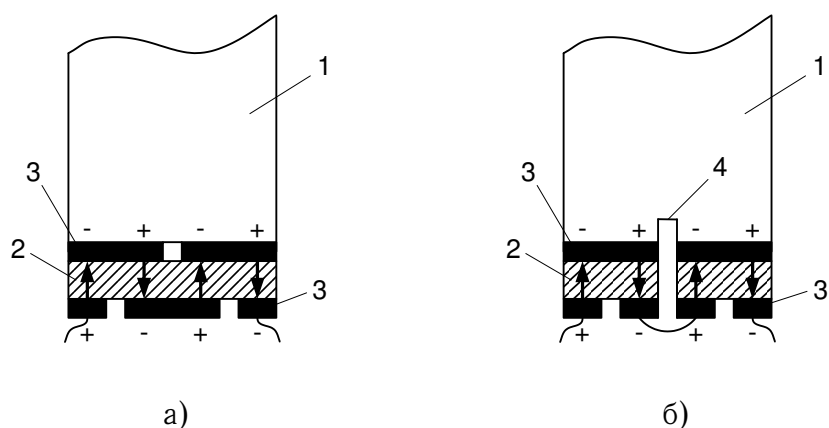


Рис. 8.9. Конструкции плоских фазированных решеток преобразователей.
1 — акустооптическая среда; 2 — пьезоэлектрик; 3 — электроды;
4 — пропи́л

зования — 13 дБ). В аналогичной конструкции с четырьмя преобразователями получена полоса $\Delta f = 680$ МГц, что при апертуре $d = 5$ мм должно было дать $N = 1000$.

Следует отметить, что на сегодняшний день по оптическим характеристикам планарные АОД уступают объемным. В планарных устройствах трудно создать однородные волноводы с большой апертурой и сформировать световые пучки с малой расходимостью. Кроме того, при вводе и выводе излучения из волновода возникают значительные потери света.

8.4 Расширение полосы рабочих частот с помощью фазированных решеток преобразователей

В рассмотренном выше типе АОД существование дифракции во всем диапазоне сканирования обеспечивается благодаря расходимости ультразвукового пучка. Это наиболее простой способ, но необходимость создавать достаточно большую расходимость упругой волны приводит к высоким уровням управляющей мощности. Существенно лучшие характеристики имеют дефлекторы с преобразователями в виде решетки сфазированных излучателей. Такие преобразователи возбуждают акустический пучок с диаграммой направленности, сканирующей под угол Брэгга. Первые дефлекторы такого типа были созданы Корпелом с сотрудниками [200]. В дальнейшем детальные исследования АОД с фазированными преобразователями были проведены в работах [125, 186, 201–203].

Известно два основных варианта таких дефлекторов: с плоскими и ступенчатыми преобразователями. Первый вариант является технологически более простым. Плоские решетки преобразователей могут быть изготовлены разными способами. В конструкции, изображенной на рис. 8.9, а, используется одна пластинка пьезоэлектрика, а отдельные излучатели образуются благода-

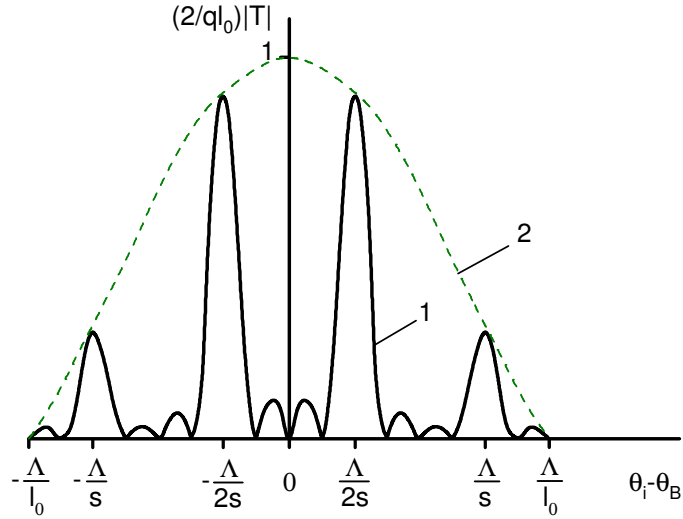


Рис. 8.10. Передаточная функция ячейки с фазированной решеткой преобразователей для случая $m = 4$; $S = 2l_0$; $\Phi = \pi$

ря секционированию внутреннего и внешнего электродов. В другой конструкции (рис. 8.9, б) внутренний электрод сначала изготавливается сплошным, а на заключительной стадии делаются пропилы, создающие секционированный преобразователь. В обоих случаях получаются преобразователи с противофазным возбуждением соседних элементов. При этом все m секций электрически оказываются включенными последовательно, что является дополнительным преимуществом таких преобразователей. Благодаря тому, что емкость получается в m^2 раз меньше емкости несекционированного излучателя такой же площади, задача согласования преобразователя с генератором электрических колебаний на высоких частотах существенно облегчается.

Акустическую волну, возбуждаемую плоским фазированным преобразователем, состоящим из m идентичных излучателей, можно записать в виде

$$a(x, z, t) = a_0 \sum_{i=1}^m \text{rect} \frac{x - l_0/2 - (i-1)(l_0 + x_0)}{l_0} \exp[j(Kz - \Omega t + i\Phi)], \quad (8.4.1)$$

где Φ — сдвиг фаз между соседними излучателями, x_0 — зазор между ними, l_0 — длина отдельного излучателя. В § 5.2 было показано, что передаточная функция акустооптической ячейки при малой эффективности взаимодействия определяется диаграммой направленности ультразвукового пучка. Подставляя (8.4.1) в (5.2.14), получаем:

$$T(\theta_i) = \frac{ql_0}{2} \frac{\sin\{m[\pi s(\theta_i - \theta_B)/\Lambda + \Phi/2]\}}{\sin[\pi s(\theta_i - \theta_B)/\Lambda + \Phi/2]} \text{sinc} \frac{l_0}{\Lambda} (\theta_i - \theta_B), \quad (8.4.2)$$

где $s = l_0 + x_0$. График функции $T(\theta_i)$ для $m = 4$ и $x_0 = l_0$ изображен на рис. 8.10 кривой 1. Кривая 2 показывает угловую зависимость последнего множителя в (8.4.2), описывающего диаграмму направленности отдельного излучателя. Функция T состоит из ряда максимумов, причем главные максиму-

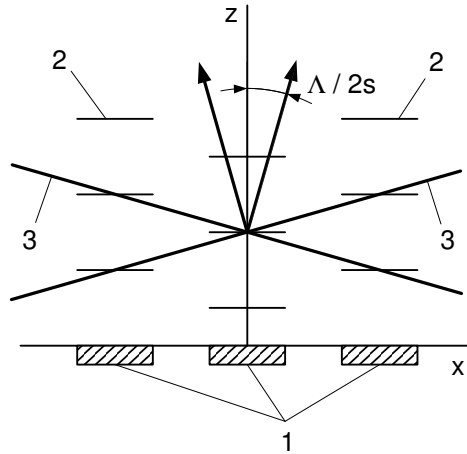


Рис. 8.11. Образование главных лепестков диаграммы направленности секционированного преобразователя.

1 — пьезоизлучатели; 2 — волновые фронты отдельных ультразвуковых пучков; 3 — эквивалентный волновой фронт

мы, ширина которых равна $2\Lambda/ms$, располагаются эквидистантно с интервалом Λ/s . Положение максимумов зависит от сдвига фаз Φ . При изменении Φ все максимумы поступательно смещаются по оси абсцисс, оставаясь вписанными в контур, очерченный пунктирной кривой. Когда $\Phi = 0$ (синфазное возбуждение), один из главных максимумов располагается в центре контура 2. В этом случае максимальная эффективность дифракции $I_d/I_i = (qml_0/2)^2$ достигается при $\theta_0 = \theta_B$. Если же $\Phi = \pi$ (противофазное возбуждение), то главные максимумы располагаются симметрично относительно точки $\theta_i = \theta_B$ (как показано на рис. 8.10). Наибольшая эффективность взаимодействия получается при падении света под углами $\theta'_B = \theta_B \pm v/2sf$. В этих точках $I_d/I_i = (qml_0/2)^2 \text{sinc}^2(l_0/2s)$. Угловой диапазон ячейки $\Delta\theta_i$ зависит от расходимости акустического пучка. По уровню 3 дБ $\Delta\theta_i = 0,89 v/msf$. Отметим, что селективные свойства брэгговского взаимодействия в данном случае определяются полной длиной преобразователя ms , тогда как эффективность взаимодействия — суммарной длиной всех излучателей ml_0 .

Физический смысл полученных результатов поясняет рис. 8.11, на котором для фиксированного момента времени показано взаимное расположение волновых фронтов в пучках, возбуждаемых противофазными излучателями. Видно, что систему волновых фронтов 2 можно в первом приближении аппроксимировать общими для всего звукового поля фронтами 3, наклоненными под углами $\pm\Lambda/2s$ относительно нормали к плоскости преобразователя. Поэтому максимальная эффективность взаимодействия достигается, когда свет падает под углом Брэгга к этим эквивалентным фронтам. Но поскольку все акустические пучки свет проходит последовательно и в каждом из них взаимодействует с ультразвуком с некоторым рассинхронизмом ($\eta \neq 0$), то результирующая эффективность дифракции оказывается ниже, чем в случае однородного пучка. Например, при $x_0 \approx 0$ эффективность дифракции за счет этого падает в $\pi^2/4 \approx 2,5$ раза.

Из (8.4.2) следует, что при изменении частоты ультразвука максимумы пе-

редаточной функции T смещаются по оси абсцисс, причем сдвиг максимумов $+1$ -го и -1 -го порядков происходит в разные стороны. Это означает, что если правильно выбрать угол падения света, то при изменении f эквивалентный волновой фронт будет поворачиваться, подстраиваясь под угол Брэгга. Однако такая подстройка не будет полной, поскольку угол Брэгга зависит от частоты линейно, а угол поворота — по гиперболическому закону. Наилучшая коррекция брэгговского угла получается, когда $d\theta'_B/df = 0$. Это условие выполняется на частоте

$$f_0 = v\sqrt{n/\lambda s}. \quad (8.4.3)$$

Таким образом, выбирая соответствующий период излучающей структуры s , можно задать рабочую точку f_0 в любой желаемой области частот.

Передаточная функция T определяет частотную характеристику дефлектора. Для $m \geq 4$ выражение (8.4.2) упрощается. Полагая в нем $\Phi = \pi$, получаем

$$\zeta = \left(\frac{qml_0}{2}\right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left\{ m \left[\frac{nvf}{\lambda f_0^2} (\theta_0 - \theta_B) + \frac{1}{2} \right] \right\} \operatorname{sinc}^2 \frac{\lambda l_0 f_0^2}{2nv^2}. \quad (8.4.4)$$

Для численных расчетов (8.4.4) удобно записать через безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} \zeta &= \left(\frac{qml_0}{2}\right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left\{ \frac{m}{2} [(1+F)(\Theta_0 + 1 + F) + 1] \right\} \operatorname{sinc}^2 \frac{Q'}{2} \equiv \\ &\equiv \zeta' \operatorname{sinc}^2 \left\{ \frac{m}{2} [(1+F)(\Theta_0 + 1 + F) + 1] \right\}, \end{aligned} \quad (8.4.5)$$

где $Q' = \lambda l_0 f_0^2 / nv^2$, а F определяется (8.3.2). Для нормированного угла $\Theta'_B = (2nv/\lambda f_0)\theta'_B$ и углового диапазона $\Delta\Theta_i = (2nv/\lambda f_0)\Delta\theta_i$ имеем:

$$\Theta'_B = -1 - (1+F)^{-2}; \quad \Delta\Theta_i = 1,8/[Q(1+F)], \quad (8.4.6)$$

где $Q = \lambda ms f_0^2 / nv^2$ — значение волнового параметра на частоте f_0 . Из (8.4.3) следует, что $Q = m$, а $Q' = l_0/s$.

Вид частотных характеристик $\zeta(F)$ зависит от выбранного угла падения Θ_0 (рис. 8.12). Когда $\Theta_0 = -2$ ($\theta_0 = \theta'_B(f_0)$), частотная характеристика получается наиболее ровной, с уплощенной вершиной. Диапазон перестройки частоты в этом случае равен $\Delta F = 1,9\sqrt{m}$. С увеличением $|\Theta_0|$ частотный диапазон расширяется, но характеристика становится более неравномерной — в ее центре появляется провал. Наиболее широкая полоса получается при $\Theta_0 = -2 - 0,89/Q(1+F)$:

$$\Delta F = 2,7/\sqrt{m}; \quad \Delta f = 2,7 f_0/\sqrt{m} = 2,7 v\sqrt{n/\lambda ms}. \quad (8.4.7)$$

Дальнейшее увеличение $|\Theta_0|$ приводит к тому, что диапазон сканирования распадается на две области, ширина которых быстро уменьшается с ростом $|\Theta_0|$.

Рис. 8.13 поясняет полученные результаты. Кривой 1 представлена зависимость $|\theta'_B(f)|$. Кривые 2 и 3 определяют границы области синхронизма $|\theta'_B \pm \Delta\theta_i/2|$. Для любой точки из заштрихованной области эффективность

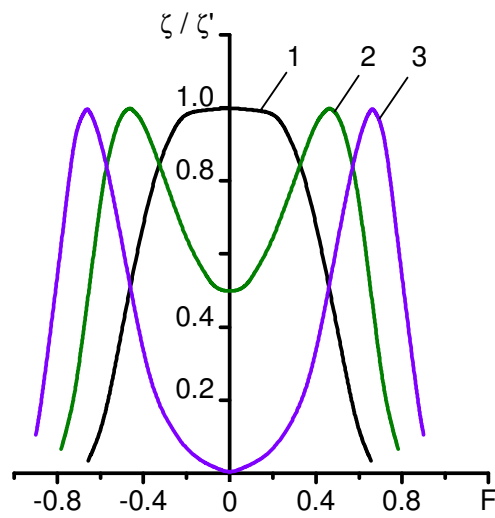


Рис. 8.12. Частотные характеристики дефлектора при $\Phi = \pi$:
 1 — $\Theta_0 = -2$; 2 — $\Theta_0 = -2 - 0,89/Q(1 + F)$; 3 — $\Theta_0 = -2 - 1,8/Q(1 + F)$

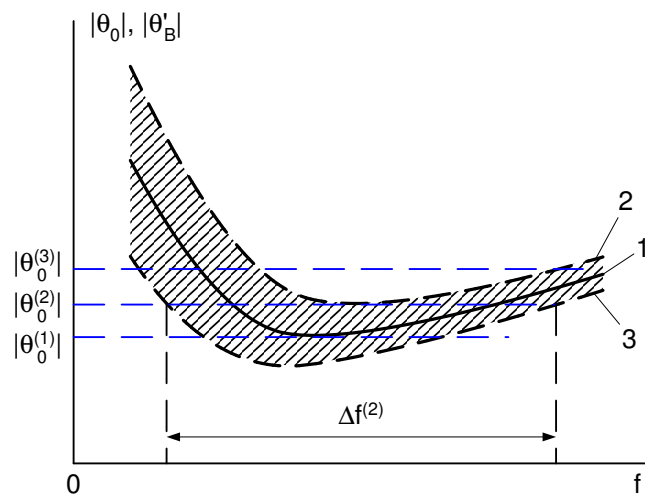


Рис. 8.13. Определение диапазона сканирования света

дифракции отличается от максимального значения (на кривой 1) менее чем на 3 дБ. Представленные графики позволяют определить границы диапазона сканирования. Для этого достаточно, в соответствии с выбранным θ_0 , провести горизонтальную прямую и найти точки ее пересечения с кривыми 2 и 3. Из рисунка видно, что максимальная полоса Δf получается при угле падения $\theta_0^{(2)}$ (углами $\theta_0^{(1)}$, $\theta_0^{(2)}$ и $\theta_0^{(3)}$ соответствуют кривые 1, 2 и 3 на [рис. 8.12](#)).

В § 8.3 было отмечено, что при большой эффективности дифракции диапазон Δf не должен превышать октаву. В данном случае это приводит к условию $\Delta F \leq 2/3$. Отсюда следует, что в дефлекторе с фазированным преобразователем вся потенциально возможная полоса частот (8.4.7) будет использоваться, лишь когда $m > 16$. Сравнивая (8.4.7) с (8.3.6), видим, что при одинаковых размерах преобразователей, секционированный преобразователь с $\Phi = \pi$ позволяет получить значительно большую полосу Δf . Выигрыш по полосе растет при увеличении Q : $\Delta f_\pi = 1,5 \sqrt{Q}$. Если же параметры преобразователей выбирать, исходя из оптимальных значений Q , то секционирование позволяет, при сохранении Δf , увеличить длину преобразователя в 4,6 раза и, благодаря этому, уменьшить потребляемую мощность. Улучшение характеристик достигается потому, что коррекция угла Брэгга (хотя и неполная) позволяет использовать более широкие акустические пучки с меньшей расходимостью.

Отметим, что с помощью секционированного преобразователя можно обеспечить и точную коррекцию угла Брэгга [125, 201]. Но для этого необходимо сдвиг фаз Φ менять синхронно с изменением частоты f по квадратичному закону:

$$\Phi = -\frac{2\pi s f}{v} \left(\theta_0 + \frac{\lambda f}{2nv} \right) = -(1 + F)[\Theta_0 + \pi(1 + F)].$$

Полоса Δf в этом случае будет определяться не расходимостью ультразвука, а диапазоном перестройки фазы. Техническая реализация такого метода, особенно на высоких частотах, сопряжена с большими трудностями.

Недостатком АОД с плоской решеткой преобразователей является неполное использование акустической мощности. Эта мощность в основном сосредоточена в двух лепестках диаграммы направленности ([рис. 8.10](#)), из которых при сканировании используется только один. Обусловленное этим снижение эффективности взаимодействия описывается последним множителем в (8.4.4). Поэтому, хотя в сильном акустическом поле эффективность дифракции и может достигать 100%, но для этого требуется большая мощность, чем в случае несекционированного преобразователя такого же размера. Ее конкретная величина определяется числом излучателей m и соотношением l_0 и x_0 [204].

Указанного недостатка лишены дефлекторы со ступенчатой решеткой фазированных излучателей ([рис. 8.14](#)). Как и в случае плоской решетки, соседние излучатели возбуждаются в противофазе. Высота каждой ступеньки выбирается равной $\Lambda_0/2$, поэтому на центральной частоте f_0 эквивалентный волновой фронт параллелен плоскости излучателей. При изменении f_0 фронт поворачивается на угол $\psi = (v/2s)(f_0^{-1} - f^{-1})$. Для такой конструкции преобразователя основная часть излучаемой мощности приходится на один лепесток диаграммы направленности. В передаточной функции этот максимум расположен под углом $\theta'_B = \theta_B + \psi$. Условие $d\theta'_B/df = 0$ дает для оптимального периода s преж-

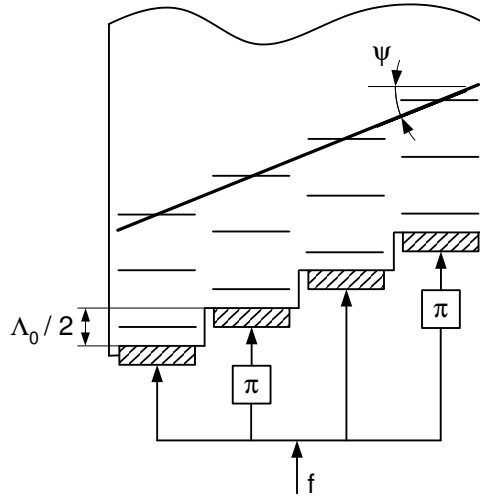


Рис. 8.14. Дефлектор со ступенчатой решеткой преобразователей

нее соотношение (8.4.3). Частотная характеристика описывается выражением

$$\zeta = \left(\frac{qml_0}{2} \right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left\{ \frac{m}{2} [(1 + F)(\Theta_0 + F) + 1] \right\}, \quad (8.4.8)$$

из которого следует, что ступенчатая решетка обеспечивает в $\operatorname{sinc}^2(Q'/2)$ раз бóльшую эффективность дифракции, чем плоская.

В настоящее время дефлекторы с плоскими решетками фазированных излучателей, изготовленными по схемам рис. 8.9, применяются достаточно широко. Примером дефлектора такого типа является устройство на основе PbMoO_4 [202]. Параметры преобразователя были следующие: $m = 4$, $s = 2$ мм, $b = 4$ мм, $f_0 = 150$ МГц. Измеренная полоса частот составляла 210 МГц, что в 3,7 раза превышало полосу несекционированного преобразователя такого же размера. В работе [66] использовался несколько иной метод получения противофазных акустических пучков: возбуждение трех пучков осуществлялось с поверхности кристалла LiNbO_3 с помощью перестраиваемого резонатора специальной конструкции.

Дефлектор на воде со ступенчатым преобразователем исследовался в работе [200]. Четыре излучателя с $f_0 = 28$ МГц и размерами $s = 6$ мм, $b = 2$ мм были расположены на ступеньках высотой 27 мкм. При апертуре $d = 19$ мм и полосе $\Delta f = 16$ МГц дефлектор имел разрешение $N = 200$. Время переключения составляло 1,5 мкс. В дефлекторе из ниобата лития [201] число ступенек равнялось 10; их параметры ($s = 1,7$ мм, высота — 11 мкм) были рассчитаны на частоту $f_0 = 300$ МГц. Излучатели были изготовлены из CdS и позволяли при противофазном возбуждении сканировать световой пучок в полосе $\Delta f = 250$ МГц.

Однако, несмотря на очевидные преимущества ступенчатых преобразователей, широкого применения в объемных дефлекторах они не нашли из-за трудностей технологического характера. Иначе обстоит дело с планарными АОД. Методами фотолитографии одинаково легко изготавливаются как простые встречно-штыревые преобразователи, так и ступенчатые с противофазным возбужде-

нием. Так, на основе LiNbO_3 с диффузионным волноводом создан дефлектор, в котором акустические волны возбуждались шестиэлементным ступенчатым преобразователем с $f_0 = 325$ МГц [155]. Полная длина взаимодействия была равна 10,4 мм; для отклонения 50% падающего света требовалась электрическая мощность 68 мВт ($P_a = 3,5$ мВт). Выигрыш по полосе ($\Delta f = 112$ МГц), полученный за счет применения фазированного преобразователя, был равен 6. Интересная конструкция планарного дефлектора предложена в работе [161]. Акустические волны с $l = 7,5$ мм и $f_0 = 280$ МГц возбуждались одним торцевым излучателем. Но на поверхности кристалла LiNbO_3 , по которой распространялась упругая волна, был нанесен электрод ступенчатой формы ($m=5$). Из-за различия скоростей ультразвука на свободной и металлизированной поверхности пьезоэлектрика между соседними участками волнового фронта упругой волны возникал фазовый сдвиг, зависящий от частоты ультразвука. Выигрыш по полосе ($\Delta f = 195$ МГц) превышал 5 раз.

8.5 Дефлекторы с анизотропной дифракцией света

В 1967 году Диксоном [55] было показано, что некоторые особенности геометрии акустооптического взаимодействия при анизотропной дифракции могут быть использованы для улучшения характеристик АОД. Оптимальными для сканирования являются области вблизи экстремумов угла Брэгга (рис. 3.5). Здесь θ_B слабо зависит от частоты ультразвука, и поэтому небольшой расходимости акустической волны φ_S оказывается достаточно для сканирования на угол $\Delta\theta_d \gg \varphi_S$ (при изотропной дифракции $\Delta\theta_d = 2\varphi_S$). Это хорошо видно на рис. 8.15, а, где приведены векторные диаграммы для частот ультразвука, дифракция на которых обеспечивается крайними волновыми векторами \vec{K} из угла φ_S .

Если частоту f_0 выбрать в точке экстремума функции $\theta_B(f)$, т. е. положить $f_0 = (v/\lambda)\sqrt{2n(n_i - n_d)}$, то (8.3.4) примет вид

$$\zeta = \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 \text{sinc}^2 \left\{ \frac{Q}{2} [(1+F)(\Theta_0 + 1 + F) + 1] \right\}. \quad (8.5.1)$$

Сравнивая полученное выражение с (8.4.5), видим, что частотные характеристики анизотропного дефлектора отличаются от характеристик дефлектора с фазированным преобразователем лишь постоянным множителем⁴. В частности, наиболее широкая полоса частот [57]

$$\Delta f = 2,7 f_0 / \sqrt{Q} = 2,7 v \sqrt{n/\lambda l} \quad (8.5.2)$$

получается при угле падения

$$\Theta_0 = -2 - \frac{0,89}{Q(1+F)}; \quad \theta_0 = -\frac{\lambda f_0}{nv} - 0,45 \frac{v}{l f_0}. \quad (8.5.3)$$

⁴Такое совпадение характеристик имеет место лишь в первом приближении, но его обычно бывает достаточно для описания работы АОД.

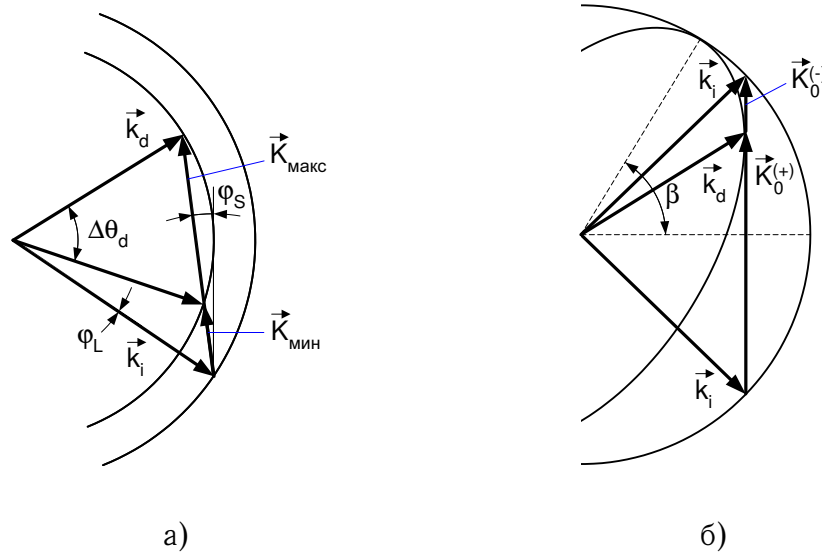


Рис. 8.15. Векторные диаграммы для аксиального (а) и неаксиального (б) анизотропного дефлектора

Поэтому все, что в § 8.4 говорилось о преимуществах дефлекторов с фазированными преобразователями, в полной мере относится и к дефлекторам с анизотропной дифракцией. Но анизотропные дефлекторы проще по конструкции, допускают сканирование света в полосе частот, превышающей октаву, имеют лучшее соотношение сигнал/фон.

Рабочая точка дефлектора f_0 определяется используемым в ячейке срезом кристалла и может варьироваться в широких пределах. Так, для одноосных отрицательных кристаллов в работе [66] получено выражение

$$f_0 = f_{0\text{макс}} \frac{N_0 \sin \alpha}{\sqrt{(N_o^2 - N_e^2) \sin^2 \alpha + N_e^2}} \approx f_{0\text{макс}} \sin \alpha, \quad (8.5.4)$$

где $f_{0\text{макс}} = (v/\lambda) \sqrt{N_o^2 - N_e^2}$; α — угол между оптической осью и плоскостью взаимодействия. При типичных величинах $v = 3 \times 10^5$ см/с, $N_{o,e} \approx 2$, $N_o - N_e = 0,1$ и $\lambda = 0,6$ мкм возможные значения f_0 перекрывают диапазон 0–5,8 ГГц.

Отметим важность правильного выбора не только частоты f_0 , но и поляризации падающего света. Изменение поляризации на ортогональную переводит рабочую точку на другую ветвь зависимости $\theta_B(f)$, где полоса частот $\Delta F = 0,89/Q$, т. е. в два раза меньше, чем при изотропной дифракции.

Выражение (8.5.1) определяет частотную характеристику анизотропного дефлектора в случае малой эффективности взаимодействия. При увеличении акустической мощности в центре характеристики образуется узкий провал, обусловленный двухфононным рассеянием света — перекачкой излучения из первого порядка дифракции во второй (§ 3.4). Чтобы избежать ухудшения частотной характеристики, приходится ограничивать мощность значениями, при которых глубина провала не превышает 3 дБ. Например, для случая $\Theta_0 = -2$ (кривая 1 на рис. 8.12) максимальное значение параметра равно 0,8. При этом вне провала эффективность дифракции не превышает 90%.

В работе [205] для улучшения частотной характеристики при большой эффективности взаимодействия было предложено использовать косые срезы кристаллов. Векторные диаграммы для одного из возможных вариантов такого дефлектора изображены на рис. 8.15, 6. В этом случае акустическая волна распространяется под углом $\pi/2 - \beta$ к оптической оси одноосного отрицательного кристалла. Экстремальные значения угла Брэгга достигаются на двух различных частотах: $f_0^{(+)}$ для +1-го порядка дифракции и $f_0^{(-)}$ — для -1-го. Из векторных диаграмм следует, что [66]

$$f_0^{(\pm)} = f_{0\max} \sin \beta \left(1 \pm \sqrt{\frac{N_o^2 - N_e^2}{N_o^2 + N_e^2 \operatorname{tg}^2 \beta}} \right). \quad (8.5.5)$$

Между $f_0^{(+)}$ и $f_0^{(-)}$ лежит частота двухфононного рассеяния

$$f_d = \frac{v}{\lambda} \sqrt{\frac{N_o^2 - N_e^2}{1 + (N_e/N_o)^2 \operatorname{ctg}^2 \beta}}. \quad (8.5.6)$$

Подбирая угол β , можно вывести частоту f_d из рабочего диапазона дефлектора Δf .

В первом дефлекторе с анизотропной дифракцией [206] отклоняющая ячейка была выполнена из сапфира Al_2O_3 . Акустооптическое взаимодействие осуществлялось в плоскости, перпендикулярной оптической оси кристалла, поэтому частота f_0 имела максимальное значение $f_{0\max} = 1,3$ ГГц. Полоса брэгговского взаимодействия $\Delta f = 550$ МГц обеспечивала сканирование светового луча на 1000 разрешимых положений. В дефлекторе из ниобата лития [57] плоскость взаимодействия составляла угол $\alpha = 6,8^\circ$ с оптической осью кристалла, и благодаря этому частота f_0 была снижена с $f_{0\max} = 4$ ГГц до 470 МГц. При $l = 1,3$ см и оптимальном угле падения света анизотропная дифракция позволила получить $\Delta f = 166$ МГц и $N = 410$ — на порядок больше, чем изотропная. Аналогичные по конструкции АОД с косыми срезами LiNbO_3 и с рабочими частотами, лежащими в гигагерцовом диапазоне, исследовались в работе [207], а дефлекторы на основе PbMoO_4 — в [208]. Общим недостатком описанных дефлекторов является малая эффективность дифракции, обусловленная низким качеством использовавшихся материалов. Следует отметить, что в отличие от изотропных АОД, выбор материалов для анизотропных дефлекторов не велик. Среди этих материалов своими уникальными свойствами выделяется парателлурит. Экспериментальному исследованию дефлекторов на парателлуриде посвящено много работ [52, 91, 152, 186, 209–212]. В этих устройствах сдвиговая акустическая волна возбуждалась по оси [110] кристалла, а свет распространялся под углом Брэгга к оптической оси. Сильная акустическая анизотропия вблизи направления [110], особенно в плоскости (001), приводит к тому, что угол расходимости потока акустической энергии во много (~ 50) раз превышает дифракционную расходимость φ_S [52, 101]. Вследствие этого ультразвуковая волна на небольшом расстоянии от преобразователя доходит до боковых граней ячейки, и ее дальнейшие многократные отражения создают в ячейке сложное по структуре, неоднородное акустическое поле (рис. 8.16), что в конечном итоге сказывается на разрешении дефлектора. Так как кристалл оптически

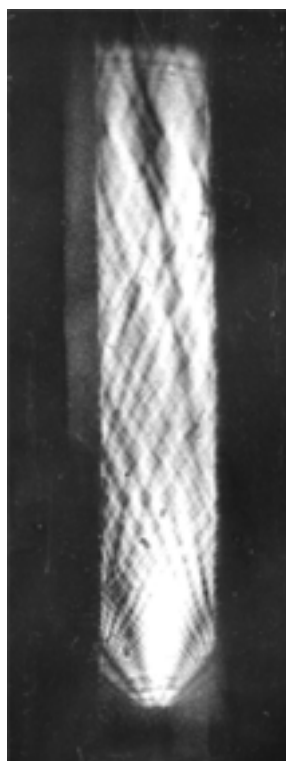


Рис. 8.16. Структура акустического поля в дефлекторе из парателлурита на частоте 50 МГц. Преобразователь размером $1,5 \times 1,5$ мм расположен внизу

активен, то падающий свет должен иметь эллиптическую поляризацию (при линейной поляризации лишь $\sim 50\%$ падающего излучения может быть отклонено в рабочий максимум). Оптическая активность определяет рабочую точку дефлектора: $f_0 \approx 40$ МГц при $\lambda = 0,63$ мкм. Ячейка с апертурой $w = 2$ см и полосой $\Delta f = 35$ МГц дает возможность получить более 1100 разрешимых положений. При этом управляющая акустическая мощность для $\zeta = 50\%$ составляет всего лишь 30 мВт ($l/b = 1$).

Применение неаксиальных срезов парателлурита позволяет не только избежать провала на частотной характеристике, но и упростить схему дефлектора, так как в этом случае не требуется фазовая пластинка, задающая эллиптическую поляризацию падающего света. Кроме того, подбирая угол β , можно повысить частоту f_0 и увеличить диапазон сканирования Δf . Расчет АОД с неаксиальными срезами TeO_2 проводился в работах [52, 205, 213–215]. На рис. 8.17 представлены зависимости частот $f_0^{(\pm)}$ и f_d от угла β . При $\beta > 5^\circ$ оптическую активность можно не учитывать и пользоваться формулами (8.5.5), (8.5.6). Конструкция неаксиального дефлектора с углом $\beta = 6^\circ$ показана на рис. 8.18 [205]. В этом случае $f_0^{(+)} = 136$ МГц, $f_0^{(-)} = 72$ МГц. Из-за сильной анизотропии лучевой вектор ультразвука наклонен к оси [110] под углом $51,3^\circ$. Хотя это и не приводит к ухудшению разрешения, но требует кристалла большего размера. Поворот на угол 6° от аксиальной геометрии сопровождается возрастанием скорости звука до $0,65 \times 10^3$ м/с и уменьшением акустооптического качества до 1000×10^{-15} с³/кг. В эксперименте рабочей точкой являлась частота 72 МГц. Частота двухфононного рассеяния $f_d = 111$ МГц располагалась вне рабочего

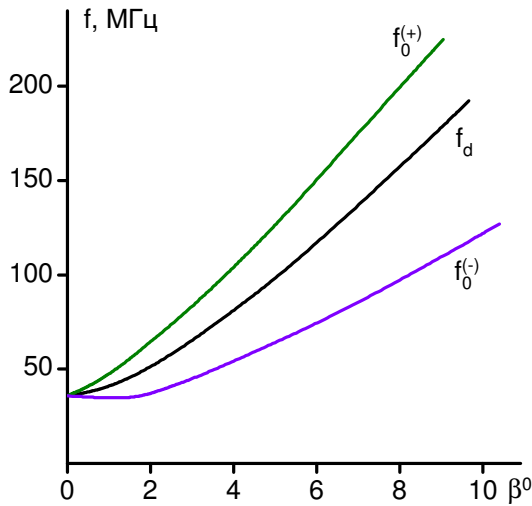


Рис. 8.17. Зависимость частот $f_0^{(\pm)}$ и f_d от угла β для парателлуриата при $\lambda = 0,63$ мкм [213]

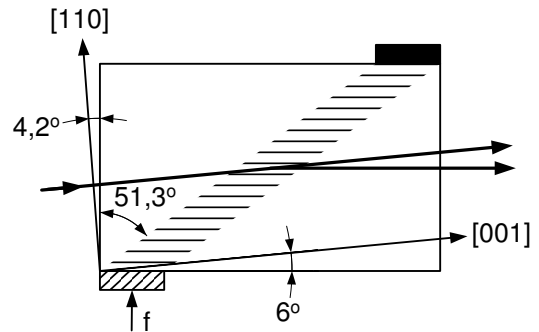


Рис. 8.18. Конструкция неаксиального дефлектора на парателлуриате [205]

диапазона дефлектора 38–88 МГц. Поляризация падающего света была линейной; при $P_s = 210$ мВт эффективность дифракции составляла 92%.

Двумерное сканирование света с применением анизотропных дефлекторов имеет ряд особенностей. Обеспечить оптимальную геометрию взаимодействия по обеим координатам можно лишь с помощью двух скрещенных ячеек. При этом полуволновая пластинка между ними не требуется, поскольку выходящее из первого дефлектора излучение уже имеет необходимую для второго дефлектора поляризацию. Следует также учитывать, что на второй дефлектор падает сканирующий пучок, вследствие чего синхронно с изменением частоты ультразвука в первом дефлекторе происходит смещение рабочей точки f_0 во втором. Это приводит к амплитудным искажениям в формируемом растре [66].

В отличие от случая объемного взаимодействия, в планарных устройствах анизотропная дифракция может наблюдаться, даже когда волновод изготовлен из изотропного материала [1, 153]. Это определяет более широкую область применения анизотропной дифракции в планарных АОД [155, 199]. Возможны и такие виды анизотропных дефлекторов, которые не имеют объемных аналогов. Так, в работах [216, 217] исследовались дефлекторы с коллинеарным взаимодействием светового и акустического пучков, в результате которого образуется оптическая мода, излучаемая в подложку под углом $\chi = \arccos[\lambda(\beta_L - K)/2\pi n_n]$, где β_L — постоянная распространения падающей световой волны, n_n — показатель преломления подложки. При изменении частоты ультразвука угол χ меняется. Для числа разрешимых положений справедлива формула $N = \Delta f \tau$, где $\tau = l/v$. Таким образом, разрешение здесь зависит не от апертуры светового пучка, а от длины коллинеарного взаимодействия, что и определяет преимущества этой конструкции АОД. В эксперименте [217] при $l = 17$ мм и $\Delta f = 10$ МГц получено $N = 46$.

8.6 Другие возможности улучшения характеристик АОД

В этом параграфе будут рассмотрены некоторые методы улучшения характеристик дефлекторов, которые хотя и не получили на сегодняшний день широкого распространения, но дают представление о возможных направлениях совершенствования АОД.

Для увеличения разрешения при одномерном сканировании может применяться каскадирование дефлекторов, управляемых от одного ВЧ генератора. Световой пучок, проходя последовательно m ячеек, испытывает многократную дифракцию, в результате чего угол отклонения возрастает в m раз. Более интересным является не требующий увеличения управляющей мощности вариант с многократным прохождением пучка через один дефлектор. Но, как нетрудно видеть, во всех этих случаях из-за того, что повторную дифракцию испытывает сканирующий пучок, полоса брэгговского взаимодействия сужается. Так, при двукратном прохождении через изотропный дефлектор частотная характеристика имеет вид $\zeta \propto \text{sinc}^2(3QF/2)$, и, следовательно, полоса $\Delta F = 0,6/Q$ получается в 3 раза меньше. Поэтому такой метод имеет смысл применять лишь в тех случаях, когда полоса сканирования ограничивается не селективностью брэгговского взаимодействия, а системой возбуждения ультразвука.

Удельное разрешение (на единицу полосы) возрастает также при использовании высоких порядков дифракции. Как было показано в § 2.3, при $Q \sim 1$ и падении света под двойным углом Брэгга эффективность изотропного рассеяния во второй максимум достигает $\sim 70\%$. А в случае анизотропной дифракции и соответствующего выбора геометрии взаимодействия можно получить 100%-ную перекачку падающего света во второй и третий дифрагированные порядки (§ 3.4). Проведенные в [69] расчеты показали, что полоса брэгговского взаимодействия во втором порядке в 3,2, а в третьем — в 5,6 раз уже, чем при изотропной дифракции. Но удельное разрешение при этом оказывается в 2 и 3 раза больше. Используя геометрию двукратного рассеяния в дефлекторе на парателлурите с полосой $\Delta f = 24$ МГц, удалось получить $N = 1200$ [218]. В аналогичном устройстве [69] достигнуто $N = 70$ при $\Delta f = 2,2$ МГц в случае двукратного и $N = 77$ при $\Delta f = 1,6$ МГц — в случае трехкратного рассеяния.

В анизотропном дефлекторе на парателлурите разрешение ограничивается большим затуханием сдвиговой моды. В работе [219] показано, что при параметрической генерации этой моды распределение ее амплитуды по длине ячейки получается более равномерным, что позволяет использовать ячейку с большей апертурой или повысить частоту f_0 и, благодаря этому, увеличить число разрешимых положений. Так, при частоте накачки 340 МГц ($f_0 = 194$ МГц) и допустимом уровне затухания 3 дБ максимальная апертура ячейки в дефлекторе с обычным возбуждением звука равна 2,7 мм, тогда как в АОД с параметрической генерацией — 6,4 мм. Соответственно в 2,4 раза отличается и число разрешимых положений.

Разрешение реальных дефлекторов нередко ограничивается не дифракционным пределом (8.1.3), а искажениями световой волны, которые возникают при ее прохождении через АОД. Эти искажения могут быть обусловлены раз-

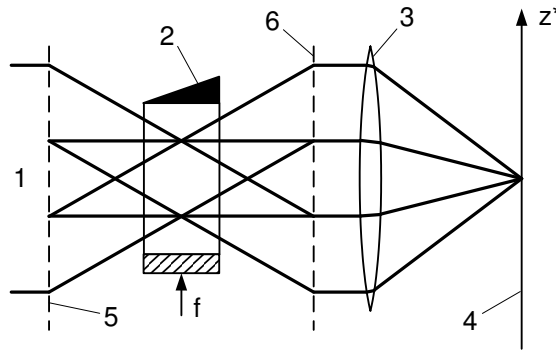


Рис. 8.19. Дефлектор с синтезированной апертурой

ными причинами: aberrациями оптических элементов, формирующих световой пучок, недостаточно высоким качеством материала ячейки и обработки ее границ, неоднородностью акустического поля, тепловыми эффектами, связанными с поглощением ультразвука и т. д. Такие искажения имеют статический (или квазистатический) характер и могут быть в значительной степени устранены методами голографической коррекции [127]. В эксперименте по коррекции искажений АОД [220] использовалась ячейка из PbMoO_4 с апертурой $w = 1,2$ см и $f_0 = 200$ МГц, имевшая большие оптические неоднородности. На этапе записи голограммы предметным пучком служила волна, прошедшая через ячейку и искаженная ее неоднородностями. При сканировании света полученная фазовая голограмма устанавливалась перед дефлектором на таком расстоянии, чтобы комплексно-сопряженное изображение от голограммы получалось в плоскости ячейки. Таким методом удалось практически полностью устранить искажения АОД — получено $N = 195$ вместо расчетных 198.

Повысить разрешение АОД при сохранении быстродействия можно методом синтеза апертуры [221]. Сущность метода состоит в следующем. Перед ячейкой 2 (рис. 8.19) располагается дифракционная решетка 5. Падающая световая волна 1 дифрагирует на решетке, и через ячейку проходит в виде дифракционных порядков свет от разных участков волнового фронта падающей волны. После ячейки расположена еще одна дифракционная решетка 6, которая восстанавливает исходное направление световых лучей. На экране 4 в фокальной плоскости линзы 3 формируется световое пятно с увеличенным разрешением, поскольку его ширина определяется не апертурой ячейки w , а размером дифракционных решеток. В случае фазовых решеток, имеющих период d и амплитуду фазового рельефа φ_0 , при оптимальном выборе расстояния между ними в работе [221] получено следующее выражение для распределения интенсивности света в фокальной плоскости линзы:

$$I_d(z^*) = \frac{u_0^2 w^2}{\lambda^2 F_n^2} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{w}{\lambda} \left(\frac{z^*}{F_n} - \frac{\lambda f}{v} \right) \right] \mathcal{J}_0^2 \left\{ 2\varphi_0 \cos \left[\pi \left(\frac{a}{d} - \frac{wz^*}{\lambda F_n} \right) \right] \right\}, \quad (8.6.1)$$

где a — сдвиг решеток друг относительно друга по оси z . Из (8.6.1) следует, что ширина светового пятна δz^* зависит от φ_0 и может быть сделана значительно меньше дифракционного предела $\delta z_0^* = \lambda F_n / w$. Выигрыш по разрешению равен $\sigma = \delta z^* / \delta z_0^* = [1/2 - \arccos(1,2/\varphi_0)/\pi]^{-1}$. Например, при $\varphi_0 = \pi$ $\sigma = 8$. Однако, несмотря на значительное сужение светового пучка, полное

число разрешимых положений N остается таким же, как и в обычном АОД. Различие заключается лишь в том, что соседние пятна оказываются разрешенными по более жесткому критерию, чем критерий Рэлея. Поэтому применять метод синтеза апертуры имеет смысл в тех случаях, когда по условиям решаемой задачи критерий Рэлея является недостаточным. Отметим, что в АОД с синтезированной апертурой можно получить увеличение также и числа разрешимых положений, если вторую решетку перемещать по оси z по закону $a(f) = wdf/v + d/2$ (для этого достаточно заменить ее ячейкой с бегущей ультразвуковой волной).

В работе [74] показано, что, создавая в фотоупругой среде искусственную анизотропию, можно управлять углом Брэгга и, благодаря этому, расширить диапазон сканирования Δf . В этом методе, в отличие от АОД с фазированными преобразователями, легко обеспечивается точная коррекция угла Брэгга. Полоса Δf определяется не расходимостью ультразвукового пучка φ_S , а диапазоном изменения показателей преломления (§ 3.7). Это позволяет использовать широкие акустические пучки и добиться существенного снижения акустической мощности. Создать необходимое изменение показателей преломления можно различными способами, например, электрическим полем или давлением. В первом случае акустооптическая среда должна обладать хорошими электрооптическими свойствами. Полная коррекция угла Брэгга обеспечивается при квадратичном законе изменения напряженности электрического поля (формула (3.7.8)). Если коррекция осуществляется с помощью фотоупругого эффекта, то никаких дополнительных требований к среде дефлектора не возникает. Корректирующее механическое напряжение можно создать, например, пьезоэлементом, прикрепленным к отклоняющей ячейке. В эксперименте [74] ячейка была изготовлена из ниобата лития, и для коррекции угла Брэгга использовался поперечный электрооптический эффект в этом кристалле. На частоте $f_0 = 500$ МГц электрическое поле с амплитудой 9,6 кВ/см меняло θ_B на 3,2 мрад, что в 6,4 раза превышало φ_S . Это поле обеспечивало коррекцию угла Брэгга в полосе 340–740 МГц. По сравнению с анизотропным дефлектором без коррекции выигрыш по разрешению составил 2,3 раза, а по сравнению с изотропным — 23 раза. Описанный способ коррекции угла Брэгга особенно перспективен в тех случаях, когда одновременно со сканированием необходимо осуществлять и модуляцию светового пучка, так как модулирующее напряжение можно подавать на дефлектор вместе с напряжением коррекции.

8.7 Особенности работы АОД в режиме линейного сканирования

АОД в режиме линейного сканирования света имеют ряд особенностей, главная из которых заключается в том, что скорость развертки луча по линейному закону может значительно превышать скорость сканирования в режиме произвольной выборки [200].

Акустооптическая ячейка, заполненная упругой волной с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), действует на проходящий световой пучок подобно цилиндрической линзе, фокусируя дифрагированный свет в плоскости сканирова-

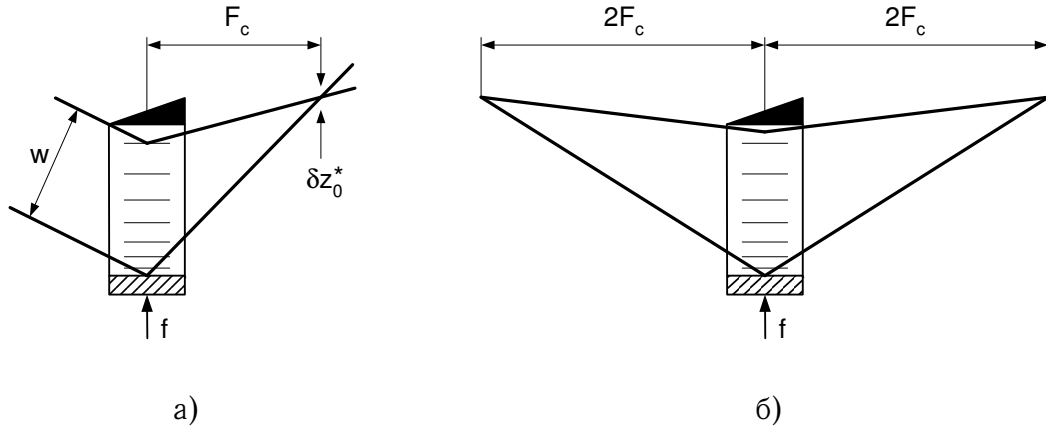


Рис. 8.20. Формирование дифрагированного пучка в ЛЧМ-дефлекторе

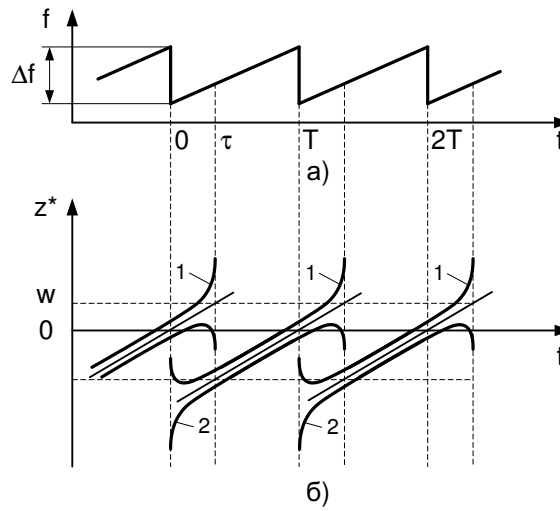


Рис. 8.21. Развертка сканирующего пучка

ния (рис. 8.20, а). Фокусное расстояние этой „линзы“ F_c и ширина светового пятна в фокальной плоскости δz_0^* определяются скоростью изменения частоты ультразвука χ : $F_c = v^2/\lambda\chi$; $\delta z_0^* = v/\tau\chi$, где $\chi = df/dt = \Delta f/T$, Δf — девиация частоты, T — период ЛЧМ.

Для перемещения пятна в соседнее положение надо, чтобы частота ультразвука в ячейке изменилась на $\delta f = v\delta z_0^*/\lambda F_c = 1/\tau$. Это такое же изменение частоты, как и при дискретном режиме работы. Но переход сканирующего пучка в соседнее положение в данном случае происходит за время $\tau_0 = 1/\tau\chi$, т. е. в $\tau^2\chi$ раз быстрее. Заметим, что в зависимости от знака χ „линза“ может быть собирающей или рассеивающей. К каким-либо затруднениям эффект фокусировки не приводит, так как его всегда можно скомпенсировать обычной цилиндрической линзой.

При $\Delta f = \text{const}$ уменьшение T приводит к возрастанию скорости сканирования. Однако оно имеет предел, определяемый постоянной ячейки τ . Дело в том, что в момент каждого скачкообразного изменения частоты в ячейке начинается переходный процесс длительностью τ , и, следовательно, сканирование происходит лишь в остальную часть периода ЛЧМ $T - \tau$. На рис. 8.21, б показана

развертка во времени пятна, сканирующего по экрану на расстоянии F_c от ячейки [222]. При изменении f пятно перемещается со скоростью звука v . Кривые 1 и 2 показывают движение верхней и нижней границ пятна. В момент времени $t = 0$, когда центр пятна находится в точке $z^* = 0$, нормальное сканирование заканчивается и начинается переходный процесс. Центр пятна при этом продолжает перемещаться по оси z^* со скоростью v , но его диаметр увеличивается по закону $\delta z^* = \delta z_0^*/(1 - t/\tau)$. Из-за расплывания пятна, а также вследствие уменьшения действующей апертуры ячейки, интенсивность дифрагированного пучка уменьшается: $I_d = I_d^0 (1 - t/\tau)^2$. Так как расплывание пятна происходит быстрее, чем смещение его центра, то, начиная с момента времени $t_\tau = (\tau/2) \left(1 + \sqrt{1 - 2\delta z_0^*/d}\right)$, в области сканирования возникает паразитная засветка. Ее максимальный уровень $I_3/I_{d0} \approx (\delta z_0^*/2d)^2$. Так происходит исчезновение сканирующего пучка во время переходного процесса. Одновременно с этим с другой стороны экрана происходит обратный процесс — формирование пучка по мере заполнения ячейки низкочастотным участком полосы Δf . К моменту времени $t = \tau$ здесь образуется пятно размером δz_0^* , и начинается нормальное сканирование.

Из-за переходного процесса не только ограничивается скорость сканирования, но и уменьшается разрешение дефлектора, так как начальный участок полосы Δf , идущий на первоначальное заполнение ячейки, фактически теряется. Поэтому число разрешимых положений в строке оказывается равным [223] $N_{ЛЧМ} = \tau(\Delta f - \tau\chi) = N(1 - \chi)$, где $\chi = \tau/T$. Если допустить некоторое (в ζ раз) ухудшение разрешения на краях раstra, то число разрешимых положений можно увеличить, захватив частично переходной процесс. В этом случае $N_{ЛЧМ} = N(1 - \chi/\zeta^2)$ [222]. Но надо учитывать также уменьшение в ζ раз интегральной яркости строки на краю раstra.

Полоса Δf , как и при сканировании с произвольной выборкой, определяется либо системой возбуждения ультразвука, либо селективными свойствами брэгговского взаимодействия. Однако во втором варианте Δf используется полностью лишь в том случае, если на ячейку падает расходящийся пучок с углом расходимости $\varphi = \lambda\tau\chi/2v$ [222]. Тогда для всех лучей из падающего пучка условие Брэгга выполняется в одинаковой степени, и частотная характеристика имеет вид (8.3.4). Для формирования пучка с нужной расходимостью перед ячейкой ставится цилиндрическая линза с фокусным расстоянием $2F_c$. Дифрагированный пучок при этом формируется на расстоянии $2F_c$ от ячейки (рис. 8.20, б).

Методика оптимального расчета ЛЧМ-дефлектора несколько отличается от приведенной в § 8.3. Если дефлектор предназначен для строчной развертки светового пучка в системе проекционного телевидения [186, 190, 211, 224], то его характеристики должны быть согласованы с ТВ стандартом — период ЛЧМ соответствовать периоду строчной развертки, а постоянная ячейки τ — времени обратного хода луча. В этом случае апертура ячейки w и частота f_0 выбираются из соотношений: $w = \tau v$; $f_0 = \sqrt{\alpha_w^0/\Gamma\tau v}$. Например, при $T = 64$ мкс, $\tau = 10$ мкс, $\alpha_w^0 = 3$ дБ для анизотропного дефлектора на парателлурите $w = 6,2$ мм, $f_0 = 140$ МГц. Такая ячейка, имеющая полосу в одну октаву, может обеспечить развертку луча с разрешением 800 черно-белых пар

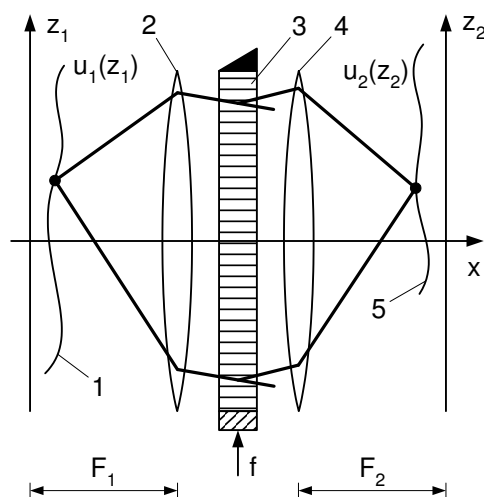


Рис. 8.22. Система сканирования изображений

в строке.

В работе [223] оптимизация ЛЧМ-дефлектора рассматривалась с точки зрения получения максимального числа элементов ν , сканируемых за единицу времени. Так как $\nu = N_{\text{ЛЧМ}}/T = \Delta f \kappa(1 - \kappa)$, то максимальное значение ν достигается при $\kappa = 0,5$, т. е. когда время сканирования луча равно длительности переходного процесса. В оптимальном случае $N_{\text{ЛЧМ}} = \Delta f/4$. Некоторым усложнением сканирующей системы (путем введения дискретного переключателя падающего пучка) можно вообще исключить влияние переходного процесса, и довести $N_{\text{ЛЧМ}}$ до N , а ν — до величин, близких к Δf [222].

8.8 Сканирование изображений

При обработке оптической информации иногда возникает необходимость пространственного управления световыми пучками, несущими изображение. Специфика этой проблемы заключается в том, что здесь важно не только отклонять пучок в любое из N_k разрешимых положений, но и обеспечить сохранение оптической информации в сканирующем пучке.

Задача сканирования изображений рассматривалась в работе [225], где показано, что при использовании брэгговской отклоняющей ячейки наилучшими характеристиками обладает система, изображенная на рис. 8.22. В этом случае объект 1 располагается в передней фокальной плоскости линзы 2, а сканирующее изображение 5 формируется в задней фокальной плоскости линзы 4. Ячейка 3 помещается между линзами. Поскольку рассматриваемую систему можно считать линейной, то связь между амплитудами поля изображения $u_2(z_2)$ и поля объекта $u_1(z_1)$ определяется интегралом суперпозиции (5.2.1). Расчет сканирующей системы сводится к нахождению импульсного отклика $h(z_1, z_2)$, т. е. распределения амплитуды света в плоскости изображения, которое создается источником, находящимся в точке z_1 . Этот источник излучает сферическую волну, которая преобразуется первой линзой в плоскую, распространяющуюся под углом $\theta = -z_1/F_1$ к оси x (F_1 — фокусное расстояние линзы). Если

ячейка расположена так, что световая волна из точки с координатой $z_1 = 0$ на центральной частоте f_0 падает под углом θ_B^0 , то угловой спектр излучения на входе в ячейку имеет вид:

$$U_i(\theta_i) = (jF_1)^{-1} \delta(\theta_B^0 - z_1/F_1 - \theta_i) . \quad (8.8.1)$$

Подставляя (8.8.1) в (5.2.6) и учитывая конечную апертуру ячейки w , получаем следующее выражение для спектра дифрагированного света при малой эффективности взаимодействия:

$$U_d(\theta_d) = \frac{w}{jF_1} \frac{ql}{2} \operatorname{sinc} \left[\frac{w}{\lambda F_1} \left(\theta_d - \frac{\lambda f}{v} + \frac{z_1}{F_1} \right) \right] \times \\ \times \operatorname{sinc} \left[\frac{lf}{nv} \left(\theta_B^0 - \theta_B - \frac{z_1}{F_1} \right) \right] . \quad (8.8.2)$$

Импульсный отклик системы определяется соотношением

$$h(z_1, z_2) = (j\lambda^2 F_2)^{-1} U_d(z_2/F_2) , \quad (8.8.3)$$

где F_2 — фокусное расстояние второй линзы. При $G \ll 1$ выражение (5.2.1) упрощается, и для амплитуды поля изображения имеем:

$$u_2(z_2) = -\frac{w}{\lambda^2 F_1 F_2} \frac{ql}{2} \operatorname{sinc} \left[\frac{lf}{nv} \left(\theta_B^0 - \theta_B - \frac{z_2^*}{F_1} \right) \right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} u_1(z_1) \operatorname{sinc} \left[\frac{w}{\lambda F_1} (z_1 - z_2^*) \right] dz_1 , \quad (8.8.4)$$

где $z_2^* = F_1(\lambda f/v - z_2/F_2)$.

Таким образом, изображение представляет собой свертку поля объекта $u_1(z_1)$ с апертурной функцией $\operatorname{sinc}(wz_1/\lambda F_1)$. Это означает, что разрешение системы ограничивается апертурой ячейки: минимальный размер разрешимого элемента изображения равен $\delta z_2 = \lambda F_2/w$. При изменении частоты ультразвука все изображение перемещается по оси z_2 . Для смещения изображения на один элемент необходимо изменить частоту на $\delta f = \tau^{-1}$. Максимальное число разрешимых элементов во всей области сканирования определяется селективными свойствами брэгговского взаимодействия, которые описываются множителем sinc перед интегралом в (8.8.4). Наиболее важный результат, вытекающий из (8.8.4), заключается в следующем: если изображение содержит N_0 элементов, то максимальное число его разрешимых положений N_k определяется соотношением

$$N_k = \Delta f \tau / N_0 = N / N_0 , \quad (8.8.5)$$

где Δf — полоса брэгговского взаимодействия. Отметим, что формулы (8.8.4) и (8.8.5) дают решение задачи сканирования света в самой общей постановке. Из них, как частный случай при $N_0 = 1$ и соответствующей функции $u_1(z_1)$ получаются выражения, описывающие работу дефлекторов однородных пучков.

Важным частным случаем рассмотренной задачи является смещение изображения на его собственный размер. Это необходимо, например, при кадровой

развертке изображения в АРУС. В этом случае $N_k = 2$, и $N_0 = N/2$. В частности, для дефлектора с анизотропной дифракцией из (8.5.2) следует, что $N_0 = 1,4 w \sqrt{n/\lambda l}$. Максимальный размер сканируемого изображения не зависит от апертуры ячейки; он равен

$$Z_0 = N_0 \delta z_2 = 1,4 F_2 \sqrt{\lambda n / l}. \quad (8.8.6)$$

Описанная в [225] система сканирования изображений включала ячейку из PbMoO_4 и две линзы с $F_1 = F_2 = 43$ см. Параметры ячейки были следующие: $l = 0,9$ см, $b = 0,2$ см, $w = 2$ см, $\tau = 5,5$ мкс, $f_0 = 130$ МГц, $\Delta f = 75$ МГц. Эта система обеспечивала обзор поля изображения размером 5,8 мм с разрешением ~ 60 линий/мм.