

Глава 9

Перестраиваемые акустооптические фильтры

Одним из весьма перспективных приборов акустооптики является перестраиваемый акустооптический фильтр. Этот фильтр предназначен для выделения из светового луча с широким спектром узкого спектрального диапазона и перестройки центральной длины волны этого диапазона в соответствии с управляющим сигналом.

Для целей фильтрации используется селективность анизотропного брэгговского рассеяния света на акустической волне. Принцип работы акустооптического фильтра заключается в том, что длины волн света и ультразвука связаны с углом падения светового пучка на акустический волновой фронт условием Брэгга. Если на акустооптическую ячейку падает световой поток со сплошным спектром, то в дифракции принимает участие и рассеивается ультразвуком лишь свет, длина волны которого удовлетворяет условию Брэгга на заданной акустической частоте. При неизменном угле падения света и вариациях частоты ультразвука происходит перестройка устройства, так как брэгговское условие становится справедливым уже для света с другой длиной волны. Возможность применения дифракции света на ультразвуковой волне в анизотропной среде для фильтрации оптического излучения была впервые отмечена в работе [226].

Вообще говоря, фильтрующими свойствами обладает любая периодическая фазовая структура. Основными достоинствами акустооптической ячейки в этом смысле являются высокая точность выдерживания периода фазовой структуры по всей ячейке, связанная со стабильностью частоты ультразвука и однородностью упругой среды, и простота изменения этого периода. Благодаря этим свойствам акустооптические фильтры находят в последнее время все более широкое применение. Основные характеристики фильтров — полоса пропускания $\Delta\lambda$ и разрешение $R = \lambda/\Delta\lambda$ — определяются числом периодов фазовой структуры на длине взаимодействия света и ультразвука. Поэтому в акустооптических фильтрах высокого разрешения широко используется коллинеарное взаимодействие пучков, обеспечивающее наиболее узкие полосы пропускания [227–241].

В то же самое время возможно создание перестраиваемых фильтров на основе неколлинеарного акустооптического взаимодействия в анизотропных средах [242–251]. Неколлинеарные устройства отличают более широкие полосы пропускания, но они имеют и ряд преимуществ по сравнению с коллинеарны-

ми приборами. К ним относятся возможность использования более широкого круга эффективных акустооптических материалов, а также большие, достигающие десятков градусов, угловые апертуры световых пучков. Это позволяет осуществить фильтрацию оптических изображений. Кроме того, неколлинеарные фильтры отличается простота конструктивного оформления, отсутствие поляризационных расщепителей светового луча и, в некоторых случаях, выходных поляроидов.

В данной монографии коллинеарные устройства фильтрации рассматриваются в §§ 9.1, 9.2 и 9.3. Неколлинеарным фильтрам посвящены §§ 9.4, 9.5 и 9.6. В последнем параграфе главы рассмотрены практические схемы акустооптических фильтров.

9.1 Полоса пропускания фильтра на основе коллинеарного взаимодействия света и ультразвука

Условие коллинеарного взаимодействия света и ультразвука требует выполнения следующего соотношения между длиной волны падающего света λ и частотой акустической волны f (см. § 3.3):

$$\lambda = \Delta n v / f = (n_{-1} - n_1) v / f. \quad (9.1.1)$$

При выполнении этого условия интенсивность дифрагированной волны I_d принимает вид

$$I_d = I_i \sin^2(q l / 2) = I_i \sin^2[(\pi l / \lambda)(M P_a / 2 S)^{1/2}], \quad (9.1.2)$$

где M — акустооптическое качество среды, P_a — мощность акустической волны, S — площадь поперечного сечения акустического столба. Из соотношения (9.1.2) следует, что коэффициент пропускания фильтра на длине волны, определяемой (9.1.1), может достигать единицы, если $P_a / S = \lambda^2 / 2 M l^2$.

При изменении длины волны падающего света и постоянной частоте f появляется коэффициент рассинхронизма $\eta(\lambda)$, определяемый соотношением (3.1.11).

$$\eta(\lambda) = k_i - k_d \pm K. \quad (9.1.3)$$

В характерном для коллинеарного взаимодействия случае $\Delta \lambda \ll \lambda$ вместо (9.1.3) можно записать приближенное, но достаточно хорошо выполняющееся соотношение

$$\eta(\lambda) \approx \frac{\partial}{\partial \lambda} (k_i - k_d \pm K) \Delta \lambda = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left(\Delta n - \lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right) \Delta \lambda, \quad (9.1.4)$$

где $\Delta n = n_i - n_d$. При наличии рассинхронизма интенсивность дифрагированной волны уменьшается в соответствии с (2.2.19).

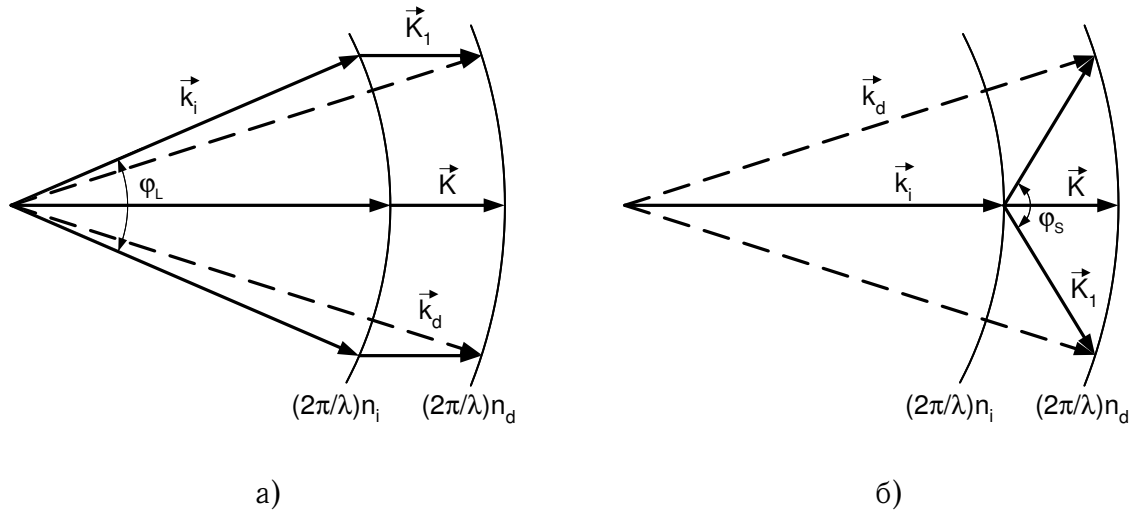


Рис. 9.1. Векторные диаграммы коллинеарного взаимодействия с учетом расходимости света и звука:

а — $\varphi_L \gg \varphi_S$; б — $\varphi_L \ll \varphi_S$

Условие ослабления интенсивности дифрагированной волны в два раза по сравнению с максимальной определяет полосу пропускания коллинеарного фильтра, связанную с рассогласованием волновых векторов, обусловленным конечными размерами длины области взаимодействия l .

$$\Delta\lambda_p = 0,8 \lambda^2 \left/ \left(\Delta n - \lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right) l \right. . \quad (9.1.5)$$

Таким образом, полоса пропускания акустооптического фильтра убывает с увеличением l и разности показателей преломления Δn . Полученный результат имеет простое физическое объяснение, связанное с тем, что произведение l на Δn пропорционально числу длин волн ультразвука, укладывающемуся на длине взаимодействия.

При выводе выражения для полосы пропускания фильтра (9.1.5) не учитывалась расходимость пучков света и ультразвука, поэтому (9.1.5) справедливо только для плоских световых и акустических волн.

Оценим теперь полосу пропускания коллинеарного фильтра с учетом расходимостей света и звука. Такую оценку удобно провести с помощью векторных диаграмм, показанных на рис. 9.1. На рис. 9.1, а представлена векторная диаграмма, учитывающая расходимость падающего света φ_L для случая, когда $\varphi_L \gg \varphi_S$, где φ_S — расходимость звука. Из рисунка может быть определена величина коэффициента рассинхронизма

$$|\eta(\varphi_L)| \approx \pi \Delta n \varphi_L^2 / 4\lambda . \quad (9.1.6)$$

При расходимости ультразвука, существенно превышающей расходимость света, векторная диаграмма имеет вид, изображенный на рис. 9.1, б. Коэффициент рассинхронизма в этом случае равен

$$|\eta(\varphi_S)| \approx \pi \Delta n \varphi_S^2 / 4\lambda . \quad (9.1.7)$$

Соотношения (9.1.6) и (9.1.7) показывают, что при коллинеарной дифракции расходимости света и звука слабо влияют на коэффициент рассинхронизма. (Эта зависимость имеет место только во втором порядке по φ_L и φ_S). Соотношения (9.1.6) и (9.1.7) справедливы для предельных случаев $\varphi_S \rightarrow 0$ или $\varphi_L \rightarrow 0$. В реальных устройствах отличны от нуля одновременно расходимости света и звука. Для упрощения рассмотрения в этом случае можно ввести угол $\varphi = \max(\varphi_L, \varphi_S)$ и в дальнейшем считать $|\eta(\varphi)| = \pi \Delta n \varphi^2 / 4\lambda$.

Общее выражение для коэффициента η с учетом изменения длины волны света и конечной расходимости пучков может быть записано в виде

$$|\eta(\lambda, \varphi)| \approx \frac{2\pi}{\lambda^2} \left| \Delta n - \lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right| \Delta \lambda + \pi \Delta n \varphi^2 / 4\lambda. \quad (9.1.8)$$

Из условия двукратного ослабления интенсивности дифрагированного света определяется общая полоса пропускания коллинеарного акустооптического фильтра

$$\Delta \lambda \approx \Delta \lambda_p + \Delta \lambda_{L,S} = \frac{0,8 \lambda^2}{\left(\Delta n - \lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right) l} + \frac{\lambda \varphi^2}{4}. \quad (9.1.9)$$

Выражение (9.1.9) определяет требования к степени коллимации светового и звукового пучков

$$\varphi \leq \sqrt{3,2 \lambda / \Delta n l} = \sqrt{3,2 v / f l}. \quad (9.1.10)$$

Если расходимости пучков таковы, что условие (9.1.10) выполнено, то полоса пропускания акустооптического фильтра определяется первым слагаемым (9.1.9) и не зависит от расходимостей пучков. Если же в реальном устройстве используются сильно расходящиеся пучки, или кристалл имеет большую длину l , то полоса пропускания определяется вторым слагаемым в (9.1.9) и квадратично возрастает с увеличением угла расходимости. Оценки углов расходимости по формуле (9.1.10) показывают, что при использовании в акустооптическом фильтре кристаллов длиной в несколько сантиметров при акустических частотах коллинеарного взаимодействия порядка 10^8 Гц, расходимости пучков не должны превышать нескольких градусов.

Особенно большую роль играет расходимость светового пучка при использовании акустооптического фильтра для фильтрации оптических изображений [228]. Если световой пучок несет информацию об изображении с минимальным размером разрешимого элемента, равным h_{\min} , то его расходимость φ_L не меньше, чем λ / h_{\min} . В этом случае оптимальная длина кристалла, используемого в коллинеарном фильтре, $l_{\text{opt}} = 3,2 h_{\min}^2 / \lambda \Delta n$. При фильтрации такого изображения минимальная ширина полосы в соответствии с (9.1.9) не может быть меньше, чем $\Delta \lambda_{\min} = \lambda^3 / 4 h_{\min}^2$.

В случае хорошо сколлимированных светового и звукового пучков основную роль играет расходимость акустического пучка, так как обычно $\Lambda \gg \lambda$.

Если принять, что расходимости светового и акустического пучков в предельном случае ограничиваются апертурой акустического пучка b , где b — поперечный размер пьезоэлектрического преобразователя, то с учетом только дифракционной расходимости имеем $\varphi = \varphi_S = v / b f$. Из выражения (9.1.10)

в этом случае получаем

$$b \geq 0,6lv/f. \quad (9.1.11)$$

Условие (9.1.11) показывает, что увеличение длины l должно сопровождаться соответствующим ростом апертуры акустического столба b . Наоборот, для акустического луча с заданной частотой f и апертурой b существует ограничение на длину области взаимодействия $l \leq 2,8fb^2/v$. При неизменной акустической мощности P_a увеличение апертуры акустического пучка снижает плотность акустической мощности P_a/b^2 и уменьшает пропускание фильтра на рабочей частоте в соответствии с (9.1.2).

Оценки по формулам (9.1.9), (9.1.10) и (9.1.11) показывают, что при работе с хорошо сколлимированными световыми и звуковыми пучками, имеющими апертуру в несколько миллиметров, достижимы полосы пропускания акустооптических фильтров в доли ангстрема. Для этого в фильтрах необходимо использовать кристаллы с длиной области взаимодействия в десятки сантиметров. При столь больших размерах кристаллов неизбежно начинают сказываться эффекты, связанные с поглощением звука.

9.2 Оценка полосы пропускания и эффективности коллинеарного акустооптического фильтра на кристалле большой длины

Предположим, что акустическая волна распространяется в кристалле в направлении оси x и коллинеарно взаимодействует со светом. Будем считать, что для выбранной акустической моды коэффициент затухания равен α . Коэффициент q , характеризующий акустооптическое взаимодействие, оказывается в этом случае зависящим от координаты $q(x) = q \exp(-\alpha x)$. Система уравнений (3.2.6), описывающая коллинеарное взаимодействие в среде, при строгом выполнении условий Брэгга принимает вид

$$\frac{dC_0}{dx} = -\frac{q}{2} C_1 \exp(-\alpha x); \quad \frac{dC_1}{dx} = \frac{q}{2} C_0 \exp(-\alpha x). \quad (9.2.1)$$

Решая (9.2.1) при граничных условиях $C_0(0) = 1$, $C_1(0) = 0$, получим выражение для интенсивности дифрагированной волны

$$I_d = I_i \sin^2 \frac{q}{2\alpha} [1 - \exp(-\alpha l)]. \quad (9.2.2)$$

Сравнение (9.2.2) с (9.1.2) показывает влияние затухания звука на коэффициент пропускания фильтра. При $q < \alpha\pi$ пропускание фильтра медленно возрастает с ростом l , но ни при каких l коэффициент пропускания не достигает единицы. При $q = \alpha\pi$ максимальному коэффициенту пропускания соответствуют очень большие длины взаимодействия ($l \rightarrow \infty$). Наконец, при $q > \alpha\pi$ максимальная эффективность достигается при конечных l . Если $q \gg \alpha\pi$, то (9.2.2) переходит в (9.1.2). Это означает, что мощность акустической волны настолько велика, что предельная эффективность дифракции достигается при длинах l , много меньших α^{-1} .

Коэффициент q может зависеть от координаты x не только из-за затухания звука, но и вследствие уменьшения плотности акустической мощности в кристалле из-за расходимости акустического пучка. Будем считать, что апертура акустического пучка b зависит от расходимости ультразвука φ_S и длины пути x по закону $b(x) = b + \varphi_S x$. Тогда коэффициент q тоже зависит от расстояния и удовлетворяет соотношению $q(x) = q(1 + \beta x)^{-2}$, где $\beta = 1 + \varphi_S/b$. Интенсивность дифрагированного света в этом случае равна

$$I_d = I_i \sin^2 ql/2(1 + \beta l). \quad (9.2.3)$$

Из выражения (9.2.3) следует, что максимальное пропускание фильтра наблюдается при длине взаимодействия $l = \pi/(q - \beta\pi)$.

В реальных устройствах приходится одновременно учитывать затухание ультразвука и уменьшение плотности акустической мощности из-за расходимости пучка. В этом случае коэффициент q изменяется с координатой x по закону $q(x) = q(1 - \beta x)^2 \exp(-\alpha x)$. Получить простые аналитические выражения при такой зависимости $q(x)$ не удастся, однако в этом случае удобно представить $q(x)$ в таком виде: $q(x) = q \exp(-\alpha_1 x)$, где $\alpha_1 = \alpha + (2/x) \ln(1 + \beta x) \approx \alpha + 2\beta(1 - \beta x/2 + \beta^2 x^2/3)$.

При этих предположениях интенсивность дифрагированного света может быть записана следующим образом:

$$I_d = \frac{(\alpha + 2\beta)^4}{(\alpha^2 + 4\alpha\beta)^2} I_i \sin^2 \frac{q}{2(\alpha + 2\beta)} [1 - \exp(-\alpha_1 l)]. \quad (9.2.4)$$

Соотношение (9.2.4) позволяет рассчитать зависимость интенсивности дифрагированного света от l с учетом затухания акустической волны и ее конечной расходимости. Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dC_0}{dx} &= -\frac{q}{2} C_1 (1 + \beta x)^{-2} \exp(-\alpha - j\eta)x; \\ \frac{dC_1}{dx} &= \frac{q}{2} C_0 (1 + \beta x)^{-2} \exp(-\alpha + j\eta)x. \end{aligned} \quad (9.2.5)$$

Система уравнений (9.2.5) может быть решена численно при фиксированных значениях α и β , откуда определяются соответствующие зависимости полосы пропускания $\Delta\lambda$ от длины области взаимодействия пучков l и мощности акустической волны.

Приведем в качестве примера результаты расчета [237] полосы пропускания акустооптического фильтра, использующего коллинеарную дифракцию в кристаллическом кварце α -SiO₂. Кристаллы кварца обладают высоким оптическим качеством и могут достигать размеров в десятки сантиметров. На длине волны $\lambda = 633$ нм частота коллинеарного взаимодействия f для кварца x -среза равна 82 МГц ($v = 5,75 \times 10^3$ м/с). Коэффициент затухания ультразвука $\alpha = 0,003$ см⁻¹. При $b = 3$ мм коэффициент β равен 0,08 см⁻¹. На рис. 9.2 показаны результаты расчета коэффициента пропускания фильтра $T = I_d/I_i$ на кварце в зависимости от длины области взаимодействия пучков при нескольких значениях коэффициента q . Зная акустооптическое качество кварца M , можно каждому значению q поставить в соответствие мощность акустической

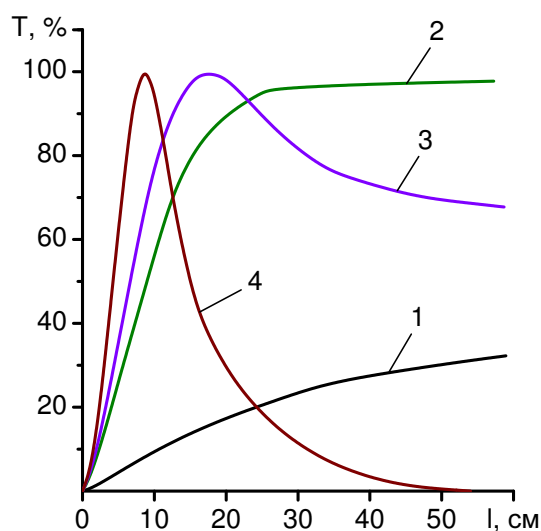


Рис. 9.2. Зависимость коэффициента пропускания фильтра на кварце от его длины при различной акустической мощности:

- 1 — $q = 0,1$; $P_a = 1$ Вт
- 2 — $q = 0,25$; $P_a = 6$ Вт
- 3 — $q = 0,35$; $P_a = 12$ Вт
- 4 — $q = 0,5$; $P_a = 24$ Вт

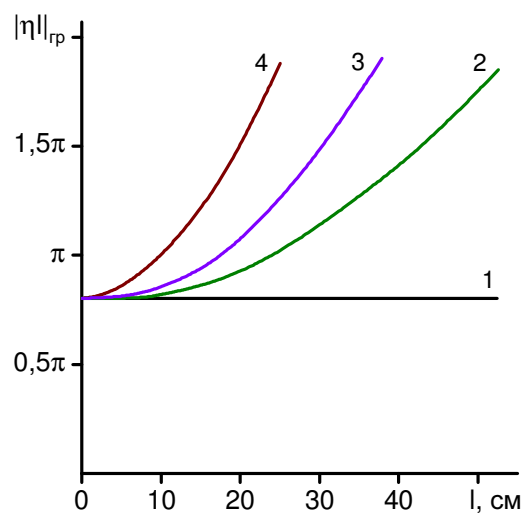


Рис. 9.3. Зависимость $|\eta l|_{гр}$ от l :
 1 — при отсутствии затухания;
 2 — $q = 0,25$; 3 — $q = 0,35$;
 4 — $q = 0,5$

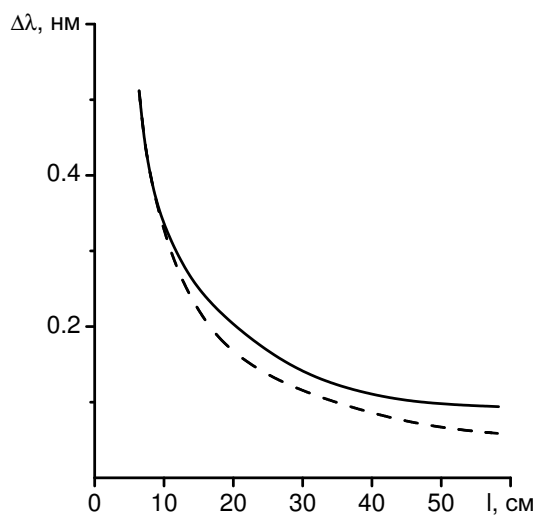


Рис. 9.4. Зависимость полосы кварцевого фильтра от длины взаимодействия.
 Пунктир — без учета затухания звука. Сплошная линия — расчет с учетом затухания звука

волны P_a . Из рис. 9.2 видно, что коэффициенты пропускания, близкие к единице, могут быть достигнуты только при $P_a \geq 6$ Вт. Для оценки полосы пропускания фильтра было рассчитано семейство кривых, описывающих зависимость $T(\eta l)$ для нескольких значений q и l . Расчеты показали, что по мере увеличения l возрастает и величина $|\eta l|_{ep}$, соответствующая полосе пропускания фильтра. При отсутствии затухания звука полоса пропускания соответствовала $|\eta l|_{ep} = 0,8\pi$ и не зависела от l .

На рис. 9.3 показаны пределы изменения произведения $|\eta l|_{ep}$ в зависимости от l для различных q . С помощью этого рисунка определяется значение $|\eta l|_{ep}$, а затем при заданном l с помощью соотношения (9.1.8) определяется полоса $\Delta\lambda$. Зависимость $\Delta\lambda$ от l приведена на рис. 9.4 для акустической мощности $P_a = 6$ Вт ($q = 0,25$). Для сравнения на том же рисунке пунктиром приведены результаты расчета полосы без учета затухания ультразвука и уменьшения плотности акустической мощности. Из рисунка следует, что использование в реальном устройстве длин взаимодействия свыше двадцати сантиметров не оправдано. При $l > 20$ см начинают сильно сказываться эффекты, связанные с уменьшением плотности мощности ультразвука, в результате чего полоса пропускания фильтра перестает зависеть от l . Из рис. 9.2 видно, что при $l > 20$ см не происходит и существенного увеличения коэффициента пропускания фильтра. Поэтому длина $l = 20$ см может считаться оптимальной для кварцевого коллинеарного фильтра. Предельно достижимая при этой длине полоса кварцевого акустооптического фильтра составляет 0,15–0,2 нм.

Аналогичные расчеты были проведены также для кристаллов CaMoO_4 и LiNbO_3 . Параметры фильтра на CaMoO_4 оказались близкими к параметрам фильтра на кварце. Что касается кристалла ниобата лития, то его двулучепреломление Δn на порядок выше, чем в кварце и молибдате кальция. Поэтому рабочие частоты ультразвука в коллинеарном фильтре на LiNbO_3 существенно выше, чем в кварце. Однако даже на акустических частотах в 10^9 Гц ниобат лития характеризуется относительно низким затуханием, так что предельные длины фильтра оказываются значительно большими, чем реальные размеры этого кристалла. Поэтому предельное разрешение в коллинеарном фильтре на LiNbO_3 определяется размером кристалла, его оптическим качеством и степенью коллимации света.

9.3 Результаты экспериментального исследования коллинеарного акустооптического фильтра на кварце

Схема экспериментальной установки [232] по исследованию коллинеарного акустооптического фильтра видимого диапазона на кристалле кварца приведена на рис. 9.5. Кристалл кварца имел $l_0 = 5,5$ см по оси x . На грань кристалла, перпендикулярную оси x , приваривался пьезоэлектрический преобразователь квадратного сечения 5×5 см из ниобата лития $y + 36^\circ$ среза [236]. Образуемый акустический пучок имел расходимость, близкую к расчетной и равную $\varphi_S = 1,7 \times 10^{-2}$. При управляющей мощности $P_a = 1,5$ Вт плотность

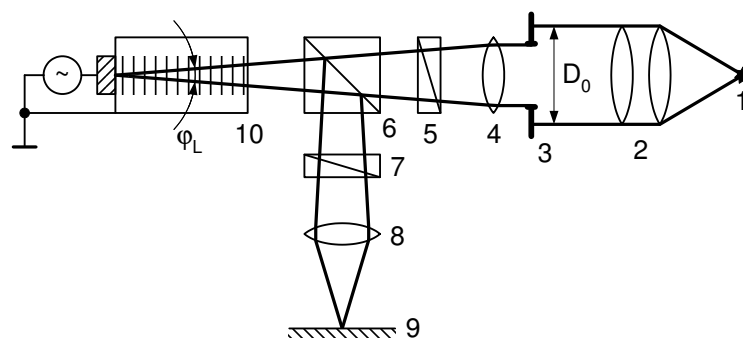


Рис. 9.5. Экспериментальная установка для исследования коллинеарного фильтра:

- 1 — источник света; 2 — коллиматор; 3 — ирисовая диафрагма;
4 — фокусирующая линза; 5 — поляроид; 6 — разделительная
призма — куб; 7 — анализатор; 8 — объектив; 9 — экран;
10 — исследуемый фильтр

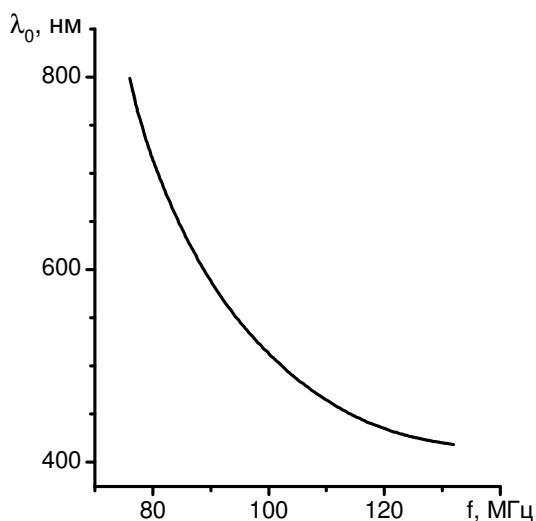


Рис. 9.6. Перестроечная кривая фильтра на кварце

акустической мощности достигала 1 Вт/см^2 . Коллинеарное взаимодействие линейно поляризованного света с продольной акустической волной происходило в диапазоне частот ультразвука от 80 до 130 МГц. Кривая перестройки фильтра по λ при изменении f приведена на [рис. 9.6](#).

Компонента света с ортогональной по отношению к падающему пучку поляризацией выделялась с помощью разделительной призмы и анализатора. Интенсивность дифрагированного света в режиме стоячей акустической волны достигала 10 процентов. В режиме бегущей волны, который реализовался при возбуждении ультразвука в виде цугов длительности $t < 2l_0/v$, интенсивность дифрагированного света I_d определялась длиной области взаимодействия пучков $l = vt$. Ее можно было варьировать от $l = 0$ до $l = 5,5 \text{ см}$. Использование в эксперименте дополнительной фокусирующей линзы и ирисовой диафрагмы давало возможность получить градуированное изменение расходимости падающего света φ_L . При изменении диаметра отверстия ирисовой

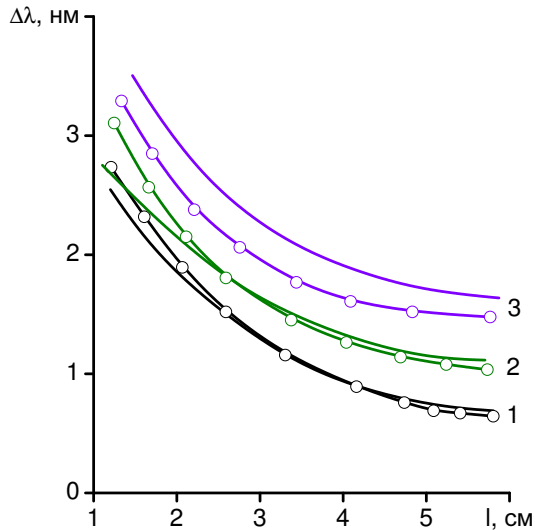


Рис. 9.7. Зависимость полосы пропускания от длины фильтра:
1 — $\varphi_L = 0,02$; 2 — $\varphi_L = 0,05$;
 $\varphi_L = 0,1$

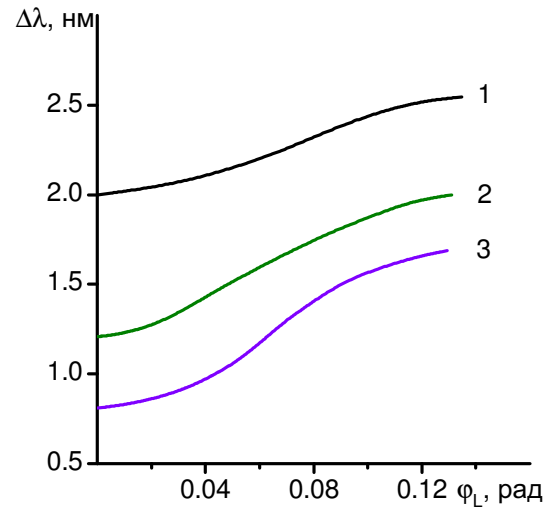


Рис. 9.8. Зависимость полосы фильтра от расходимости светового пучка:
1 — $l = 2,1$ см; 2 — $l = 3,2$ см;
3 — $l = 5,5$ см

диафрагмы от $D = 2$ мм до $D = 2$ см расходимость оптического пучка в кристалле менялась от 0,012 до 0,12 радиан. Полоса пропускания фильтра $\Delta\lambda$ оценивалась при $\lambda = 633$ нм по диапазону перестройки частоты ультразвука $\Delta\lambda = \lambda\Delta f/f$. На рис. 9.7 представлено семейство экспериментальных зависимостей $\Delta\lambda(l)$, полученное при различных расходимостях светового пучка. Из рисунка видно, что полоса пропускания фильтра убывает с ростом l . Кривая 1 на рис. 9.7 получена без использования диафрагмы и разводящей линзы. Расходимость φ_L в этом случае не превышала 10^{-3} – 10^{-4} , а расходимость акустического пучка $\varphi_S = 0,017$ превосходила расходимость света. Для остальных кривых $\varphi_L > \varphi_S$ и расходимость ультразвука не учитывалась. Сплошные кривые на рис. 9.7 рассчитаны по формуле (9.1.9). На рис. 9.8 представлены зависимости $\Delta\lambda$ от φ_L при трех длинах области взаимодействия l . С увеличением расходимости светового пучка происходит предсказанное теорией уширение полосы пропускания фильтра. При длине области взаимодействия $l = 5,5$ см экспериментально определенная полоса пропускания для $\lambda = 633$ нм и расходимости света $\varphi_L < 0,04$ оказалась равной $\Delta\lambda = 0,84$ нм при теоретическом значении $\Delta\lambda = 0,88$ нм. Если увеличить длительность акустического цуга в два раза или работать в режиме стоячей волны ультразвука, то полоса пропускания уменьшается до $\Delta\lambda = 0,42$ нм. Заметим, что в режиме стоячей акустической волны измерение $\Delta\lambda$ по величине Δf звука может привести к существенным ошибкам, связанным с акустическими резонансами в кристалле [250]. Кроме того, использование стоячей волны в фильтре ограничивает предельную эффективность устройства, так что $I_a/I_i \leq 50\%$.

9.4 Особенности акустооптической фильтрации при неколлинеарном анизотропном взаимодействии пучков

Для фильтрации света можно использовать и неколлинеарную геометрию взаимодействия пучков. Несмотря на некоторое уменьшение разрешения по сравнению с устройствами на коллинеарной дифракции, фильтры, работающие в режиме поперечного взаимодействия, могут иметь достаточно узкие полосы пропускания и при этом по остальным параметрам превосходить устройства с коллинеарным взаимодействием. Круг материалов, пригодных для использования в фильтрах, значительно расширяется, а конструкция устройств упрощается.

Возможность фильтрации света с использованием поперечной геометрии взаимодействия пучков была впервые отмечена в работах [242, 243]. Для фильтрации применялся кристалл парателлуриата, причем плоскость взаимодействия проходила через оптическую ось кристалла, а акустический пучок распространялся перпендикулярно оси z . Соответствующая этому случаю зависимость θ_i от f имеет вид

$$\sin \theta_i = \lambda f / v \Delta n. \quad (9.4.1)$$

Из соотношения (9.4.1) может быть определена длина волны света, удовлетворяющая при данном угле падения θ_i и частоте f условию Брэгга:

$$\lambda = \Delta n v \sin \theta_i / f. \quad (9.4.2)$$

Наличие расходимости света φ_L и звука φ_S приводит к тому, что на фиксированной частоте ультразвука при заданном θ_i дифракция наблюдается в интервале световых длин волн $\Delta\lambda$. Этот интервал определяется из выражения (9.4.2) в виде

$$\Delta\lambda = \frac{d}{d\theta_i} \left(\frac{\Delta n v \sin \theta_i}{f} \right) \Delta\theta_i = \frac{\Delta n v \cos \theta_i}{f} \Delta\theta_i, \quad (9.4.3)$$

где $\Delta\theta_i = \varphi_S$ или $\Delta\theta_i = \varphi_L$.

Из соотношения (9.4.3) следует, что полоса пропускания неколлинеарного фильтра растет линейно с увеличением расходимостей пучков и уменьшается с приближением к режиму коллинеарной дифракции. Кроме электрической перестройки неколлинеарный акустооптический фильтр допускает и механическую перестройку при фиксированной f и изменении угла падения света на фильтр. В этом отношении фильтрация с использованием поперечного взаимодействия пучков отличается от фильтрации на основе коллинеарной дифракции, когда механическая перестройка невозможна. Очевидно, что механическая перестройка уступает электрической в точности и быстродействии, но в некоторых случаях и она представляет определенный интерес, привлекая своей простотой.

Угол θ_d при поперечной геометрии взаимодействия пучков равен $\operatorname{tg} \theta_d = n_o^{-1} n_e \operatorname{tg} \theta_i$. Если, как обычно, $\Delta n \ll n_o$, то угол расхождения падающего и отклоненного света $\Delta\theta = \theta_i - \theta_d = (\Delta n / n) \sin 2\theta_i$. Таким образом, при фиксированном угле падения света θ_i угол дифракции θ_d и угол отклонения

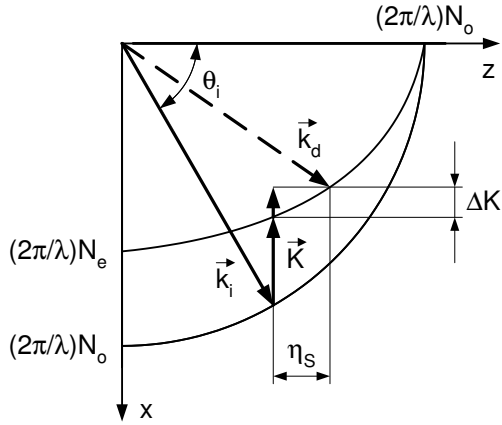


Рис. 9.9. Влияние расходимости звука на полосу неколлинеарного фильтра

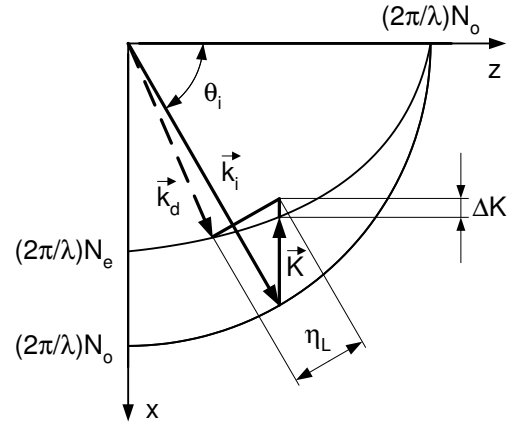


Рис. 9.10. Влияние расходимости света на полосу неколлинеарного фильтра

света $\Delta\theta$ зависят от акустической и оптической частоты и меняются при перестройке фильтра из-за дисперсии Δn . Это означает, что фильтр с поперечной геометрией взаимодействия характеризуется небольшим сканированием вышедшего света по отношению к падающему лучу. Оценки показывают, что для фильтра на кристалле ниобата лития уходы отклоненного луча при перестройке в видимом диапазоне достигают $0,2^\circ$ и возрастают с приближением к краю полосы пропускания материала.

9.5 Полоса пропускания фильтра на основе поперечного взаимодействия

Для того, чтобы оценить влияние расходимостей светового и звукового пучков на полосу пропускания акустооптического фильтра, рассмотрим сначала два предельных случая, когда расходимость одного из пучков значительно превосходит расходимость другого. Если $\varphi_S \gg \varphi_L$, то из векторного построения, показанного на рис. 9.9, имеем

$$\Delta K = 2\pi \Delta n \Delta \lambda \sin \theta_i / \lambda^2 \approx N_e \operatorname{ctg} \theta_i \eta_S / N_o, \quad (9.5.1)$$

где η_S — разница проекций волновых векторов света на ось z . Из соотношения (9.5.1) получаем полосу пропускания фильтра $\Delta \lambda_S$, обусловленную расходимостью ультразвука

$$\Delta \lambda_S = \frac{0,8 \Delta n v^2 \cos \theta_i}{l_0 f^2}, \quad (9.5.2)$$

где l_0 — длина акустического столба по оси z кристалла, т. е. апертура звукового пучка.

Векторное построение для случая, когда учитывается только расходимость светового пучка $\varphi_L \gg \varphi_S$, показано на рис. 9.10. Область взаимодействия света и ультразвука считается ограниченной в направлении оси x размером $a / \cos \theta_i$,

где a — апертура света. Условие уменьшения интенсивности дифракции в два раза соответствует значению $\eta_L a = 0,8\pi$. Из рис. 9.10 находим связь изменения длины волнового вектора ультразвука ΔK с η_L :

$$\Delta K = 2\pi \Delta n \sin \theta_i \Delta \lambda / \lambda^2 \approx \Delta n \eta_L N_o^{-1} \cos \theta_i. \quad (9.5.3)$$

Из (9.5.3) может быть определена полоса пропускания фильтра $\Delta \lambda_L$, связанная с расходимостью светового пучка:

$$\Delta \lambda_L = 0,8 \lambda^2 (N_o a)^{-1} \operatorname{ctg} \theta_i. \quad (9.5.4)$$

Если расходимости света и звука определяются только их апертурами, то $\varphi_S = v/lf_0 = \lambda(\Delta n l_0 \sin \theta_i)^{-1}$; $\varphi_L = \lambda/na$. В этом случае выражения для полос пропускания $\Delta \lambda_S$ и $\Delta \lambda_L$ можно привести к виду:

$$\Delta \lambda_S = 0,8 \lambda \varphi_S \operatorname{ctg} \theta_i = 0,8 \lambda f^{-1} (f_1^2 - f^2)^{1/2} \varphi_S; \quad (9.5.5)$$

$$\Delta \lambda_L = 0,8 \lambda \varphi_L \operatorname{ctg} \theta_i = 0,8 \lambda f^{-1} (f_1^2 - f^2)^{1/2} \varphi_L. \quad (9.5.6)$$

Таким образом, полоса пропускания акустооптического фильтра определяется расходимостями пучков и убывает при $\theta_i \rightarrow \pi/2$ или $f \rightarrow f_1$, где f_1 — частота коллинеарного взаимодействия.

Из соотношений (9.5.5), (9.5.6) видно, что разрешающая сила фильтра $R = \lambda/\Delta \lambda$ растет с увеличением апертуры пучков l_0 и a и частоты ультразвука f . Если расходимость ультразвука значительно превосходит расходимость света, то требования к степени коллимации светового пучка оказываются не столь жесткими, и допускается работа с расходящимися световыми пучками, например, несущими некоторое изображение. В то же время при $\varphi_S \gg \varphi_L$ длина l_0 не оптимальна, а акустическая мощность используется не полностью.

В оптимальном акустооптическом фильтре, как и в акустооптическом модуляторе (см. гл. 6), расходимости пучков должны быть примерно одинаковыми. В случае $\varphi_L = \varphi_S$ одинаковы и полосы пропускания фильтра $\Delta \lambda_L = \Delta \lambda_S$. При одновременном учете расстроек η_S и η_L эффективность дифрагированного света $I_d(\eta_S, \eta_L)$ превышает уровень 0,5 от максимума лишь тогда, когда $\eta_S l_0 = \eta_S a = 0,56\pi$.

Общая полоса пропускания $\Delta \lambda_{LS}$ при одновременном учете расходимостей для случая $\varphi_L = \varphi_S$ определяется из условия

$$\Delta \lambda_{LS} = \frac{1,12 \lambda^2 \cos \theta_i}{\Delta n l_0 \sin^2 \theta_i}. \quad (9.5.7)$$

Сравнение этого выражения с (9.5.2) и (9.5.4) показывает, что при $\varphi_L = \varphi_S$ пропускания устройства увеличивается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению со случаем $\varphi_L \gg \varphi_S$ или $\varphi_L \ll \varphi_S$. Если расходимость ультразвука задана, а расходимость светового пучка меняется, то полоса пропускания фильтра будет меняться, как это показано на рис. 9.11. Из (9.5.7) следует, что разрешение фильтра возрастает с увеличением θ_i . При $\theta_i \rightarrow \pi/2$ $\Delta \lambda_{LS} \rightarrow 0$. Это связано с тем, что (9.5.7) как и (9.5.2) и (9.5.4) были получены без учета конечности длины области

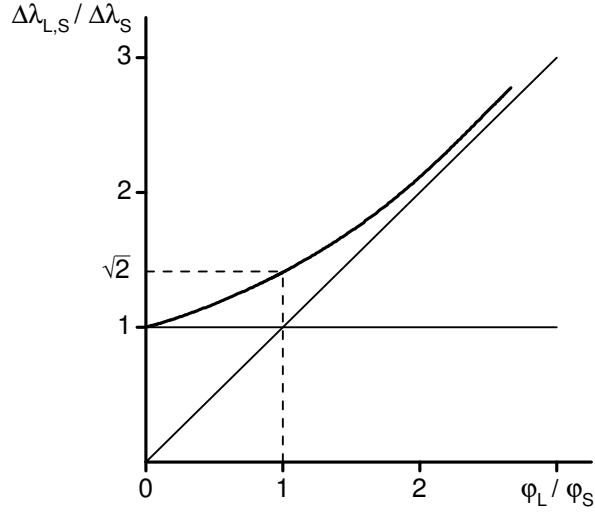


Рис. 9.11. Зависимость полосы фильтра от отношения расходимостей светового и акустического пучков

взаимодействия света и ультразвука. Учет конечной длины области взаимодействия проводится так же, как это было сделано в § 9.1. Он приводит к появлению конечной полосы пропускания $\Delta\lambda_p \approx \lambda_0^2 / l \Delta n \sin \theta_i$, где l — длина области взаимодействия пучков вдоль оси x . Таким образом, при взаимодействии, далеком от коллинеарного, когда $\sin \theta_i < a/l_0$, полоса пропускания акустооптического фильтра будет, в основном, определяться расходимостями пучков. Если же θ_i велико, то полоса пропускания определяется длиной фильтра. При коллинеарном и близком к коллинеарному взаимодействию полоса пропускания в линейном приближении не зависит от расходимостей пучков.

9.6 Неколлинеарные акустооптические фильтры с широкой угловой апертурой

На основе неколлинеарного акустооптического взаимодействия света и ультразвука в анизотропных средах могут быть созданы фильтры, с помощью которых возможна фильтрация оптических изображений [228, 229]. Очевидно, что подобный фильтр должен обеспечивать работу со световыми пучками, имеющими широкую угловую апертуру φ_L . С точки зрения акустооптического взаимодействия это соответствует режимам дифракции, при которых эффективность дифрагированного света мало чувствительна к изменениям угла падения света θ_i .

Условие брэгговского синхронизма $\vec{k}_i \pm \vec{K} = \vec{k}_d$ при изменении \vec{k}_i принимает вид:

$$\vec{k}_i + \delta\vec{k}_i \pm \vec{K} = \vec{k}_d + \delta\vec{k}_d, \quad (9.6.1)$$

где $\delta\vec{k}_i$ и $\delta\vec{k}_d$ — изменения векторов падения и дифракции. Из соотношения (9.6.1) следует векторное равенство:

$$\delta\vec{k}_i = \delta\vec{k}_d, \quad (9.6.2)$$

выполнение которого обеспечивает малую чувствительность фильтра к углу падения света. Из условия (9.6.2) получаем

$$\frac{\partial f}{\partial \theta_i} = \frac{\partial f}{\partial \theta_d} = 0. \quad (9.6.3)$$

Векторы $\delta \vec{k}_i$ и $\delta \vec{k}_d$ лежат в плоскостях, касательных к поверхностям волновых нормалей, проведенным через концы векторов \vec{k}_i и \vec{k}_d (рис. 9.12). Равенство (9.6.2) требует параллельности этих плоскостей. Поэтому направления \vec{k}_i , \vec{k}_d и \vec{K} должны выбираться так, чтобы лучевые векторы падающего и дифрагированного света (ортогональные к касательным плоскостям на рис. 9.12) были параллельны. При коллинеарной дифракции в одноосном кристалле эти условия выполняются только при распространении света перпендикулярно оптической оси. Именно такой случай рассмотрен в § 9.1.

Как видно из рис. 9.12, описанное выше широкоапертурное взаимодействие осуществляется в том случае, если угол α между фронтом ультразвуковой волны и оптической осью не слишком велик. На рис. 9.13 изображено семейство зависимостей θ_i от f для различных α . Из рисунка видно, что при $\alpha < \alpha_{onm}$ на каждой кривой имеются две точки, для которых $df/d\theta_i = 0$. Эти точки и соответствуют параллельности $\delta \vec{k}_i$ и $\delta \vec{k}_d$. При $\alpha > \alpha_{onm}$ производная $df/d\theta_i$ в нуль не обращается. Зависимость углов падения θ_i , при которых $df/d\theta_i = 0$, от α для кристалла парателлурита приведена на рис. 9.14. Наиболее интересной с точки зрения использования в широкоапертурном фильтре является точка, где $\alpha = \alpha_{onm}$, $\theta_i = \theta_{ionm}$. В этой точке одновременно $df/d\theta_i = 0$ и $d^2f/d\theta_i^2 = 0$.

Полоса пропускания такого фильтра будет зависеть от расходимости падающего света как φ_L^3 . Используя эту геометрию взаимодействия, можно создавать акустооптические фильтры с угловой апертурой в десятки градусов [243, 245, 248, 249]. В то же время рассмотренная выше „оптимальная“ геометрия взаимодействия может оказаться менее эффективной по сравнению с исследованной в § 9.4 и § 9.5, если принимать во внимание интенсивность дифрагированного света. Например, в парателлурите при $\alpha = \alpha_{onm}$ и $\theta_i = \theta_{ionm}$ акустооптическое качество кристалла оказывается на порядок ниже, чем в „неоптимальном“ случае распространения ультразвука по направлению [110], когда $\alpha = 0$.

Величины углов θ_{onm} и α_{onm} слабо зависят от двулучепреломления материала $\Delta n = N_e - N_o$ и для большинства кристаллов приблизительно равны $\alpha_{onm} \approx 20^\circ$, $\theta_{onm} \approx 35^\circ$. В предположении $\Delta n/n \ll 1$ рассчитывается зависимость длины волны света λ , пропускаемого фильтром, от акустической частоты [228]

$$\lambda \approx (n_i v / f) \sin \theta_i - \sqrt{N_o^2 - n_i^2 \cos^2 \theta_i} v / f, \quad (9.6.4)$$

где $n_i = N_o N_e [N_e^2 \cos^2(\theta_i + \alpha) + N_o^2 \sin^2(\theta_i + \alpha)]^{-1/2}$. Из полученного соотношения видно, что при $\theta_i = \pi/2$ и $\alpha = 0$ (9.6.4) переходит в условие (9.1.1) для коллинеарной дифракции. Полоса пропускания широкоапертурного фильтра равна

$$\Delta \lambda \approx 0,8 \lambda^2 / l \left[\Delta n - \lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right] \sin^2(\theta_i + \alpha). \quad (9.6.5)$$

Угловые апертуры оптического луча в кристалле для широкоапертурного

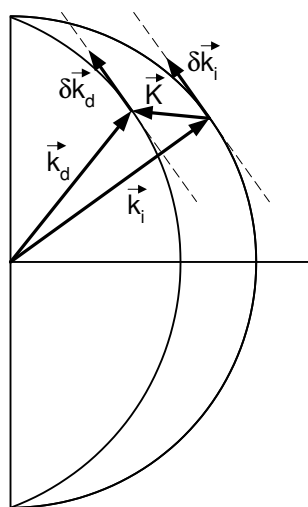


Рис. 9.12. Векторная диаграмма для широкоапертурного фильтра

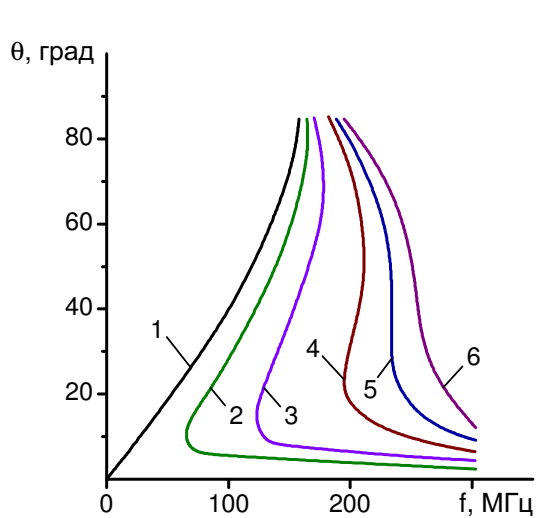


Рис. 9.13. Зависимости $\theta_i(f)$ для парателлурита:
 1 — $\alpha = 0$; 2 — $\alpha = 5^\circ$;
 3 — $\alpha = 10^\circ$; 4 — $\alpha = 15^\circ$;
 5 — $\alpha = \alpha_{opt} = 18^\circ$; 6 — $\alpha = 20^\circ$

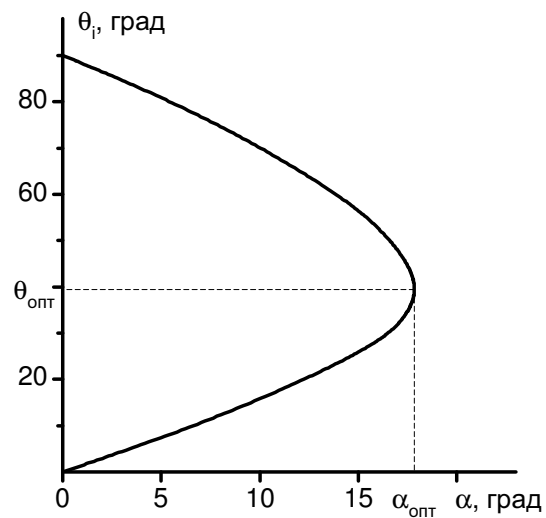


Рис. 9.14. Зависимость угла падения от α для широкоапертурного фильтра на кристалле парателлурита

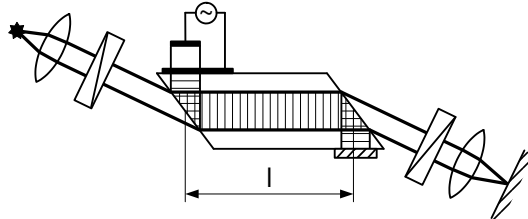


Рис. 9.15. Схема коллинеарного фильтра на кристалле CaMoO_4

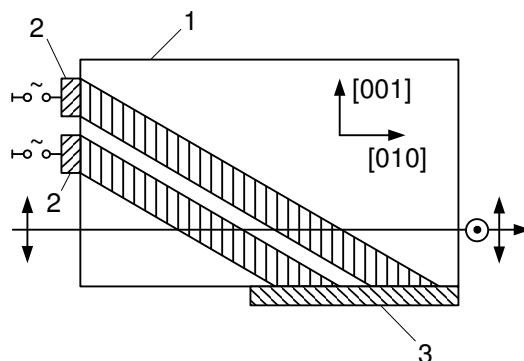


Рис. 9.16. Коллинеарный фильтр на кристалле кварца со сном

фильтра с точностью до коэффициента равны

$$\varphi_L \propto \sqrt{\lambda / \Delta n l |F_{1,2}|}, \quad (9.6.6)$$

где $F_1 = 2 \cos^2(\theta_i + \alpha) - \sin^2(\theta_i + \alpha)$ для расходимости φ_L света в плоскости сканирования и $F_2 = 2 \cos^2(\theta_i + \alpha) + \sin^2(\theta_i + \alpha)$ — в перпендикулярной плоскости. Используя соотношение (9.6.6), можно оценить величину внешнего телесного угла оптического пучка на входе широкоапертурного фильтра $\Delta\Omega$

$$\Delta\Omega \approx \pi n^2 \lambda / \Delta n l \sqrt{|F_1 F_2|}. \quad (9.6.7)$$

9.7 Практические схемы акустооптических фильтров

Как было отмечено в § 9.1, наиболее узкими полосами пропускания характеризуются коллинеарные устройства. В первом коллинеарном фильтре использовалось взаимодействие в кристалле ниобата лития [230]. Конструкция фильтра подобна изображенной на рис. 9.5. Фильтр работал в режиме стоячей акустической волны. Основные параметры этого и других типов фильтров приведены в таблице 9.1. На рис. 9.15 изображена схема коллинеарного фильтра на кристалле CaMoO_4 [231]. Дифракция света происходит на сдвиговой акустической волне. Для возбуждения сдвиговых волн в кристалле был использован пьезоэлектрический преобразователь для продольных волн, а поперечная акустическая мода рождалась в кристалле при отражении продольной волны ультразвука от входной грани фильтра [232]. Дифрагированный и исходный световые пучки распространяются в кристалле CaMoO_4 коллинеарно, однако на выходе из образца они оказываются пространственно разделенными на угол $\Delta\theta = 0,8^\circ$. С помощью фильтра на кристалле CaMoO_4 была осуществлена перестройка частоты лазера на органических красителях [232]. В работе [234] описан коллинеарный фильтр на кристалле кварца с использованием явления сноса акустической волны (рис. 9.16). Для увеличения ширины спектрального диапазона перестройки фильтра использованы два преобразователя, имеющие собственные

Таблица 9.1: Основные параметры перестраиваемых фильтров

Материал	l , см	$\Delta\lambda$, нм при $\lambda = 633$ нм	T , %	P_{Σ} , Вт	Угловая апертура, град	Диапазон перестройки, нм	f , МГц	Время перестройки, мкс	Источник	Примечание
LiNbO ₃	5	0,2	30	0,5	1,5	550–700	1050–750	12,5	[230]	Коллин. фильтр, стоячая волна
LiNbO ₃	—	0,36	10	1	—	500–3390	1300–200	—	[235]	Коллин. фильтр, стоячая волна
LiNbO ₃	3	4	20	10	0,1	420–700	260–125	—	[246]	Неколлин. фильтр, стоячая волна
CaMoO ₄	3,5	0,8	95	2,7	9,5	510–670	68–40	12	[231]	Коллин. фильтр, бегущая волна
α -SiO ₂	3	0,8 ($\lambda = 510$)	—	—	10	250–630	175–54	6	[234]	Коллин. фильтр, бегущая волна
α -SiO ₂	5	0,42	10	1,5	2,5	400–760	130–70	10	[236]	Коллин. фильтр, стоячая волна
α -SiO ₂	18	0,22	10	1	—	380–710	144–72	36	[239]	Коллин. фильтр, стоячая волна
α -SiO ₂	—	2,1 ($\lambda = 250$)	—	—	10	140–250	130–40	—	[248]	Неколлин. фильтр, бегущая волна
TeO ₂	0,4	4,0	95	0,12	14	450–700	180–100	> 1	[228]	Неколлин. фильтр, бегущая волна
TeO ₂	1	2,5	90	0,2	0,1	420–750	85–40	—	[242]	Неколлин. фильтр, бегущая волна
Tl ₃ AsSe ₃	0,25	300 ($\lambda = 10^4$)	90	24	—	9,3–10,8 мкм	18–15	—	[247]	Неколлин. фильтр, бегущая волна

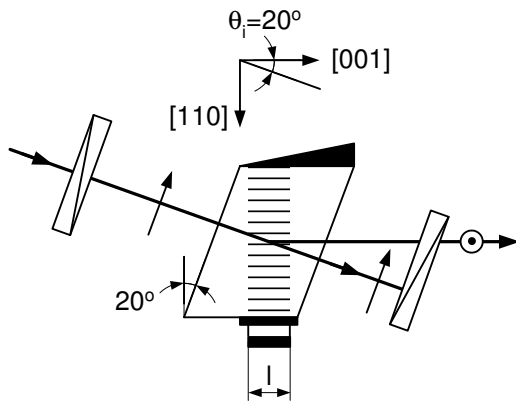


Рис. 9.17. Неколлинеарный фильтр на парателлурите

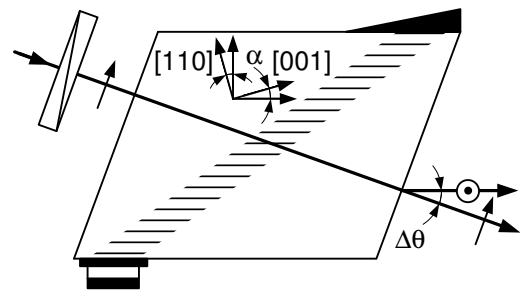


Рис. 9.18. Широкоапертурный фильтр на парателлурите

частоты 75 и 145 МГц. Основным недостатком этого фильтра является низкая эффективность дифракции, связанная с малой длиной взаимодействия $l = 3$ см. Кроме того, все акустооптические фильтры на кварце характеризуются большими величинами управляющей электрической мощности из-за малого акустооптического качества материала M . Основные типы конструкций коллинеарных акустооптических фильтров приведены в обзорах [227–229].

Среди акустооптических фильтров, выполненных по неколлинеарной схеме, следует отметить устройство на кристалле парателлурита [242, 243]. Благодаря высокому акустооптическому качеству кристалла TeO_2 эффективность фильтра превышает 90% при короткой длине области взаимодействия света и ультразвука $l = 1$ см и управляющей мощности менее 1 Вт (рис. 9.17). Угол падения света $\theta_i = 20^\circ$. Полоса пропускания света в видимом диапазоне $\Delta\lambda = 0,8\text{--}2,5$ нм. Направление распространения ультразвука, который возбуждается секционированным преобразователем, совпадает с направлением [110] в кристалле.

Схема неколлинеарного акустооптического фильтра на кристалле парателлурита, имеющего широкую угловую апертуру, показана на рис. 9.18. Угол между волновым вектором ультразвука \vec{K} и направлением [110] составлял $\alpha = 9,7^\circ$. Угол падения был равен $\theta_i \approx 20^\circ$. Групповые скорости падающего и дифрагированного света в кристалле TeO_2 коллинеарны, однако на выходе из кристалла лучи разделяются. Угол пространственного разделения $\Delta\theta = 6^\circ$, и это говорит о возможности работы без выходного поляроида. При электрической мощности 0,3 Вт коэффициент пропускания фильтра достигал 95%. Полоса пропускания $\Delta\lambda = 40$ нм при $\lambda = 633$ нм, а угловая апертура фильтра составляла $\varphi_L = 14^\circ$, что обеспечивало фильтрацию изображений в диапазоне длин волн света $\lambda = 450\text{--}750$ нм с разрешением 144 линии на миллиметр по горизонтали и 72 линии — по вертикали. Контраст изображения достигал величины 2000 : 1.

Акустооптические фильтры обеспечивают фильтрацию оптического излучения в ИК и УФ диапазонах. В работе [247] сообщается о создании широкоапертурного неколлинеарного фильтра на длине волны $\lambda = 9,3\text{--}10,8$ мкм, а в работах [240, 241] — коллинеарного прибора с $\lambda = 3,39$ мкм и $\lambda = 5,3$ мкм на кристаллах Tl_3AsSe_3 . Полоса пропускания устройства на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм составляла $\Delta\lambda = 0,3$ мкм. В ультрафиолетовом диапазоне перспективно приме-

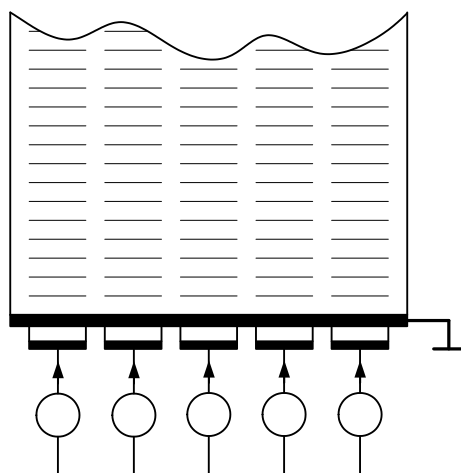


Рис. 9.19. Схема возбуждения ультразвука в фильтре с управляемой полосой пропускания

нение кристаллов кварца [248]. В широкоапертурном неколлинеарном фильтре на кварце достигнуты полосы пропускания $\Delta\lambda = 2,1$ нм при $\lambda = 250$ нм.

В заключение необходимо упомянуть конструкцию неколлинеарного фильтра, в котором акустический пучок возбуждается несколькими пьезоэлектрическими преобразователями, как показано на рис. 9.19. На каждый из преобразователей подводится управляющий сигнал определенной мощности и с фазовым сдвигом по отношению к соседним преобразователям. Подбирая соответствующим образом величины фазовых задержек и управляя мощностью электрического сигнала, можно изменять форму кривой пропускания фильтра. Это также позволяет дополнительно снизить интенсивность дифрагированного света вне полосы пропускания фильтра в несколько раз [250]. Формой кривой пропускания можно управлять и при подаче на преобразователь сложного электрического сигнала, содержащего набор частот. Быстрая электронная перестройка фильтров в широком интервале длин волн света, высокое спектральное разрешение, управление шириной полосы пропускания и формой кривой пропускания открывает такие возможности перед оптоэлектроникой, которые не могут быть достигнуты с использованием традиционных спектральных приборов.