

вязки с источником излучения. Заметим, что поляризатор и четвертьволновая пластинка, обычно используемые для развязки, в данном случае неприменимы. Ослабить взаимное влияние источника и интерферометра можно либо путем введения амплитудных ослабителей, либо путем увеличения параметра ϕ . Последнее приводит к уменьшению коэффициента отражения АИ на рабочей частоте, увеличению рабочей области дискриминатора и уменьшению крутизны его характеристики. При использовании амплитудных ослабителей применение фазовой пластины 2 обязательно. Это видно из выражений (3) — (5). Достаточно того, чтобы параметр β равнялся $\pi/4$, т. е. чтобы оптическая ось фазовой пластины 4 устанавливалась под углом 45° по отношению к направлению электрического вектора падающей линейно поляризованной волны.

Рассматриваемый анизотропный интерферометр целесообразно использовать в качестве селективного отражателя лазерного резонатора. При определенном выборе параметров интерферометр обладает хорошими избирательными свойствами (аппаратная острота его выше, чем у широко используемого интерферометра Фабри — Перо), а прошедшее излучение, которое неизбежно присутствует из-за неидеальности изготовленных отражающих покрытий, можно использовать в системе автоподстройки, не вносящей модуляцию в излучение.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. 545877 (СССР). Многолучевой интерферометр/Ф. В. Карпушко, Г. В. Синицын. — Оpubл. в Б. И., 1977, № 5.
2. Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В. «Двойная» частотная селекция в лазерах при помощи отражающего интерферометра с анизотропным заполнением. — Квант. электрон., 1980, т. 7, № 11, с. 2299—2304.
3. Новиков М. А., Тертышник А. Д. Оптические резонаторы с анизотропными элементами. — Изв. вузов. Радиофизика, 1976, т. 19, № 3, с. 364—372.
4. Арзуманов В. Н. и др. Частотный дискриминатор оптического диапазона на базе анизотропного резонатора. — Квант. электрон., 1975, т. 344, с. 30—33.
5. Захаров М. И., Прилепских В. Д. О возможности управления параметрами лазерного излучения с помощью анизотропного отражающего интерферометра. — В кн.: Тезисы докл. II Всесоюз. научн. конф. «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицинской технике». М.: МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1979, с. 583.
6. Захаров М. И., Прилепских В. Д. Исследование характеристик анизотропного двухзеркального отражающего интерферометра. — В кн.: Тезисы докл. Всесоюз. конф. «Приборы и методы спектроскопии». Новосибирск, 1979, с. 24—26.
7. Молчанов В. Я., Скроцкий Г. В. Матричный метод вычисления собственных состояний поляризации анизотропных оптических резонаторов. — Квант. электрон., 1971, № 4, с. 3—26.
8. Арзуманов В. Н. и др. Одночастотный YAG-Nd-лазер, стабилизированный по эталонному анизотропному резонатору. — Автометрия, 1977, № 2, с. 125—127.

Поступила в редакцию 24 июля 1984 г.

УДК 537.224.33

И. Б. ТРОФИМОВ

(Москва)

ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ДИССИММЕТРИЕЙ В НЕПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА ЦТСЛ, ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПО ТОЛЩИНЕ

Вероятный механизм возникновения двупреломления в мелкозернистом твердом растворе ЦТСЛ $X/Y/Z$ * при распространении световой волны вдоль направления вектора поляризующего поля был уже описан в [1].

* ЦТСЛ $X/Y/Z$ — цирконат-титанат свинца лантана, где X — содержание лантана в ат. %; Y, Z — содержание циркония и титана в процентах соответственно.

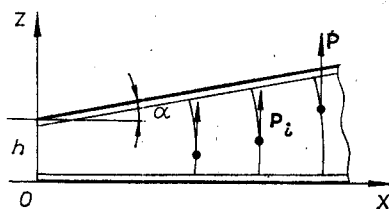
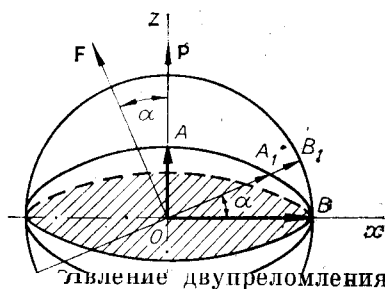


Рис. 2. Сечение электрически поляризованной клиновидной пластины плоскостью OX .

Явление двуупреломления в сегнетоэлектрических твердых растворах при распространении света вдоль направления поляризации позволяет использовать его при создании конструктивно простых, компактных и экономичных оптоэлектронных устройств, сопрягаемых с микроэлектронной аппаратурой (в отличие от устройств на основе поперечного электрооптического эффекта).

Цель настоящей работы — исследование явления двуупреломления в поляризованной по толщине непараллельной пластине мелкозернистого твердого раствора ЦТСЛ в отсутствие внешнего электрического поля, а также в процессе перехода твердого раствора из электрически поляризованного (ЭП) в электрически деполаризованное (ЭД) состояние.

Электрически поляризованное состояние. В ЭП-состоянии тонкая пластина ЦТСЛ ведет себя подобно оптически отрицательному монокристаллу [2] и оптическая ось такого «кристалла» параллельна результирующему вектору поляризации P . При этом оптическая индикатриса (рис. 1) представляет собой эллипсоид вращения, сплюснутый в направлении вектора P , а полуоси OA и OB суть главные показатели преломления N_e и N_o .

В плоскопараллельной пластине ЦТСЛ, поляризованной по толщине, поляризованный свет, распространяясь вдоль направления P , двуупреломления не претерпевает (пластина механически свободна).

Рассмотрим теперь клиновидную пластину ЦТСЛ (рис. 2) с направлением клина вдоль оси X . Толщина пластины h изменяется вдоль оси X пропорционально $\operatorname{tg} \alpha$, где α — угол наклона клина, т. е. удовлетворяется равенство $z = h + kx$, где k — тангенс угла наклона клина (причем $kx/h \ll 1$). Светопропускающие поверхности клиновидной пластины снабжены прозрачными электродами. При электрической поляризации в каждой точке сечения клиновидной пластины плоскостью ZOX направление вектора поляризации P_z будет различным и определяется направлением касательной к траектории силовой линии в данной точке (при $P = P_R$, где P_R — остаточная поляризация насыщения твердого раствора ЦТСЛ).

Допустим, что средний угол наклона вектора поляризации P по отношению к оси Z примерно равен углу α наклона клина, а сам вектор P направлен вдоль оси Z . Тогда вектор волновой нормали F (см. рис. 1) будет направлен под углом α к оси Z .

След от эллиптического сечения оптической индикатрисы плоскостью волнового фронта в виде отрезка B_1B_2 показан на рис. 1. Отрезки OA_1 , OB_1 соответствуют показателям преломления n_e и n_o .

Рассмотрим двуупреломление в клиновидной пластине ЦТСЛ, находящейся в ЭП-состоянии с поляризацией $P = P_R$ при $E = 0$, где E — напряженность внешнего электрического поля. Примем угол наклона вектора волновой нормали F к оси Z в пределах $1^\circ < \alpha < 5^\circ$.

По данным Хертлинга [3], для ЭП-состояния твердого раствора ЦТСЛ 8/65/35 эффективное двуупреломление приобретает значение

$\Delta \bar{n} \approx 8 - 16 \cdot 10^{-3}$. Воспользуемся среднеарифметическим значением $\Delta \bar{n} \approx 0,012$ для оценки величины дупреломления, вызванного клиновидностью поляризованной мелкозернистой пластинки ЦТСЛ. Исходя из этого, главная полуось эллипсоида, соответствующая радиусу описанной сферы, $OB = N_0 = 1,00$. Тогда главная полуось эллипсоида соответствует $N_e = OA = 0,988$ (см. рис. 1). Запишем параметрическое уравнение эллипса центрального сечения индикатрисы в виде

$$z = OA \sin \alpha; \quad x = OB \cos \alpha = R \cos \alpha. \quad (1)$$

Учитывая (1), выпишем выражение для разности показателей преломления n_o и n_e из геометрических соображений (см. рис. 1):

$$\Delta \bar{n} = n_o - n_e = OB_1 - OA_1 = R - \sqrt{R^2 \cos^2 \alpha + OA^2 \sin^2 \alpha}, \quad (2)$$

или

$$\Delta \bar{n} = N_0 - \sqrt{N_0^2 \cos^2 \alpha + N_e^2 \sin^2 \alpha}. \quad (3)$$

Подставляя значение величин, входящих в выражение (3), получим для $\alpha = 1^\circ$

$$\Delta \bar{n} = 1 - \sqrt{0,9996 + 0,976 \cdot 0,0003} \approx 5,5 \cdot 10^{-5}.$$

Для угла $\alpha = 5^\circ$ соответственно $\Delta \bar{n} \approx 15 \cdot 10^{-5}$.

Приведенный расчет показывает, какого значения величины $\Delta \bar{n}$ можно достичь при незначительном искажении плоскопараллельности мелкозернистой пластинки ЦТСЛ, находящейся в состоянии остаточной поляризации насыщения (при $E = 0$).

Дупреломление при переходе твердого раствора ЦТСЛ из ЭП- в ЭД-состояние. Воспользуемся этой же моделью клиновидной пластинки и рассмотрим переход твердого раствора ЦТСЛ из ЭП- в ЭД-состояние, при котором $E \neq 0$.

Допустим, что клин ориентирован так, как показано на рис. 3. Будем считать, что напряжение на электродах пластинки изменяется адiabатически медленно по линейному закону. В сечении клина плоскостью ZOX в фиксированный момент времени рассмотрим два элементарных участка (см. рис. 3). В одном из этих участков при данном напряжении на электродах мгновенное значение напряженности E_1 электрического поля соответствует, например, поляризации насыщения. При этом результирующий вектор P_1 коллинеарен вектору E_1 . В другом элементарном участке пластинки мгновенное значение напряженности электрического поля E_2 недостаточно для переполаризации всего объема доменов. В последнем случае результирующий вектор P_2 антипараллелен вектору E_2 . Первый элементарный участок, в котором вектор P_1 направлен согласно вектору E_1 , испытывает деформацию растяжения, а второй — деформацию сжатия. В результате под влиянием обратного пьезоэффекта на границе двух участков возникает деформация сдвига. По мере увеличения напряжения на электродах клиновидной пластинки переполаризация элементарных участков осуществляется последовательно в направлении утолщения клина. Под действием сдвиговых деформаций, пропорциональных $\text{tg } \alpha$ и распространяющихся вдоль оси OX , в том же направлении изменяется значение диэлектрической непроницаемости η [4]. При этом происходит деформация оптической индикатрисы, т. е. индуцируется дупреломление в направлении оси OZ (см. рис. 3).

Поскольку в нашем случае имеет место тангенциальное смещение фронта напряженности E , то под действием обратного пьезоэффекта

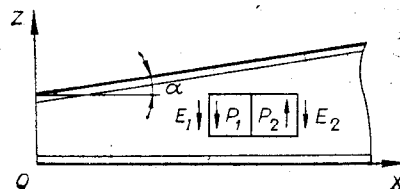


Рис. 3. Переполаризация элементарных участков клиновидной пластинки.

сдвиговые деформации индуцируют тангенциальную составляющую поляризации. Поэтому в соответствии с принципом симметрии Кюри [4, 5] одноосный кристалл становится двуосным, т. е. мы имеем дело с диссимметрией.

По определению [5], в механически свободном образце пьезоэлектрика электрооптический эффект является совокупностью двух эффектов: первичного и вторичного, т. е. электрооптического и пьезооптического.

Запишем уравнение для $\Delta\eta$ с учетом деформаций [5], возникающих в клиновидной пластине:

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk}E_k + p_{ijlm}d_{klm}E_k, \quad (4)$$

где r_{ijk} , p_{ijlm} — компоненты тензора электрооптических и упругооптических коэффициентов соответственно; d_{klm} — компоненты тензора пьезоэлектрических модулей; E_k — компоненты вектора электрического поля.

Пользуясь сокращенной матричной записью [6], после суммирования по соответствующим индексам получим уравнения для изменения поляризационных констант:

$$\Delta\eta_1 = [r_{13} + (p_{11} + p_{12})d_{31} + p_{13}d_{33}]E_3; \quad (5)$$

$$\Delta\eta_3 = (r_{13} + 2p_{31}d_{31} + p_{33}d_{33})E_3; \quad (6)$$

$$\Delta\eta_5 = (r_{51} + p_{44}d_{15})E_1, \quad (7)$$

где $E_3 = E_1 \operatorname{tg} \alpha$; α — угол наклона клина.

Связь между $\Delta\eta$ и Δn описывается выражением [4]

$$\Delta\eta = -(2/n_0^2) \Delta n. \quad (8)$$

Здесь n_0 — показатель преломления обыкновенной волны.

Пользуясь (8), запишем уравнение для Δn_1 , Δn_3 , Δn_5 :

$$\Delta n_1 = -\frac{1}{2} n_0^3 [r_{13} + (p_{11} + p_{12})d_{31} + p_{13}d_{33}]E_3; \quad (9)$$

$$\Delta n_3 = -\frac{1}{2} n_0^3 (r_{13} + 2p_{31}d_{31} + p_{33}d_{33})E_3; \quad (10)$$

$$\Delta n_5 = -\frac{1}{2} n_0^3 (r_{51} + p_{44}d_{15})E_1. \quad (11)$$

Выражения (9)–(11) подтверждают трансформацию оптической индикатрисы из эллипсоида вращения в трехосный эллипсоид. Таким образом, обратный пьезоэффект ответствен за диссимметрию [5]. Искомое эффективное двупреломление в направлении оси Z запишем, используя (10) и (11):

$$\begin{aligned} \Delta n_z = \Delta n_3 - \Delta n_5 = & -\frac{1}{2} n_0^3 [r_{13} + (p_{11} + p_{12})d_{31} + p_{13}d_{33}] \times \\ & \times E_3 - (r_{51} + p_{44}d_{15}) E_1. \end{aligned} \quad (12)$$

Используя известные значения электрооптических, упругооптических и пьезооптических коэффициентов для системы ЦТСЛ, проведем оценку эффективного двупреломления по формуле (12). Причем $n_0 = 2,51$, по [2]. Для твердого раствора ЦТСЛ линейные электрооптические коэффициенты r мало отличаются друг от друга и находятся в пределах одного порядка. Примем $r \approx 6 \cdot 10^{-10}$ м/В из [3]. Упругооптические коэффициенты составляют величину порядка 10^{-1} [5]. Для ЦТСЛ 8/65/35 пьезомодули в среднем равны $2 \cdot 10^{-10}$ К/Н. Значение напряженности электрического поля примем из [4]: $3,5 \cdot 10^5$ В · м⁻¹.

Таким образом, подставляя в (12) принятые значения коэффициентов, получаем $\Delta n \approx 0,0016$ (для света с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм).

Рассуждения, приведенные выше, справедливы также и для случая линзообразного искажения плоскопараллельности пластины, так как линза может быть кусочно аппроксимирована множеством клиньев, а механизм возникновения двупреломления при этом подобен.

ВЫВОДЫ

1. Объяснен механизм возникновения двупреломления в неплоскопараллельной пластине мелкозернистого твердого раствора ЦТСЛ, поляризованной по толщине.

2. На модели клиновидной пластины показано, что неоднородное электрическое поле под влиянием обратного пьезоэффекта вызывает диссимметрию и, как следствие, двупреломление в мелкозернистом твердом растворе ЦТСЛ.

3. Даны оценки величины двупреломления, полученного за счет клиновидности поляризованной пластины твердого раствора ЦТСЛ, а также при его переполаризации.

Автор благодарит А. М. Аллавердиева за ценные советы при подготовке работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимов И. Б. О механизме возникновения двулучепреломления в поликристаллическом твердом растворе системы ЦТСЛ в режиме продольного электрооптического эффекта.— *Автометрия*, 1980, № 5.
2. Land C. E., Thacher P. D., Haertling G. H. Electrooptic ceramic.— *Appl. Sol. St. Sci.*, 1974, v. 4, p. 137—233.
3. Haertling G. H., Land C. E. Hot pressed (Pb, La) (Zr, Ti) O₃ ferroelectric ceramics for electrooptic applications.— *J. Am. Ceram. Soc.*, 1971, v. 54, N 1, p. 1—11.
4. Най Дж. Физические свойства кристаллов.— М.: Мир, 1967.
5. Сиротин Ю. Н., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1979.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Физматгиз, 1959.

Поступила в редакцию 12 марта 1984 г.

УДК 621.391 : 53.08

В. П. БАКАЛОВ, Н. П. РУССКИХ
(Москва)

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ СВЕРТКИ ПРИ НЕИЗВЕСТНОМ ЯДРЕ В СЛУЧАЕ МНОГОМЕРНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫХ СИГНАЛОВ

Введение. Задачи интерпретации результатов наблюдений, как правило, относятся к обратным задачам, решение которых часто сводится к решению уравнения свертки. Обычно при этом предполагается, что ядро уравнения свертки известно. Однако на практике распространены ситуации, когда ядро неизвестно. Например, при регистрации сигналов оно может являться случайной функцией и изменяться от измерения к измерению. Так, в оптике при расфокусировке изображения, при искажениях пространственного сигнала, возникающих при взаимном движении источника и регистрирующего устройства, и из-за турбулентности атмосферы регистрируемый сигнал представляет свертку неискаженного сигнала с неизвестной при измерении функцией (ядром).

Казалось бы, что в указанных случаях решение уравнения свертки без какой-либо априорной информации о сигнале и ядре невозможно. Однако можно показать, что при несущественных ограничениях на сигнал и искажающую функцию уравнение свертки теоретически разрешимо.

Известно, что при определенных условиях возможно восстановление многомерных пространственно-ограниченных дискретных [1—3] и непрерывных [4] сигналов по их амплитудному спектру или автокорреляцион-