

05; 07

© 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

А. А. Бережной, Е. Н. Плазотник

Рассмотрены результаты исследования проявления особенностей индуцированной оптической анизотропии при многоканальной модуляции света в кристаллах ниобата лития z -среза. Выполненные исследования позволяют выявить роль расходимости светового пучка на электрооптические характеристики модулятора.

В настоящее время большое внимание уделяется оптическим методам обработки информации. Основное преимущество этих методов состоит в возможности параллельной (одновременной) обработки большого числа электрических сигналов путем реализации двумерного преобразования Фурье в реальном масштабе времени. Однако, несмотря на потенциальную возможность такой обработки, основным препятствием на пути ее реализации является отсутствие многоканальных модуляторов света, осуществляющих ввод электрических сигналов в оптические системы обработки, отличающиеся как надежностью своих параметров, так и большим числом каналов. Создание таких модуляторов наталкивается на ряд принципиальных трудностей, среди которых основными являются отсутствие электрооптических (ЭО) материалов, обеспечивающих приемлемые величины управляющих сигналов в широкой полосе частот модуляции. Из всей совокупности существующих кристаллов этим условиям удовлетворяют только кристаллы ниобата лития.

В настоящей работе излагаются результаты исследования проявления особенностей индуцированной оптической анизотропии при многоканальной модуляции света в кристаллах ниобата лития. Несмотря на то что вопросами многоканальной модуляции оптического излучения на основе кристаллов ниобата лития занималось большое число исследователей, в результате чего были разработаны многоканальные модуляторы, до настоящего времени не изучены вопросы взаимосвязи анизотропии ЭО эффекта с реальными характеристиками модулируемого светового пучка [1-4].

Решающим фактором при использовании кристаллов ниобата лития является существенное влияние расходимости светового пучка на параметры светового поля, модулированного многоканальным модулятором. Реальное использование модуляторов возможно только при небольших управляющих напряжениях. Однако для того чтобы уменьшить эти напряжения до приемлемых величин, необходимо использовать геометрический фактор поперечного ЭО эффекта, т. е. увеличивать длину кристалла вдоль направления распространения света l и уменьшать вдоль приложения поля d . Наиболее полно и систематически роль геометрического фактора при пространственной модуляции представлена в [1], где приведены результаты численных расчетов по оптимизации геометрических размеров ЭО элементов модуляторов с учетом характера распределения поля в их объеме.

При больших отношениях l/d встают дополнительные проблемы ввода оптического излучения в модулятор с достаточно высокой степенью параллельности. Необходимо отметить, что задача, связанная с решением влияния рас-

ходимости светового пучка на ЭО параметры, не решена даже для одноканальных модуляторов. При многоканальной модуляции проблема усугубляется неоднородностью электрического поля в объеме кристалла вне активной зоны отдельного канала модулятора.

Ниобат лития является оптически одноосным кристаллом. При этом одно из его преимуществ — существование поперечного ЭО эффекта вдоль оптической оси, т. е. вдоль изотропного направления [5]. Именно этот эффект и будет рассмотрен при исследовании роли оптической анизотропии кристалла в пространственной модуляции. Исходя из данных работы [6], величину оптической анизотропии для кристаллов ниобата лития при поперечном ЭО эффекте, когда вектор электрического поля E лежит в плоскости (X, Y) , а волновой вектор све-

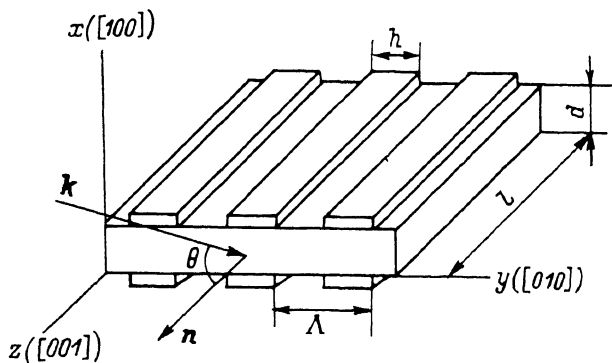


Рис. 1. Схема электрооптического элемента в многоканальном модуляторе на ниобате лития. k — волновой вектор светового поля; n — орт нормали к плоскости кристалла (001) , совпадающий с направлением оптической оси кристалла; h — ширина электрода; Λ — период структуры электродов; d — толщина образца кристалла; l — длина кристалла вдоль направления распространения света; θ — угол падения световой волны относительно оптической оси.

тового поля k ориентирован произвольно, можно представить в виде следующих аналитических выражений:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \varphi = \frac{1}{2} \arctg A/B, \quad (1)$$

где Δn — суммарное двупреломление, вызванное естественной анизотропией и внешним электрическим полем; φ — угол, определяющий ориентацию собственных векторов поляризации; n_0, n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления,

$$A = -2r_{22} \cos \theta (E_1 \cos 2\psi - E_2 \sin 2\psi) + 2r_{51} \sin \theta (E_1 \cos \psi + E_2 \sin \psi),$$

$$B = \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \sin^2 \theta - (r_{33} - r_{13}) E_3 \sin^2 \theta -$$

$$- r_{22} (E_1 \sin 2\psi + E_2 \cos 2\psi) (1 + \cos^2 \theta) - r_{51} \sin 2\theta (E_2 \cos \psi - E_1 \sin \psi),$$

ψ, θ — углы Эйлера, задающие ориентацию волнового вектора в плоскости фронта световой волны; $r_{22}, r_{15}, r_{33}, r_{13}$ — электрооптические коэффициенты.

Анализ этих выражений показывает, что для ниобата лития расходимость светового пучка, задаваемая углом θ , а также неоднородность компонент электрического поля E_1, E_2, E_3 соответственно на оси координат x, y, z оказывают решающее влияние не только на величину двупреломления, но, что весьма важно, на ориентацию собственных векторов поляризации.

При рассмотрении изотропного среза кристалла величина поперечного ЭО эффекта в ниобате лития не зависит от направления поля, однако от его направления зависит ориентация собственных векторов поляризации. С практической точки зрения наиболее выгодной является ориентация внешнего поля вдоль оси $[100]$, поскольку в этом случае $\varphi = 45^\circ$ и для максимальной амплитудной модуляции поляризация считывающего света должна быть вертикальной (или ортогональной) к направлению внешнего поля. Именно такая ориентация кри-

сталла была использована в [1] при создании пространственного модулятора.

Для анализа особенности амплитудного пропускания света многоканальным модулятором при наложении внешнего поля необходимо рассмотреть характер распределения составляющих этого поля в объеме образца, когда к электродам отдельных каналов приложено управляющее напряжение. Этой задачей занимались многие авторы [7-10]. Однако в этих работах были использованы либо другие граничные условия, либо конечное выражение имело сложный вид, не поддающийся аналитическому анализу.

Поэтому найдем решение уравнения Лапласа с граничными условиями, соответствующими прямоугольному распределению потенциала, пространственная структура которого однозначно определяется системой электродов. Если система электродов имеет вид отдельных полосок, представленных на рис. 1, тогда граничное распределение потенциалов соответственно на нижней и верхней частях системы можно представить в виде

$$U = \mp \left(U_0 a + \frac{2U_0}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{\pi m a}{m} \cos \frac{2\pi m y}{\Lambda} \right), \quad (2)$$

где U_0 — напряжение, приложенное к электродам; $a = h/\lambda$ — отношение ширины электрода к периоду структуры электродов; y — текущая координата структуры.

Тогда, найдя решение уравнения Лапласа и проведя дифференцирование потенциала по пространственным координатам x и y , получим компоненты вектора электрического поля на соответствующие оси в виде

$$E_x = -\frac{2U_0 a}{l} - \frac{8U_0}{\Lambda} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \pi m a}{\text{sh}(kl)} \text{ch} \left[\frac{k(2x-l)}{2} \right] \text{ch} \left[\frac{kl}{2} \right] \cos ky,$$

$$E_y = \frac{8U_0}{\Lambda} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \pi m a}{\text{sh}(kl)} \text{sh} \left[\frac{k(2x-l)}{2} \right] \text{ch} \left[\frac{kl}{2} \right] \sin ky, \quad (3)$$

где $k = 2\pi m/\lambda$, l — длина образца вдоль распространения световой волны.

Проведем анализ оптической анизотропии, обусловленной наличием пространственного потенциала в объеме образца. Из выражений (2) и (3) видно, что распределение потенциала и составляющие поля зависят от величины коэффициентов разложения Фурье. Полученные выражения (3) для компонент поля позволяют проводить анализ распространения поля только при условии, когда управляющее напряжение одинаково приложено ко всем каналам одновременно и при условии, если каналы включены неодновременно. В этом случае в выражениях для E_x и E_y должен измениться период Λ .

В соответствии с (3) управляющее напряжение одного из каналов создает в рабочих зонах близлежащих каналов дополнительное поле, вектор которого изменяется не только по амплитуде, но и по направлению согласно выражению $\varphi_E = \text{arctg } E_y/E_x$. Это в свою очередь приводит к соответствующему изменению угла поворота собственных векторов поляризации φ (см. выражение (1)). Однако ориентация собственных векторов поляризации вдоль направления распространения света остается постоянной, поэтому значение индуцированной фазы $\Phi(x, y)$ можно найти путем простого интегрирования локально индуцированной фазы вдоль направления распространения световой волны. Пропускание модулятора в этом случае представляется в виде

$$I/I_0 = \sin^2 2\varphi(x, y) \sin^2 \Phi/2(x, y). \quad (4)$$

Таким образом, влияние одного канала на соседний проявляется не только в изменении амплитуды результирующего поля, но и в изменении ориентации этого поля, что в конечном счете влияет на развязку каналов.

Поскольку кристаллы ниобата лития обладают значительным естественным двупреломлением, то для них существенным является угол падения световой

волны θ относительно оптической оси. При наклонном падении ($\theta \neq 0$) ориентация собственных векторов уже будет определяться не только направлением электрического поля, но и величиной естественной анизотропии. При этом естественная анизотропия оказывает влияние не только на величину суммарной фазы световой волны, но и на ориентацию собственных векторов поляризации.

На рис. 2 представлена зависимость угла поворота собственных векторов поляризации как функции φ_E — угла поворота вектора электрического поля при различных углах падения θ световой волны. Из рисунка видно, что линейная зависимость угла ориентации собственных векторов поляризации от направления поля при нормальном падении света сменяется сложной функциональной зависимостью при наклонном падении. С увеличением угла θ электрическое поле-

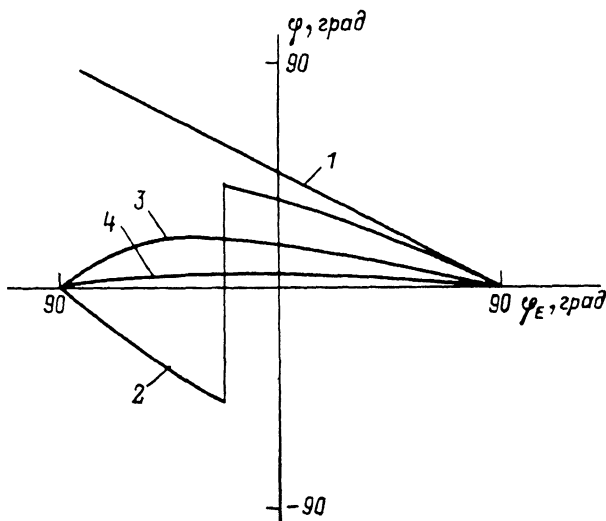


Рис. 2. Зависимость угла поворота собственных векторов поляризации φ от угла поворота φ_E вектора электрического поля при разных углах падения θ света на образец.

$$E = E\lambda_l, \quad l = 2 \text{ см}, \quad \lambda = 0.63 \text{ мкм}; \quad \theta, \text{ град}: \quad 1 - 0, \quad 2 - 0.5, \quad 3 - 1, \quad 4 - 2.$$

не в состоянии обеспечить линейную зависимость вращения собственных векторов поляризации, что приводит уже при углах $\theta_n \geq 2^\circ$ к практически отсутствию зависимости φ от φ_E , т. е. ориентация собственных векторов поляризации будет полностью определяться не индуцированной, а естественной анизотропией. Однако необходимо иметь в виду, что характер этих зависимостей и величина предельного угла θ_n зависят как от величины напряженности приложенного к электродам поля, так и от длины кристалла в направлении распространения света. Кривые, представленные на рис. 2, получены при $E = E\lambda_l$ и $l = 2$ см.

Такая зависимость поляризации собственных векторов от угла падения θ , естественно, сказывается и на пропускании модулятора. На рис. 3 представлено относительное пропускание канала модулятора в его центральной зоне при различных углах падения света θ , откуда следует, что величина первого максимума пропускания резко падает с увеличением θ . Уже при θ , несколько большем 0.5° , пропускание уменьшается в несколько раз, а при $\theta = 1^\circ$ это пропускание составляет всего несколько сотых процента. Таким образом, эффективность электрооптической модуляции в кристаллах ниобата лития сильно зависит от расходимости световых лучей. Специфика формирования светового пучка при пространственной модуляции состоит в том, что, поскольку световое окно имеет форму узкой щели, ввод оптического излучения в модулятор осуществляется с помощью цилиндрической оптики. Поэтому расходимость пучка наблюдается в одной плоскости. Для указанной на рис. 1 ориентации — это плоскость ХZ. При такой расходимости модулируемого пучка важным обстоятельством является то, что ось пучка расходимости должна строго совпадать с оптической осью кристалла. В этом случае работа модулятора с максимальной эффективностью

ностью и высоким контрастом будет сохраняться, несмотря на большую расходимость, так как лучи света, наклоненные к оптической оси, будут погашены анализатором. В связи с этим специальные меры по формированию пучка могут не предприниматься, так как достаточно выбрать цилиндрическую оптику с соответствующим фокусом, обеспечивающим максимальное пропускание света. Однако следует подчеркнуть, что такая ситуация справедлива лишь для указанной выше ориентации. Если поле будет приложено вдоль направления [010], то в этом случае угол θ не оказывает влияния на угловое положение собственных векторов поляризации и наклонные лучи будут создавать условия, при которых существенно снижается контраст модулятора.

Полученные выше результаты нашли полное подтверждение при экспериментальных исследованиях. Эти исследования проводились с использованием изготовленных для

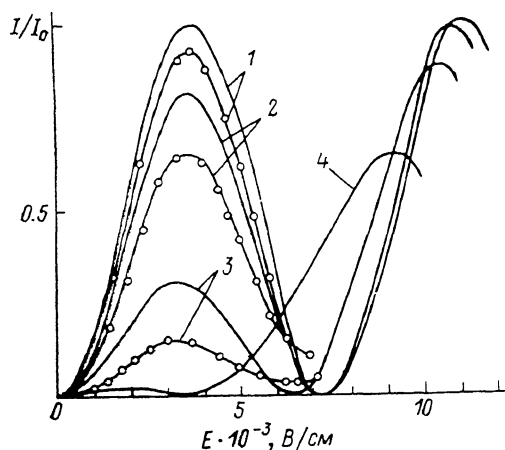


Рис. 3. Относительное пропускание канала многоканального электрооптического модулятора при различных углах падения θ света.

Кривые с точками — экспериментальные зависимости, $l=d=1$ см, $\lambda=0.63$ мкм; θ , град: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1.

этой цели электрооптических элементов из кристаллов ниобата лития. Ввиду существенной зависимости электрооптических характеристик модулятора от угловой расходимости пучка обеспечить высокую точность при экспериментальных исследованиях довольно сложно. Поэтому наблюдаемые в ряде случаев незначительные отклонения экспериментальных зависимостей от теоретических, представленных на рис. 3, скорее свидетельствуют об экспериментальных трудностях получения результатов, чем о неверности теоретических рассуждений.

Таким образом, выполненные исследования позволили выявить роль расходимости светового пучка на электрооптические параметры модулятора. Полученные формулы дают возможность проводить анализ условий оптимального использования пространственно-временных модуляторов света на основе кристаллов ниобата лития в реальных оптических системах.

Список литературы

- [1] Аргонтов Л. Б., Данилов А. А., Киселев Б. С. и др. // Радиотехника. 1984. № 7. С. 23—27.
- [2] Панкратов В. М., Фомичев Н. Н., Демина Т. П., Егина Т. Б. // Электронная техника. Сер. Квантовая электрон. 1975. № 1. С. 69—71.
- [3] Микаэлян А. Л., Комлев А. А., Киселев В. С. // Сб. тез. I Всесоюз. конф. по радиооптике. Фрунзе, 1981. С. 16.
- [4] Gichy Z., Manek B., Shoda V. // Wiss. Beitr. Luther Univ. Hall-Wittenberg. 1986. N 18. С. 168—170.
- [5] Кузьминов Ю. С. // Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.
- [6] Бережной А. А. // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 307—311.
- [7] Чирков Л. Е. // Вестн. МГУ. 1972. Сер. физ., астрон. Т. 13. № 1. С. 19—27.
- [8] Киселев В. С., Шкитин В. А., Переломова Н. В. // Сб. тез. I Всесоюз. конф. по радиооптике. Фрунзе, 1981. С. 47.
- [9] Roach W. R. // IEEE Transaction of Electron Devices. 1974. Vol. ED-21. N 8. P. 453—459.
- [10] Сотский А. Б., Сивуха В. И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 684—691.

Поступило в Редакцию
17 июля 1989 г.
В окончательной редакции
4 июня 1990 г.