

ЭЛЕКТРОННО-ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ДИСПЕРСИОННЫЙ СЕЛЕКТОР СПЕКТРА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И. Кравченко, Ю.Н. Пархоменко,
А.С. Скурлатова

Один из наиболее эффективных методов электронной перестройки длины волны лазерного излучения основан на отклонении светового пучка в плоскости дисперсии резонатора, обладающего угловой дисперсией [1]. Для этих целей чаще всего используется сочетание дифракционной решетки с дефлектором на кристалле парателлурита, который является одним из лучших материалов акустооптики. Еще одна отличительная черта TeO_2 – исключительно высокая дисперсия в синей области спектра при относительно небольшом увеличении поглощения в материале [2]. Оценки показывают, что в области 430 нм угловая дисперсия призмы из парателлурита с углом при вершине 45° сравнима с угловой дисперсией решетки с пространственной частотой 5000 мм^{-1} . Это делает актуальным анализ свойств акустооптических элементов из FeO_2 с учетом дисперсии материала.

В настоящем сообщении предложен и рассмотрен новый тип селектора спектра лазерного излучения – акустооптический фильтр, селективность которого определяется не звуковой решеткой и длиной акустооптического взаимодействия, как в традиционных фильтрах [3], а угловой дисперсией входной и выходной граней кристалла. Звуковая решетка (решетка фотоупругости) служит для электронного управления длиной волны пропускания фильтра в заданном направлении. Найдены геометрия акустооптического взаимодействия и кристалла, обеспечивающие оптимальные параметры селекции.

Прежде всего определим спектральный диапазон работы фильтра и его селективность. Как известно, дефлекторы на кристаллах TeO_2 работают в режиме аномальной дифракции (взаимодействие в окрестности экстремума брэгговского угла падения) при фиксированном угле падения света на звуковую решетку. Особенностью исследуемого селектора (см. рис. 1, а) является изменение акустооптического взаимодействия в процессе перестройки. Это связано с тем, что при фиксированных входном θ и выходном δ углах в зависимости от длины волны $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ одновременно изменяются внутренние углы падения ($\varphi = \varphi_0 + D_\varphi \Delta\lambda$) и дифракции ($\alpha = \alpha_0 + D_\alpha \Delta\lambda$) оптического пучка на звуковой волне, где φ_0 , α_0 , D_φ , D_α – значения этих углов и угловых дисперсий граней для $\lambda = \lambda_0$.

Коэффициент пропускания фильтра определяется относительной интенсивностью дифрагированного света $\eta(\lambda)$, которая равна [4]:

$$\eta(\lambda) = \sin \left[F(\lambda) \arcsin \sqrt{\eta_{max}} \right], \quad (1)$$

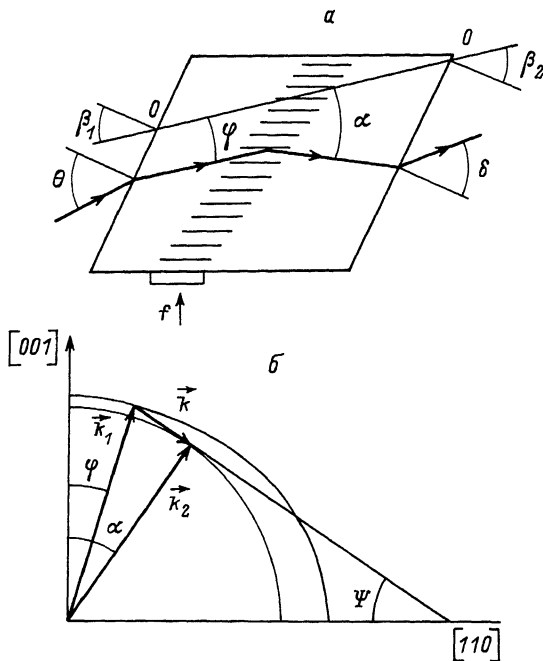


Рис. 1. а - схема селектора (ОО - оптическая ось кристалла, θ $\delta = \text{const}$), б - диаграмма акустооптического взаимодействия.

где η_{\max} - максимальное значение дифракционной эффективности в пределах полосы, а $F(\lambda)$ - функция, определяющая диаграмму направленности звуковой волны в плоскости падения оптического пучка. Обычно используют функцию вида $F(\lambda) = \frac{\sin(\pi l \Delta \psi f / V)}{\pi l \Delta \psi f / V}$,

которая определяется длиной l пьезопреобразователя, скоростью V и частотой f звука, а также отклонением $\Delta \psi = \psi - \psi_0$ от угла между осью $[110]$ кристалла и средним волновым вектором звука. В отличие от обычного дефлектора, в рассматриваемом случае величины f , λ и $\Delta \psi$ не являются независимыми. Связь между ними можно найти из условия замкнутости треугольника волновых векторов (рис. 1, б): она выражается в соответствии каждому значению длины волны настройки фильтра частоты

$$f \approx \frac{V n_0}{\lambda_0 + \Delta \lambda} [\alpha_0 - \psi_0 + (D_\alpha - D_\psi) \Delta \lambda] \quad (2)$$

и направления $\Delta \psi$ составляющей звука, с которой происходит взаимодействие.

Для вычисления амплитудно-частотной характеристики нужно использовать выражение (1), дополненное условием (2) и соотношением между $\Delta \psi$, α , ψ , которое легко получить из геометрии

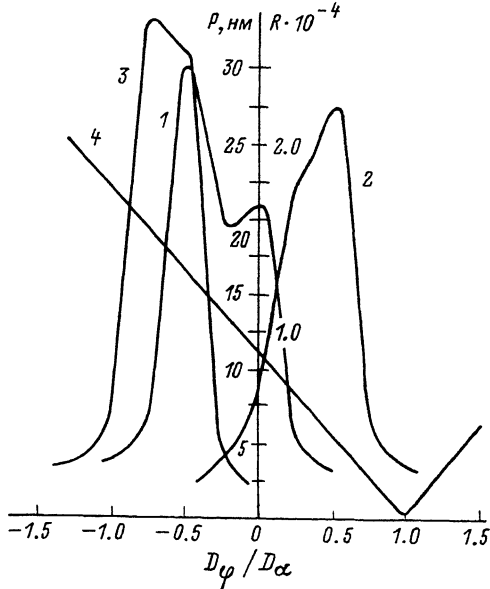


Рис. 2. Зависимость диапазона P и разрешающей способности R от угловой дисперсии передней грани $D\varphi$ при $D\alpha = 3.4$ угл.мин/нм: 1 - $\varphi_0 = 4.1^\circ$, выше точки экстремума; 2 - $\varphi_0 = 4.1^\circ$, ниже точки экстремума; 3 - $\varphi_0 = 3.5^\circ$, выше точки экстремума.

ческих соображений (см. рис. 1, б). Диапазон P эффективной работы фильтра определяется шириной характеристики на уровне $0.5 \eta_{max}$.

Количественной мерой селективности фильтра может служить разрешающая способность R системы дисперсионных элементов, включающей в себя входную и выходную грани кристалла, а также звуковую решетку. Отметим, что составляющую, связанную с угловой дисперсией звуковой решетки, в сине-зеленой области спектра можно не учитывать. Так как для достижения максимальной селективности желательно использовать дисперсию обеих граней, было изучено влияние на P и R знака и величин $D\varphi$ и $D\alpha$, которые регулировались изменением углов наклона граней β_1 и β_2 (см. рис. 1, а) и начальных углов φ_0 , α_0 . Из полученных при этом закономерностей следует ряд выводов об оптимальных значениях параметров исследуемого селектора. Отметим среди них главные.

Максимальный диапазон работы фильтра-селектора реализуется не в режиме аномальной дифракции, а в некотором переходном режиме от аномальной к обычной дифракции; при этом выигрыш в полосе перестройки может достигать 50%. Отметим, что такой режим предполагает возможность работы как выше, так и ниже точки экстремума угла Брэгга.

Следующий вывод иллюстрируется приведенными на рис. 2 зависимостями ρ и R от величины угловой дисперсии $D\varphi$ при $D\alpha = \text{const}$ и различных фиксированных значениях начального угла φ_0 . Анализ показывает, что высокая селективность, естественно, обеспечивается при различных знаках $D\varphi$ и $D\alpha$, а условия реализации максимального диапазона работы существенно зависят от геометрии акустооптического взаимодействия. Только при работе выше точки экстремума оба эти параметра могут быть достаточно высокими (для рассмотренного нами случая селективность в окрестности максимально возможного ρ различалась в 3 раза (см. рис. 2)).

Остановимся на физическом объяснении такой зависимости. Как известно, дифракция эффективна, когда треугольник Брэгга замыкается составляющими звука, расположенными вблизи максимума диаграммы направленности, т.е. при минимальных $\Delta\psi$. Изменение внутренних углов φ и α при перестройке может приводить либо к нарушению, либо к частичной компенсации этого условия. Так, при работе ниже точки экстремума компенсация (значит, и расширение диапазона) происходит при смещении волновых векторов падения \vec{k}_1 и дифракции \vec{k}_2 в одном направлении (одинаковых знаках $D\varphi, D\alpha$), а при работе выше точки экстремума — в противоположных (разных знаках $D\varphi, D\alpha$), что согласуется с приведенным выше выводом.

Отметим, что закон изменения $\Delta\psi$ — параболический, а изменения φ и α — практически линейные, вследствие чего полная компенсация невозможна. С несоответствием этих законов связано и появление двух экстремумов в функции ρ (см. кривая 1 на рис. 2). Наиболее оптимальные характеристики селектора могут быть достигнуты при приближении к изотропной дифракции (выравнивании этих законов) (см. кривые 3, 4 рис. 2). Однако практическая реализация такого режима затруднена возрастанием потерь звуковой волны при увеличении ее частоты.

В заключение приведем расчетные характеристики простого фильтра, селективность которого определяется дисперсией только выходной грани (передняя грань срезана так, что падающий пучок составляет в ней 90°). Такая конструкция позволяет использовать частоты возбуждающих звуковых волн $f < 100$ МГц. При работе в области $\lambda_0 = 440$ нм ($\theta = 0, \beta_2 = 22.8^\circ, \beta_1 = 4.2^\circ, \delta = 66.5^\circ = \text{const}, f_0 = 70$ МГц) полоса пропускания фильтра не превышает $\delta\lambda = 0.03$ нм, а диапазон работы $\rho = 60$ нм. Использование подобных элементов в сине-зеленой области спектра позволит существенно повысить КПД и упростить конструкцию электронно-управляемых лазеров.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кравченко В.И., Москалев В.М., Обозненко Ю.Л., Смирнов Е.Г., Таранов В.В. — Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, в. 3, с. 174–178.

- [2] Акустические кристаллы. Под ред. М.П. Шаскольской, М.: Наука, 1982.
- [3] Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики, М.: Радио и связь, 1985.
- [4] Богданов С.В., Большева Т.А. - Автометрия, 1985, № 5, с. 34-41.

Институт физики
АН УССР,
Киев

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МЯГКИХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В ОГРАНИЧЕННЫХ МАГНЕТИКАХ

С.В. Тарасенко

Известно, что в целом классе магнитных кристаллов (таких как $\alpha - Fe_2O_3$, $MnCO_3$, $FeBO_3$ и т.д.) возможно существование (вне условий магнитоакустического резонанса (МАР)) сильного линейного магнотон-фононного взаимодействия [1]. Это приводит прежде всего к появлению длинноволновых квазиупругих колебаний не с линейным, а квадратичным законом дисперсии $\omega(k)$ и сильной зависимостью фазовой скорости от внешних параметров (поля, давления, температуры). Они носят название мягких магнитоакустических волн, и использование их открывает широкие возможности для создания различного рода устройств СВЧ электроники. Однако большинство работ в данной области посвящено изучению магнитоакустических явлений при $k \ll k_{mph}$ (где волновой вектор k_{mph} определяется из условий МАР) [1]. Те же работы, в которых исследовалась область $k \gg k_{mph}$, ограничены или анализом отдельных конкретных направлений k в бесконечном кристалле (см. [2]), или изучением условий возбуждения стоячих магнитоупругих волн в ферромагнитных пленках [3].

В предлагаемом сообщении проанализированы особенности распространения объемных магнитоупругих волн (МУВ) в условиях сильного линейного магнотон-фононного взаимодействия на примере пластин ферро- (антиферро) магнетиков с легкоплоскостной анизотропией (ЛП ФМ, ЛП АФМ) (легкая плоскость XY).

С помощью стандартного гамильтониана для спин-системы ЛП ФМ (АФМ) [1], полагая магнитоупругие и упругие свойства кристалла изотропными, можно показать, что при $k \gg k_{mph}$ закон дисперсии квазиспиновых колебаний $\Omega_e(k)$ имеет вид

$$\Omega_e^2 \approx \omega_{ny}^2 \frac{k_x^2 k_y^2}{k_i^2 (k_x^2 + k_y^2)} + \omega_{ny}^2 \frac{k_x^2}{k_i^2} + \omega_H^2 + c^2 k_i^2; \quad k_i^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad (1)$$