

Временной кваздеполяризатор лазерного излучения на одном объёмном кристалле LiNbO_3 с квадрупольными электродами

Б.Л.Давыдов, В.Ю.Миронов

Показано, что простой временной кваздеполяризатор может быть реализован, в отличие от классического депполяризатора Биллингса, на одном кристалле, имеющем в наборе элементов симметрии ось третьего порядка и обладающем линейным электрооптическим эффектом Погкельса. Исследован депполяризатор на одноосном кристалле LiNbO_3 с двумя парами электродов, на которые подаются два равных по амплитуде гармонических напряжения, сдвинутых по фазе на 90° . Остаточная степень поляризации депполяризованного света, определяемая величиной поляризационной экстинкции, составила менее 0.1 дБ. Оценены допуски на угловую юстировку кристалла и относительный фазовый сдвиг управляющих напряжений. Отмечена важность отбора качественных кристаллов.

Ключевые слова: депполяризатор, двойной эффект Погкельса, LiNbO_3 .

1. Введение

Одним из элементов оптической измерительной техники являются депполяризаторы лазерного излучения, осуществляющие усреднение его поляризационных состояний по времени (деполяризаторы Биллингса [1]), по спектральным компонентам (деполяризаторы Лайота [2]) либо по множественным зонам поперечного сечения светового пучка (пространственные депполяризаторы Корню [3]). Для депполяризации лазерных пучков с малыми размерами поперечных сечений и ширинами спектра излучения обычно применяется депполяризатор первого типа, что в ряде случаев улучшает характеристики оптических устройств. Например, использование неполяризованного в среднем по времени излучения на входе волоконного кольцевого интерферометра или в его контуре позволяет обеспечить поляризационную взаимность такого интерферометра без поляризационного фильтра и снизить уровень шумов, обусловленных флуктуациями поляризационных характеристик изотропного одномодового волоконного световода при изменении окружающих условий [4, 5]. В гетеродинных лазерных локаляторах с когерентным приёмом применение депполяризаторов даёт возможность устранить эффект «замирания» сигнала из-за поляризационных флуктуаций приходящего от объёкта света [6].

В настоящей работе представлены результаты исследования конструктивно простого временного депполяризатора коллимированного лазерного пучка, выполненного на одном кристалле ниобата лития (LiNbO_3).

Классическая схема объёмного временного депполяризатора, предложенная Биллингсом в 1951 г., содержит,

как минимум, два электрооптических кристалла в качестве управляемых переменными электрическими полями независимых фазовых пластинок, у которых фазовые оси повернуты в пространстве относительно друг друга на 45° . После такого депполяризатора эллипс поляризации светового пучка меняет азимутальный угол ориентации в пространстве, при этом многократно меняется его эллиптичность. На поляризационной сфере Пуанкаре это соответствует её полному и равномерному заполнению поляризационными состояниями, причём поляризационная точка находится в каждом состоянии одинаковое время. Временную депполяризацию такого типа можно считать идеальной, поскольку она обеспечивает все возможные поляризационные состояния. Мощность исходного случайно поляризованного светового сигнала после такого депполяризатора всегда будет распределяться поровну между световыми сигналами с любыми ортогональными состояниями поляризации. В результате накапливаемый и усредняемый за время измерения сигнал поляризационно-чувствительного приёмника, установленного за депполяризатором, перестаёт зависеть от поляризации поступающего на вход депполяризатора света. Однако из-за относительной сложности устройства и управления идеальные депполяризаторы применяются весьма редко и в настоящее время на рынке оптических комплектов практически отсутствуют.

В большинстве случаев на практике применяются не приёмники, характеризующиеся эллиптическими (или циркулярными) собственными поляризационными состояниями, а «линейно поляризованные» приёмники, имеющие разные чувствительности для двух ортогональных линейных (плоских) поляризаций света. При этом распределяется поровну мощность исходного случайно поляризованного сигнала не между любыми ортогональными состояниями поляризации, а между ортогональными плоскополяризованными состояниями (так, как это имеет место в гетеродинных лазерных локаляторах). В этом случае можно применить более простой способ депполяризации, предполагающий быстрое и равномерное вращение эллипса поляризации без изменения эллиптич-

Б.Л.Давыдов, В.Ю.Миронов. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141120 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: bld_res2000@rambler.ru

Поступила в редакцию 1 апреля 2009 г., после доработки – 1 декабря 2009 г.

ности вокруг волнового вектора света. На поляризационной сфере Пуанкаре [7] подобное вращение соответствует круговому движению поляризационной точки в плоскости, перпендикулярной полярной оси сферы. Деполяризацию такого вида можно считать кваздеполяризацией. Правда, следует иметь в виду, что в реальных измерениях она может использоваться только тогда, когда между кваздеполяризатором и приёмником отсутствует какой-либо дополнительный оптически анизотропный элемент. Примером такого элемента может быть оптическое, изотропное, поляризационно-нестабильное волокно в качестве средства доставки оптического сигнала к удалённому приёмнику.

Кваздеполяризацию практически получить проще, чем идеальную по Биллингсу деполяризацию. Например, достаточно по нормали пропустить поляризованный свет через быстро вращающуюся полуволновую ($\lambda/2$) пластинку. Однако если использовать электрооптические кристаллы, в наборе элементов симметрии которых имеется ось вращения третьего порядка, то на основе подобных кристаллов можно сконструировать существенно более удобный аналог вращающейся $\lambda/2$ -пластинки, причем не с механическим, а с электрическим управлением.

2. Временной кваздеполяризатор на кристалле, обладающем двойным поперечным электрооптическим эффектом Поккельса

Известен так называемый двойной поперечный эффект Поккельса, наблюдаемый во всех кристаллах, обладающих осью симметрии третьего порядка и линейным электрооптическим эффектом [8, 9]. Эффект имеет место при прохождении света вдоль данной оси кристалла, когда вектор напряжённости управляющего электрического поля лежит в перпендикулярной этому направлению плоскости и ориентирован в ней произвольно. Из наиболее распространённых электрооптических кристаллов с таким элементом симметрии (SiO_2 , LiNbO_3 , LiTaO_3 , GaAs , CdTe , ZnSe , ...) в оптическом и ближнем ИК диапазонах чаще всего используют одноосный кристалл LiNbO_3 (класс симметрии $3m$), прозрачный в этих спектральных областях и обладающий самым большим, в сравнении с остальными кристаллами, электрооптическим эффектом в упомянутой конфигурации направления распространения света и электрического поля. Эффект Поккельса в этом кристалле заключается в том [9], что изначально круговое сечение оптической индикатрисы плоскостью (001), перпендикулярной оптической оси (в LiNbO_3 она одновременно и ось наивысшего третьего порядка [001], обозначаемая как Z), при произвольном приложении в плоскости (001) управляющего поля E становится эллипсом, главные оси которого повернуты на угол α относительно кристаллографических осей X и Y так, что

$$\tan 2\alpha = E_X/E_Y, \quad (1)$$

где E_X и E_Y – проекции поля E на оси X и Y . При этом относительная фазовая задержка δ ортогонально поляризованных волн на выходе из кристалла только в рассматриваемом варианте электрооптического эффекта зависит лишь от модуля поля $|E| = E = (E_X^2 + E_Y^2)^{1/2}$:

$$\delta = (2\pi/\lambda)n_o^3 r_{22} E L = (2\pi/\lambda)n_o^3 r_{22} U L/d, \quad (2)$$

где λ – длина волны света; n_o – коэффициент преломления для обыкновенной волны в кристалле; r_{22} – действующая компонента электрооптического тензора r_{ik} ; L – длина электродов вдоль распространения света в кристалле; U – электрическое управляющее напряжение на электродах; d – расстояние между электродами (кристалл квадратного сечения).

Из формулы (1) следует, что если приложить гармонические поля E_X и E_Y с фазовым сдвигом $\varphi = \pi/2$ от двух независимых источников переменного напряжения с одинаковыми амплитудами и круговой частотой ω , например $E_X = E_0 \sin \omega t$ и $E_Y = E_0 \cos \omega t$, то из равенства двух тангенсов получим $2\alpha = \omega t$. Эта ситуация будет эквивалентна случаю использования стационарной, механически не вращающейся фазовой пластинки, фазовая ось которой, однако, равномерно вращается вокруг волнового вектора света с угловой скоростью $d\alpha/dt = \omega/2$. Если теперь согласно формуле (2) выбрать $E_0 = E_\pi$, где E_π – полуволновое значение напряжённости поля для данной электрооптической конфигурации, то получим полный электрооптический аналог механически вращающейся $\lambda/2$ -пластинки. Эллипс поляризации света, проходящего через такую $\lambda/2$ -пластинку, будет теперь равномерно вращаться вокруг волнового вектора с угловой частотой ω . Если период этого вращения окажется много меньшим времени измерения, то произойдёт временное усреднение любых, относительно медленно меняющихся поляризационных состояний входящего в кристалл света.

3. Эксперимент

Для экспериментальной проверки изложенного выше была собрана оптическая схема, изображённая на рис. 1. В качестве источника излучения I поочередно использовались одномодовый He–Ne-лазер ($\lambda = 632.8$ нм, $P_{\text{out}} = 0.5$ мВт) и стабилизированный по мощности суперлюминесцентный излучатель неполяризованного излучения – легированное ионами Yb^{3+} изотропное кварцевое волокно с диодной накачкой. Стабильное, неполяризованное, с гауссовым поперечным распределением мощности излучение этого источника света ($\lambda_{\text{mid}} = 1067$ нм, $\Delta\lambda = 20$ нм, $P_{\text{out}} = 12$ мВт) после коллимации градиентной линзой до пучка диаметром 0.5 мм поляризовалось призмой Рошона 2 (паспортное значение поляризационной экстинкции составляет не менее 50 дБ). Отверстие диафрагмы 3 имело диаметр ~ 1.0 мм. Диафрагма использовалась для выбора наиболее однородной зоны

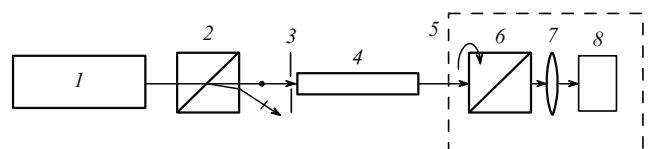


Рис. 1. Оптическая схема измерений: 1 – He–Ne-лазер ($\lambda = 632.8$ нм) или суперлюминесцентный излучатель – кварцевое волокно, легированное ионами Yb^{3+} , с диодной накачкой ($\lambda_{\text{mid}} = 1067$ нм, $\Delta\lambda = 20$ нм); 2 – поляризатор – призма Рошона; 3 – диафрагма диаметром 1 мм; 4 – кристалл LiNbO_3 с квадрупольными электродами; 5 – экстингометр; 6 – анализатор – призма Томпсона; 7 – линза, фокусирующая излучение на площадку фотоприёмника; 8 – фотоприёмник ML9001A (Anritsu, Япония).

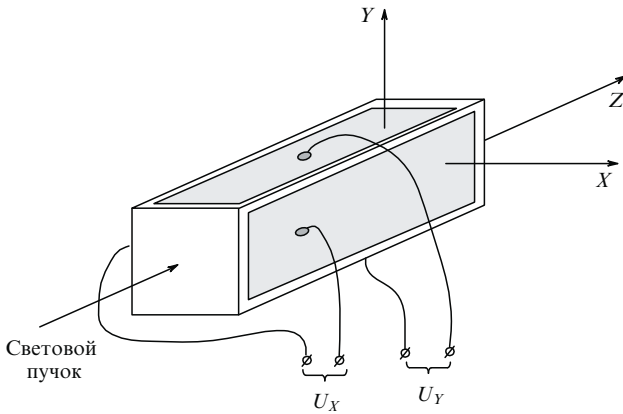


Рис.2. Ориентация кристалла LiNbO₃ и расположение электродов (U_x, U_y – гармонические электрические напряжения).

поперечной апертуры кристаллического образца деполяризатора 4. Сам образец 4 с размерами 2,5, 2,5 и 34 мм вдоль осей X, Y и Z соответственно был изготовлен из конгруэнтного кристалла LiNbO₃* (рис.2). На длинные боковые грани образца напылялись золотые электроды с подслоем хрома (размеры электродов 2,0 × 33 мм), которые затем, для предотвращения поверхностных межэлектродных пробоев, заливались эпоксидной смолой.

До заливки смолы к электродам проводящим клеем прикреплялись тонкие медные проволочки для подвода управляющих электрических напряжений.

Поляризационный анализ вышедшего из деполяризатора света осуществлялся с помощью экстинметра 5 (см. рис. 1), состоящего из вращаемой вручную призмы Томпсона 6, линзы 7 и фотоприёмника 8 с чувствительной площадкой диаметром ~3 мм и динамическим диапазоном измеряемых мощностей от пиковатт до 10 мВт (более 60 дБ). Степень остаточной поляризации светового пучка на выходе из деполяризатора оценивалась по величине поляризационной экстинкции

$$\varepsilon = 10 \lg(I_{\max}/I_{\min}), \quad (3)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальные и минимальные усредненные значения интенсивностей ортогонально поляризованных световых компонент на фотоприёмнике 8.

Юстировка схемы сводилась к пропусканию световых пучков вдоль оптической оси Z кристаллического образца 4 таким образом, чтобы влияние оптических неоднородностей и паразитного, от внутренних напряжений, остаточного двулучепреломления кристалла LiNbO₃ на исходные плоскополяризованные состояния пучков излучения (экстинкции пучков непосредственно перед деполяризатором 4 на обеих длинах волн составляли не менее 50 дБ) было минимальным.

Управляющие гармонические напряжения U_x и U_y были получены от сети переменного тока с частотой 50 Гц (при измерениях экстинкции постоянная времени измерений составляла ~1 с) через регулируемый лабораторный автотрансформатор и дополнительный развязыва-

ющий трансформатор, к выходной обмотке которого подсоединена мостовая схема фазового сдвига от 0 до 180° с двумя равными по амплитуде выходными напряжениями [11]. Эта схема вместе с соответствующей векторной диаграммой действующих напряжений приведена на рис.3. Фазовый сдвиг φ изменялся с помощью двоиного потенциометра ($R_1 = R_2 = 51$ кОм), который синхронно менял значения сопротивлений (оба сопротивления одновременно либо уменьшались, либо увеличивались) при неизменных емкостях $C_1 = C_2 = 0.1$ мкФ мостовой схемы. Сама фаза φ вычислялась по формуле

$$\varphi = 180^\circ - 2 \arctan(U_C/U_R), \quad (4)$$

где U_C и U_R – напряжения, измеряемые высокоомным цифровым вольтметром на одной из емкостей и каком-нибудь одном сопротивлении.

Для сравнения с экспериментом была рассчитана зависимость поляризационной экстинкции от сдвинутых по фазе на 90° управляющих гармонических напряжений для света с длиной волны $\lambda = 1067$ нм, распространяющегося вдоль оптической оси LiNbO₃. При этом использовалась классическая формула для интенсивности света I , прошедшего через оптическую систему, состоящую из источника монохроматического плоскополяризованного излучения, кристаллической пластинки (кристалл LiNbO₃), обеспечивающей относительную фазовую задержку δ (2), и анализатора [12]:

$$I = I_0 [\cos^2(\beta - \alpha) \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \sin^2(\delta/2)], \quad (5)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на кристаллическую пластинку; α – угол между плоскостью поляризации падающего света и одной из осей эллиптического сечения индикатрисы, перпендикулярного направлению распро-

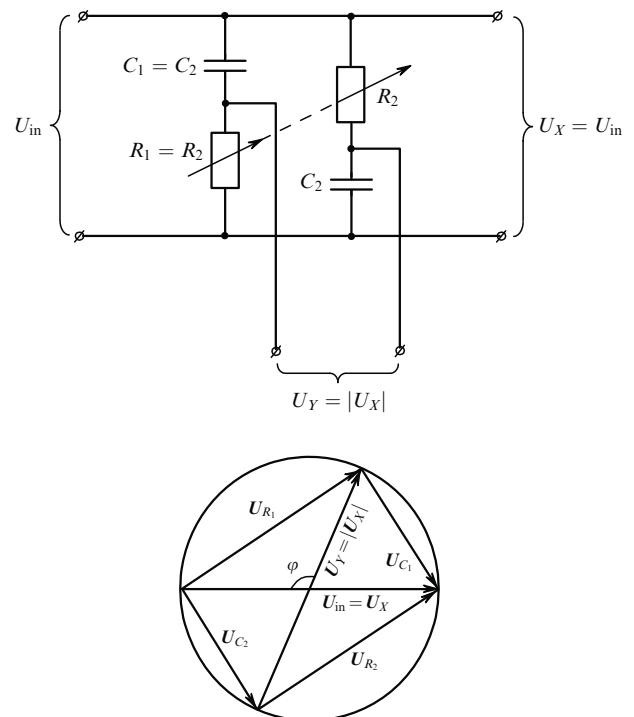


Рис.3. Мостовая фазосдвигающая схема источника управляющих напряжений U_x, U_y и соответствующая ей векторная диаграмма напряжений.

*Для кристалла LiNbO₃ полуволновые напряжения рассчитывались, исходя из следующих данных [10]: $r_{22}(1067 \text{ нм}) = 5.6 \times 10^{-12}$ м/В, $r_{22}(632.8 \text{ нм}) = 6.8 \times 10^{-12}$ м/В (эксперимент проводился на низких частотах, поэтому все значения r_{22} приведены для этих частот); $n_o(1067 \text{ нм}) = 2.2323$, $n_o(632.8 \text{ нм}) = 2.2866$, $L/d = 13.2$.

странения света (этот угол меняется согласно формуле (1)); β – угол между направлением колебаний электрического поля световой волны в анализаторе и той же осью эллипса (поскольку направления поляризационного анализа ортогональны и в эксперименте они были фиксированы относительно плоскости поляризации пучка входного излучения, то угол β выбирался равным α и $\alpha + 90^\circ$).

При расчёте предполагалось, что исходный свет с $\lambda = 1067$ нм строго плоскополяризован, а кристалл LiNbO_3 оптически идеален и не снижает поляризационную экстинкцию света, распространяющегося вдоль его оптической оси. Интенсивности света с ортогональными поляризациями на выходе анализатора вычислялись для каждого момента времени с шагом 1 мкс, затем они складывались и усреднялись за время $t = 1$ с. С помощью этих усреднённых интенсивностей для каждого нового значения общего управляющего напряжения определялась выходная экстинкция по формуле (3).

Результаты измерений и расчётов представлены на рис.4 и 5. В частности, рис.4 демонстрирует хорошую работу деполаризатора на обеих длинах волн. Остаточная степень поляризации при достижении полуволновых напряжений и оптимальной угловой настройке оказалась меньше 0.1 дБ как для ИК (кривая 1), так и для красного излучения (кривая 3). Измеренные эффективные управляющие полуволновые напряжения ($U_{\text{eff}}(1067 \text{ нм}) \approx 550$ и 250 В) оказались примерно на 20 % выше расчётных значений ($U_{\text{eff}}(1067 \text{ нм}) \approx 460$ и 210 В), что можно считать неплохим результатом для нашего конгруэнтного кристалла LiNbO_3 довольно среднего качества.

Что касается теоретической кривой I' , то её отличие от экспериментальной мы объясняем именно этой неидеальностью кристалла. Так, из-за паразитных напряжений в кристалле в отсутствие управляющих напряжений исходная поляризационная экстинкция проходящего света (50 дБ) снижалась до ~ 19 дБ (ср. начальные, левые участки кривых I' и I), а различие измеренных и расчётных полуволновых напряжений привело к несовпадению

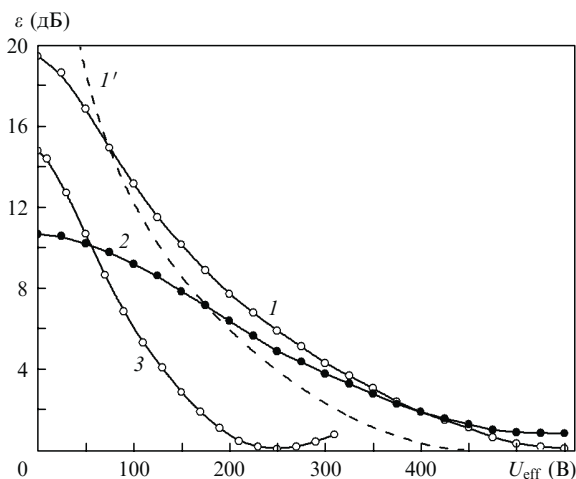


Рис.4. Зависимости поляризационной экстинкции прошедшего через деполаризатор света от сдвинутых по фазе на 90° эффективных управляющих напряжений $U_{\text{eff}X} = U_{\text{eff}Y} = U_{\text{eff}}$ для двух длин волн излучения и двух угловых настроек кристалла LiNbO_3 : ось пучка излучения почти совпадает с оптической осью кристалла ($\lambda = 1067$ нм) (1); расчётная зависимость, соответствующая экспериментальной зависимости I (I'); ось пучка излучения составляет с оптической осью кристалла угол $25'$ ($\lambda = 1067$ нм) (2); ось пучка излучения почти совпадает с оптической осью кристалла ($\lambda = 632.8$ нм) (3).

их конечных, правых участков. С учётом этих обстоятельств теоретическая и экспериментальная кривые качественно похожи.

При грубой угловой разъюстировке кристалла LiNbO_3 на $25'$ (кривая 2) работа деполаризатора конечно ухудшилась, но не настолько, чтобы признать её совсем неудовлетворительной – остаточная степень поляризации (~ 1 дБ) вполне достаточна для решения многих задач. Таким образом, можно констатировать, что деполаризатор оказался вполне работоспособным и, более того, не слишком чувствительным к угловым расстройкам.

При работе с этим кристаллическим образцом и ещё с двумя, изготовленными из общей большой булы LiNbO_3 , выяснилось, что на качество работы деполаризатора сильно влияют местные напряжения кристаллической булы. Так, при работе с одним из образцов, вырезанным из зоны с размытой и искажённой коноскопической картиной, вообще не удалось настроиться на режим удовлетворительной деполаризации – при включении полуволновых управляющих напряжений степень поляризации уменьшалась всего лишь на 3 дБ относительно исходной. Данное обстоятельство указывает на необходимость тщательного отбора качественных кристаллических заготовок для изготовления оптического элемента деполаризатора. Этот отбор можно осуществлять, например, с помощью коноскопического креста, контролируя его резкость и неискажённость при сканировании различных зон заготовки с полированными гранями, перпендикулярными оптической оси.

На рис.5 показаны две рассчитанные по формуле (5) и две экспериментальные зависимости поляризационной экстинкции от погрешности $\Delta\varphi$ установки относительного фазового сдвига $\varphi = 90^\circ$ управляющих напряжений U_X и U_Y . Экспериментальные зависимости снимались при следующих условиях: суперлюминесцентный излучатель ($\lambda_{\text{mid}} = 1067$ нм), оптимальная настройка (оси пучка и кристалла совпадают), амплитуды управляющих

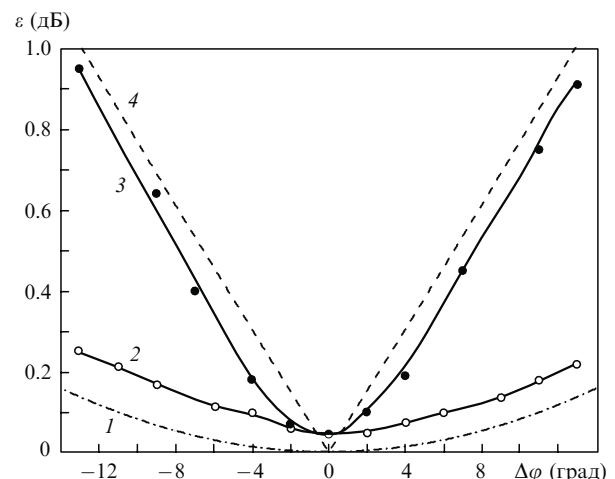


Рис.5. Зависимости поляризационной экстинкции светового пучка ($\lambda_{\text{mid}} = 1067$ нм) от погрешности установки относительного фазового сдвига управляющих напряжений с полуволновыми амплитудами: расчётная (1) и экспериментальная (2) зависимости экстинкции при фиксированных положениях выходного анализатора (0 и 90°) относительно плоскости поляризации пучка входного излучения; экспериментальная зависимость максимального значения экстинкции (поляризационный анализатор – призма Томпсона – вращался) (3) и соответствующая ей теоретическая зависимость (4).

напряжений равны полуволновому ($U_0 = U_\pi$). Расчёты и эксперимент проводились для двух вариантов поляризационного анализа деполаризованного света, а именно: 1) вычислялась и измерялась средняя экстинкция для двух ортогональных плоскополяризованных компонент излучения, плоскости поляризации которых фиксированы и составляют углы 0 и 90° с плоскостью поляризации входного излучения; 2) вращением анализирующей призмы Томпсона 6 экстинметра 5 (рис.1) определялось наибольшее значение экстинкции, соответствующее максимальной степени поляризации выходного излучения, имеющей место при отличных от 0 и 90° углах анализа относительно плоскости поляризации входного излучения (в расчёте к двум различающимся на 90° углам β прибавлялся одинаковый варьируемый угол). Первый вариант с фиксированным положением выходного анализатора применяется наиболее часто, второй интересен тем, что показывает темп нарастания степени поляризации света с увеличением фазовой погрешности $\Delta\varphi$. Это нарастание связано с тем, что при $\Delta\varphi \neq 0$ кристалл деполаризатора не только перестаёт быть полуволновой «пластинкой», но ещё и фазовая ось этой «пластинки» начинает вращаться неравномерно (см. (1) и (2)). В результате траектория движения поляризационной точки на сфере Пуанкаре оказывается гораздо более сложной, чем движение по окружности.

Зависимости на рис.5 позволяют определить фазовые допуски $\Delta\varphi$ при установке фазы $\varphi = 90^\circ$. Так, даже при случайных ориентациях выходного анализатора и довольно грубом допуске $\Delta\varphi = \pm 2^\circ$ деполаризатор даёт остаточную степень поляризации ~ 0.1 дБ (!). Если же анализатор фиксирован, то допуски на фазу растут, и тем больше, чем качественнее кристалл (ср. кривые 1 и 2, соответствующие идеальному и реальному кристаллам). Более того, расчёт показал, что при $\Delta\varphi = \pm 90^\circ$, когда угол поворота фазовой оси фиксирован и равен 22.5°, а фазовая задержка δ меняется по гармоническому закону, кривая 1 стремится к значению $\varepsilon \approx 3$ дБ. Это говорит о том, что данный прибор, даже при таких громадных фазовых погрешностях, может быть хотя и грубым, но деполаризатором.

4. Выводы

Показана работоспособность простого временного квазидеполаризатора, выполненного, в отличие от классического деполаризатора Биллингса, на одном кристалле LiNbO₃, обладающем двойным поперечным электрооптическим эффектом Поккельса.

Установлено, что при выборе двух управляющих гармонических напряжений, сдвинутых по фазе на 90°, с амплитудами, равными их полуволновым значениям, остаточная степень поляризации светового пучка, характеризующаяся экстинкцией $\varepsilon = 10 \lg(I_{\max}/I_{\min})$, может быть близка к нулю.

Отмечены относительно слабые зависимости качества работы деполаризатора от угловой и фазовой расстройек, что предполагает простое конструирование.

Обнаружено сильное влияние на работу прибора качества кристаллической були-заготовки, из которой предстоит вырезать и изготовить образец деполаризатора.

Распространение света вдоль оптической оси кристалла обеспечивает высокую термостабильность прибора, обусловленную отсутствием термозависимого двулучепреломления. Последнее означает, что при неизменном рабочем полуволновом напряжении прибор будет оставаться полуволновой «пластинкой» в широком интервале температур.

1. Billings V.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **41** (12), 996 (1951).
2. Mochizuki K. *Appl. Opt.*, **23** (19), 3284 (1984).
3. McGuire J.P., Chipman R.A. *Opt. Eng.*, **29** (12), 1478 (1990).
4. Алексеев Э.И., Базаров Е.Н., Израелян В.Г., Курбатов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **9** (14), 837 (1983).
5. Алексеев Э.И., Базаров Е.Н., Израелян В.Г., Коваленко В.Г. *Квантовая электроника*, **12** (1), 174 (1985).
6. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. *Лазерное гетеродинамирование* (М.: Наука, 1985, с. 5).
7. Шерклифф У.Ф. *Поляризованный свет* (М.: Мир, 1965, с. 27, 126).
8. Buhner C.F., Bloom L.K., Varid V.P. *Appl. Opt.*, **2** (8), 839 (1963).
9. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. *Методы модуляции и сканирования света* (М.: Наука, 1970, с. 77).
10. http://www.inrad.com/pdf/inrad_datasheet_LNB.pdf.
11. Асеев Б.П. *Фазовые соотношения в радиотехнике* (М.: Гос. изд. лит. по вопросам связи и радио, 1954, с. 49–59).
12. Сонин А.С., Василевская А.С. *Электро-оптические кристаллы* (М.: Атомиздат, 1971, с. 41).