

Узкополосные голографические интерференционные фильтры на LiNbO_3

© И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Н.В. Суровцев

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: mvk@iae.nsk.su

(Поступила в Редакцию 16 марта 2000 г.
В окончательной редакции 20 апреля 2000 г.)

Приведены новые экспериментальные данные о записи в LiNbO_3 голограмм во встречных пучках, о температурной фиксации записанных голографических решеток, о спектральной характеристике узкополосного (0.01 nm) интерференционного фильтра. Обнаружены эффекты асимметрии дифракционной эффективности, появление сателлитов в спектре пропускания фильтра. Для объяснений использованы двулучепреломляющие свойства кристалла и свойства голограмм перекачивать интенсивности пучков в процессе записи.

Работа поддержана фондом РФФИ проект № 99-02-16697.

В сегнетоэлектрических кристаллах под действием света возникают изменения показателя преломления (Δn) [1]. Еще в начале 70-х годов предсказывалось широкое применение этих материалов в устройствах оптической голографической памяти с использованием этого эффекта. Предсказания в полной мере пока не осуществились из-за существования некоторых нерешенных проблем, таких как невысокая чувствительность, сопровождение явления изменения Δn фотоиндуцированным разрушением когерентных световых пучков и др. Однако в последние годы обнаружилась новая, важная для науки и техники возможность применения этих материалов, а именно для создания интерференционных сверхузкополосных фильтров. Уже сейчас, пока в единичных экземплярах, такие фильтры (с полосой пропускания 0.01 nm) изготовлены на кристаллах LiNbO_3 [2]. Традиционные современные узкополосные фильтры ($\Delta\lambda \geq 0.05$ nm), применяемые, например, в солнечной астрономии, включают в себя до 50 оптических элементов и весят не менее десятка килограмм. В отличие от традиционных подходов узкополосный фильтр на основе кристалла LiNbO_3 является малогабаритным устройством, включающим 3–5 оптических элементов и весящим не более килограмма. Малые габариты и вес фильтров на сегнетоэлектрических кристаллах позволяют использовать их на космических аппаратах, в линиях связи на оптических волноводных каналах и в других целях.

В современной технологии интерференционных фильтров слои с разным показателем преломления напыляются и, как правило, их число составляет несколько десятков. Преимущество использования сегнетоэлектрических кристаллов связано с возможностью создания в них объемной синусоидальной решетки показателя преломления практически с любым периодом (или шагом решетки Λ) и любым числом максимумов (или слоев). Спектральная полуширина ($\Delta\lambda$) фильтра зависит от

толщины (L) среды [3]

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2nL. \quad (1)$$

Здесь n — средний показатель преломления слоев, λ — длина волны света, соответствующая максимуму отражения фильтра. Из (1) следует, что спектральная ширина фильтра зависит от толщины кристалла как $1/L$ и, изменяя L , можно создавать фильтры с любой спектральной шириной пропускания.

Под действием света в сегнетоэлектрических кристаллах течет электрический ток [4]

$$j = \chi\beta I + D\chi\nabla I + \sigma E. \quad (2)$$

Он состоит из токов фотогальванического ($\chi\beta I$), диффузионного ($D\chi\nabla I$) и тока проводимости (σE). Здесь χ , β и D — соответственно коэффициенты поглощения света, фотогальванический и диффузии, σ — проводимость, E — электрическое поле (фотонаведенное или приложенное к кристаллу), $I(r)$ — распределение интенсивности света. Ток j производит пространственное перераспределение зарядов, согласованное с распределением $I(r)$, в результате чего возникает электрическое поле $E(r) \propto I(r)$. Наведенное поле $E(r)$ изменяет показатель преломления из-за электрооптического эффекта $\Delta n_{ij} = r_{ijk}E_k$. Запись решеток показателя преломления осуществляется двумя когерентными лазерными пучками (с волновыми векторами k_1 и k_2). В области пересечения пучков (с интенсивностями на входе в кристалл I_{01} и I_{02}) за счет интерференции образуется периодическое распределение интенсивности света [3]

$$I = I_0 \left(1 + m \cos(K_{12}r) \right), \quad (3)$$

где $I_0 = I_{01} + I_{02}$, $m = 2\sqrt{I_{01}I_{02}/(I_{01} + I_{02})}$ — коэффициент модуляции, $K_{12} = k_1 - k_2$ — волновой вектор решетки (световой и записываемой голографической).

Записанная решетка стирается в процессе эксплуатации при дальнейших облучениях кристалла за счет фотопроводимости. Однако еще в работе [5] было показано, что решетку можно зафиксировать, т. е. очень значительно увеличить время стирания. Популярная до настоящего времени модель объяснения фиксации, приведенная в [5] и поддержанная в других работах, описывает процесс фиксации, следующим образом. При облучении светом ток j (формула (2)) обусловлен фотовозбужденными электронами. Последние, перемещаясь, захватываются на относительно глубокие энергетические уровни. При облучении светом с распределением (3) образуется синусоидальный рельеф заселенности ловушек (ставших донорами) — ”электронная матрица”. При последующем после записи нагревании кристалла начинает доминировать ионная проводимость. Наведенная светом ”электронная матрица” экранируется ионами, т. е. образуется и ”ионная матрица”. После возвращения кристалла к исходной температуре облучение светом с равномерной интенсивностью приводит к выравниванию электронного заселения за счет неравномерного поглощения ”электронной матрицы” и процессов диффузии. При этом возникают поля, обусловленные нечувствительным к световому облучению распределением ионов, т. е. ”ионной матрицей”.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные о записи голографических фильтров в кристаллах LiNbO_3 . Рассмотрены факторы, ранее мало обсуждавшиеся в литературе, которые влияют на качество записываемых интерференционных решеток, на термическую фиксацию и на спектральные характеристики решеток.

1. Некоторые характеристики записи голографических решеток во встречных пучках

Исследовались чистые и легированные Fe монокристаллические образцы LiNbO_3 . Применялась схема записи отражательных голограмм во встречных пучках (угол схождения пучков φ равен или близок 180°). Длина волны записывающих пучков $\lambda = 514.5 \text{ nm}$, их интенсивности близки по величинам ($I_{01} \approx I_{02} \approx 0.5 \text{ W/cm}^2$). Минимальный шаг решетки $\Lambda = \lambda / (2n \sin \varphi) = 112 \text{ nm}$. Вектор решетки K_{12} параллелен оси Z ($K_{12} \parallel Z$, где Z является осью третьего порядка, параллельной вектору спонтанной поляризации кристалла).

Наблюдался рост дифракционной эффективности (η) записываемых решеток с увеличением концентрации примеси Fe. Так, при толщине кристаллов вдоль оси Z (L_z), равной 3 mm , в номинально чистых образцах дифракционная эффективность $\eta \leq 0.01$, а в легированных Fe с концентрациями 0.01 и $0.1 \text{ wt.}\%$ η достигает 0.3 и 0.8 соответственно. В этих легированных Fe кристаллах дифракционная эффективность η становится одинаковой (0.8 – 0.9) при увеличении толщины кристал-

ла до 10 mm . В номинально чистых кристаллах при $L_z = 10 \text{ mm}$ η не превышает 0.01 – 0.05 .

Обращает на себя внимание факт сильной асимметрии дифракционной эффективности: η при считывании пучков с волновым вектором k_- , направленным противоположно направлению оси Z (или имеющим отрицательную проекцию на эту ось), в несколько раз (в 3 раза) превышает ту, которая считается пучком с вектором k_+ .

При относительно длительных экспозициях обнаруживается перекачка интенсивности записывающих пучков в пучки, отраженные от внутренних (выходных) граней кристалла. Особенно сильная перекачка (до 80%) осуществляется из пучка с вектором k_+ .

2. Фиксированные голографические решетки

Исследовались кристаллы LiNbO_3 , легированные Fe (0.01 – $0.1 \text{ wt.}\%$). Фиксирование проводилось тепловым методом — после записи голограммы кристалл нагревался до практически полного исчезновения дифракции, затем нагреватель отключался, и температура кристалла возвращалась к исходной за счет естественного теплообмена. Решетки восстанавливались с помощью облучения кристалла белым светом кварцевой лампы накаливания, либо пучком лазерного света, падающим на кристалл под углом, отличным от угла Брэгга, или имеющим длину волны, отличающуюся от записывающей. В экспериментальной схеме был реализован контроль интенсивности дифракции в процессах нагрева, охлаждения и восстановительного облучения.

Найдено, что фиксация происходит при температурах нагрева от 90 до 180°C . При этом для полного исчезновения голограммы при 90°C кристалл приходится выдерживать в термостате около часа, а при 180°C — несколько минут. Исследования проведены на пяти группах кристаллов с разным содержанием Fe (от 0.01 до $0.1 \text{ wt.}\%$).

Величина η фиксированной решетки относительно исходной снижается в 1.2 – 4 раза в зависимости от теплового и восстановительного режимов и количества Fe в образцах. Хорошее восстановление происходит на кристаллах с высоким содержанием Fe. Однако в кристаллах, сильнолегированных Fe ($0.1 \text{ wt.}\%$), закрепленная решетка быстро релаксирует за счет темновой проводимости (характерные времена составляют несколько часов для комнатной температуры). Повторное облучение этого кристалла равномерным светом вновь восстанавливает голограмму, процесс релаксации и восстановления может повторяться многократно.

Исследования спектральных характеристик дифракции на фиксированных решетках проводились по следующей схеме (рис. 1). Полихроматический свет коллимируется в параллельный пучок (k_0) и направляется на кристалл

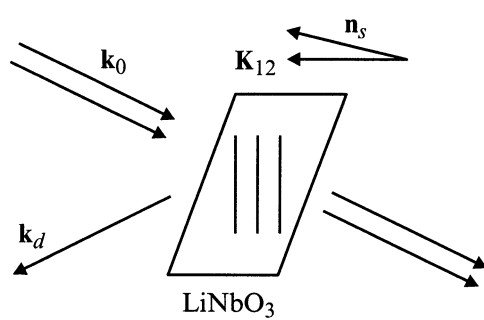


Рис. 1. Оптическая схема дифракции на голографическом фильтре.

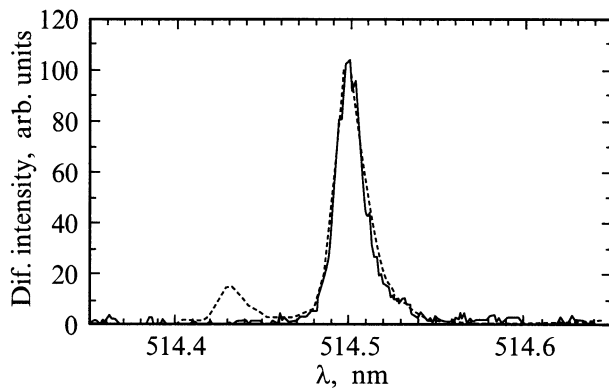


Рис. 2. Спектр дифрагированного пучка при неполяризованном источнике света (штриховая линия) и при поляризованном (сплошная линия).

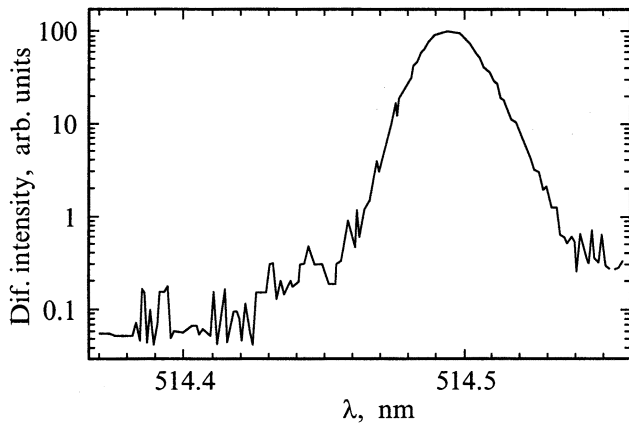


Рис. 3. Спектр дифрагированного пучка при поляризованном источнике света в логарифмическом масштабе.

ниобата лития с записанной решеткой. Свет, удовлетворяющий условию Брэгга ($k_d(\lambda) = k_0(\lambda) + K_{12}$), дифрагирует в параллельный пучок k_d . Световые лучи, не удовлетворяющие условиям Брэгга для записанной решетки, проходят через кристалл. Дифрагированный на решетке свет направляется через спектральный прибор

на фотоприемник. Нормаль грани кристалла n_s располагается под таким углом к вектору решетки K_{12} , который обеспечивает полное пространственное разделение дифрагированного и отраженного от поверхности пучков.

Далее будут приведены спектральные характеристики для фильтра, записанного на образце диаметром 12 mm, $L_z = 10$ mm с содержанием Fe 0.01 wt.%. Полученная дифракционная эффективность зафиксированной решетки составляла $\geq 60\%$. С учетом поглощения в кристалле и отражения от поверхностей в дифрагированный пучок приходится до 15% падающего на кристалл света, удовлетворяющего условию Брэгга. В качестве источника исходного света использовался свет лампы накаливания. Измерения спектров света, дифрагированного на фильтре, проведены на двухрешеточном спектрометре ДФС-24.

При освещении неполяризованным белым светом в спектре дифрагированного пучка обнаруживается наличие двух пиков (рис. 2): основной ($\lambda = 514.5$ nm) и дополнительный, сдвинутый на 0.7 nm. Поляризации света в них взаимно перпендикулярны, а интенсивности примерно равны (видна на рис. 2 разница между двумя пиками соответствует поляризационной селективности ДФС-24). При освещении поляризованным светом можно выделить один пик (рис. 2). Ширины пиков, изображенных на рис. 2, оказались порядка инструментального разрешения прибора ДФС-24, которое было независимо определено из спектрального отклика прибора на лазерную линию 514.5 nm. Оценки показали, что с учетом уширения спектральным прибором спектральная ширина линии отражения фильтра составляет не более 0.01 nm. На рис. 3 спектр дифрагированного света показан в логарифмическом масштабе для характеристики эффективности подавления света, не удовлетворяющего условию Брэгга вблизи максимума дифракции. Видно, что свет, отстроенный от максимума дифракции на 0.1 nm, подавлен не хуже, чем на 3 порядка по интенсивности.

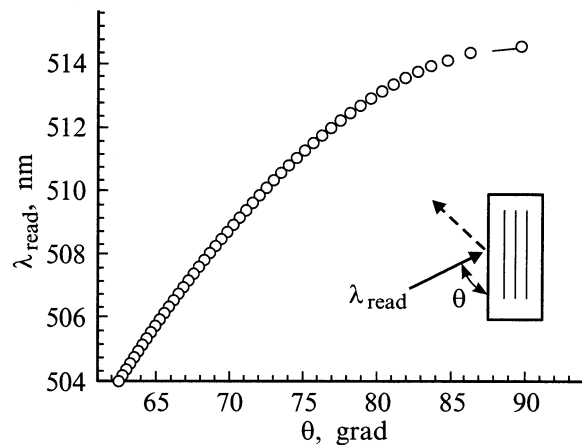


Рис. 4. Зависимость длины волны λ дифрагирующего света от угла падения для решетки, записанной встречными пучками с длиной волны 514.5 nm.

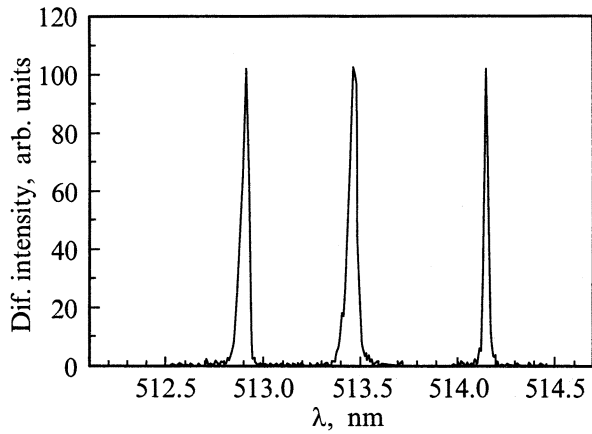


Рис. 5. Спектры дифрагированного света при трех разных углах падения полихроматического пучка.

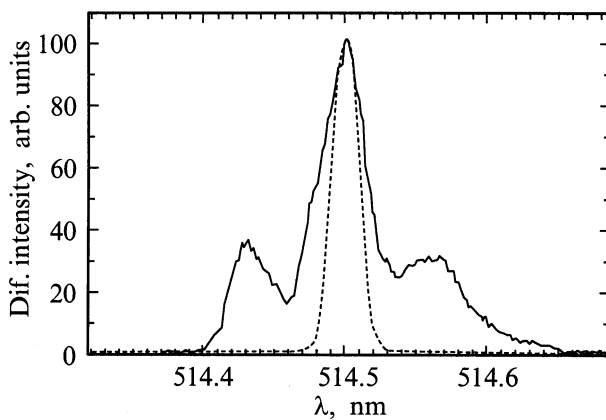


Рис. 6. Спектр дифрагированного пучка на решетке, при записи которой выполнялись условия: разность K_{12} не параллельна Z и не лежит в одной плоскости с Z (сплошная линия). Штриховая линия соответствует разрешению спектрометра.

Изменяя угол падения (Q) исследуемого пучка света на кристалл с записанным голографическим фильтром, можно сдвигать максимум дифракции фильтра согласно условиям Брэгга для отражательных голограмм [3]

$$\Lambda^2 = \lambda^2 / (n^2 - \cos^2 Q). \quad (4)$$

Как видно из расчетной кривой (рис. 4), спектральный сдвиг максимума дифракции (λ_{read}) может достигать 10 nm и более. В экспериментах эта возможность проверена анализом спектра дифракции фильтра при разных углах падения исходного полихроматического света на кристалл. На рис. 5 приведены экспериментальные данные спектральных характеристик фильтров при трех разных углах Q .

В работе исследовалось также смещение линии фильтра под действием внешнего поля. Оно равно ± 0.07 nm при приложении поля ± 10 kV/cm в направлении, перпендикулярном оси Z , и равно нулю, если поле приложено вдоль оси Z . Результат согласуется с расчетами по из-

вестным электрооптическим коэффициентам (это можно понять из анализа, проведенного в [6]). Выбор геометрии записи (т.е. $K_{12} \parallel Z$) является оптимальным для получения большой η и существенной отстройки от эффектов фотоиндуцированного рассеяния света. Однако в этой геометрии влияние электрического поля на позицию максимума дифракции фильтра оказывается минимальным по сравнению с некоторыми другими ориентациями K_{12} по отношению к кристаллографическим осям кристалла.

Результаты, представленные на рис. 2, 3 и 5, получены на решетке, при записи которой выполнялись условия: $K_{12} \parallel Z$, а поляризации записываемых пучков перпендикулярны плоскости падения ($\varphi \neq 180^\circ$). При невыполнении одного из этих условий появляется второй дополнительный пик в длинноволновой области спектра. Поляризации света в правом и левом сателлитах взаимно перпендикулярны. При увеличении экспозиции в область медленного по времени нарастания $\eta(t)$ полуширина линии отражения фильтра может существенно возрастать. Рис. 6 демонстрирует влияние этих ухудшающих факторов на спектральные свойства фильтра. При записи этого фильтра разность K_{12} была не параллельна Z и не лежала в одной плоскости, а время экспозиции было увеличено в 3 раза по сравнению с оптимальным.

3. Обсуждение результатов

Здесь мы приводим объяснения экспериментальных результатов, которые не требуют детального обсуждения механизмов записи и фиксации на микроскопическом уровне.

Из экспериментов следует, что запись, проводимая основными пучками, может происходить хуже (с меньшей η), чем основным пучком и отраженным от выходной грани. Этому способствует несколько причин. Одна из них связана с неустойчивостью фаз световых волн в объеме кристалла. Фазы основных пучков меняются стохастически из-за относительных механических колебаний элементов оптической схемы и за счет конвективных движений воздуха, неодинаковых в пространствах распространения пучков. Это приводит к пространственному колебанию максимумов интерференции и соответственно к уменьшению ее контраста и уменьшению амплитуды записываемой решетки.

Интерференционная картина основного и отраженного от выходной грани пучков не испытывает пространственных смещений внутри кристалла. Известно, что пучности (или максимумы интерференции) располагаются на фиксированном расстоянии от отражающей грани независимо от перемещения кристалла в любой плоскости (за исключением вращательных колебаний). Такая стоячая световая решетка легко записывается без применения специальных мер защиты от механических колебаний элементов оптической схемы и конвективных движений воздуха.

Есть еще фактор, одновременно влияющий на величину η , асимметрию η и спектральное разрешение записываемой решетки. Он связан с перекачкой интенсивностей между пучками, участвующими в записи решеток. Известно, что в LiNbO₃ под действием света с распределением $I_0 \cos K_{12}x$ записывается решетка $\Delta n_h \cos(K_{12}x - \psi)$. Она представляет сумму двух решеток $\Delta n_h \cos(K_{12}x - \psi) = \Delta n_n \cos K_{12}x + \Delta n_s \sin K_{12}x$, $\Delta n_h = \sqrt{\Delta n_n^2 + \Delta n_s^2}$. Одна из них — несдвиговая ($\Delta n_n \cos K_{12}x$) — совпадает по фазе со световой интерференционной решеткой, другая — сдвиговая ($\Delta n_s \sin K_{12}x$) — смещена на четверть периода ($\Lambda/4$). На первой решетке возможна нестационарная перекачка интенсивностей, причем только при их различии на входе в кристалл $I_{01} \neq I_{02}$. На выходе их интенсивности I_1 и I_2 при дифракционной эффективности несдвиговой решетки, равной η_n , можно записать в виде

$$I_1 = I_{01}(1 - \eta_n) + I_{02}\eta_n; \quad I_2 = I_{02}(1 - \eta_n) + I_{01}\eta_n.$$

В случае сдвиговой решетки появляется дополнительный член [7] $\pm 2\sqrt{I_{01}I_{02}(1 - \eta_n)\eta_n}$, описывающий интерференционную перекачку, возникающую в результате совмещения распространения в пространстве двух пучков со сдвигом фаз, равным 0 или π . В случае несдвиговой решетки основные пучки $I_{01}(1 - \eta)$, $I_{02}(1 - \eta)$ и совмещенные с ними дифрагированные ($I_{02}\eta$, $I_{01}\eta$) различаются по фазе на $\pm\pi/2$. Поэтому интерференционный член отсутствует.

Интерференционная перекачка интенсивности асимметрична относительно оси Z : положительна для k_- и отрицательна для k_+ -пучков. Эта асимметрия существенно влияет на характеристики записи во встречных пучках. Давно замечено [8], что при облучении кристалла вдоль оси Z одним пучком k_+ -пучок может полностью трансформироваться в отраженный k'_- и, наоборот, отраженный k'_+ трансформироваться в основной k_- . Это эффекты индуцированного отражения и просветления. В первом случае слабый (отраженный) пучок усиливается, в результате чего формируется световая решетка с улучшенным контрастом, и записываемая решетка обладает большей величиной η . В стационарном состоянии основной пучок k_+ может не проходить через кристалл, а проникать в него на толщину меньше L_z , на которой выполняется условие ($\eta_s \approx 0.5$) полной перекачки интенсивности. Пучок k_- проходит через кристалл и даже с небольшим усилением за счет перекачки в него интенсивности отраженного пучка k'_+ . Асимметрия изменения интенсивности пучков k_+ и k_- на решетках $k_+ - k'_-$, $k_- - k'_+$ и приводит к асимметрии η при считывании. Надо принять во внимание, что отраженный пучок присутствует и при считывании. Это означает, что при считывании продолжает участвовать интерференционная перекачка k_+ - и k_- -пучков. В процессе записи перекачка интенсивности осуществляется и между основными пучками. Можно заметить, что при равных интенсивностях пучков на входах в кристалл перекачка приводит к дисбалансу

интенсивностей и соответственно к уменьшению контраста интерференции и уменьшению амплитуды записываемой решетки. Между основной $k_+ - k_- = K_{12}$ - и дополнительной $k_+ - k'_-$ -решетками возникает конкуренция по записи. Выполнение более идеальных условий (полное отсутствие стохастических изменений фаз, увеличение при перекачке контраста интерференционной картины) позволяет решетке $k_+ - k'_-$, начиная с какого-то момента времени, лидировать в записи. Тройное ослабление пучка k_+ (поглощение, перекачка интенсивности на двух решетках $k_+ - k'_-$ и $k_+ - k_-$) приводит к ослаблению его интенсивности с ростом глубины проникновения. В результате этого уменьшается эффективная толщина записанной решетки ($k_+ - k_- = K_{12}$), и в соответствии с (1) увеличивается ширина спектрального разрешения (что отражено на рис. 6).

Мы видим, что сдвиговая решетка приводит к нежелательным эффектам при создании голографических интерференционных фильтров. Минимизировать ее вклад можно, используя оптимальную экспозицию кристалла по времени при записи голографической решетки (в начальные моменты облучения превалирует запись основной решетки $k_+ - k_- = K_{12}$, из-за большей амплитуды интерференционных максимумов), делая просветляющие покрытия (уменьшающие интенсивность отраженных пучков), герметизируя или вакуумируя оптическую схему и устраняя ее механические колебания (уменьшающие стохастические колебания фаз основных пучков).

Причины появления сателлитов в спектре дифрагированного света связаны с анизотропными свойствами кристалла — электрооптикой и двулучепреломлением. Рассмотрим случай, когда вектор записываемой решетки K_{12} параллелен оси Z и $\varphi \neq 180^\circ$. В зависимости от направления поляризации света в пучках возможны три случая.

1) Поляризация перпендикулярна плоскости падения пучков и соответственно оси Z . По определению это пучки с обыкновенной поляризацией (e_0). Они записывают решетку с вектором $K_{12}^0 = k_1^0 - k_2^0$.

2) Когда вектор поляризации лежит в плоскости падения, то поляризация пучков (e_e) необыкновенная. Записывается решетка $K_{12}^e = k_1^e - k_2^e$.

3) В промежуточном варианте, когда для вектора поляризации не выполнены условия первого или второго случаев, в записывающих пучках имеются световые волны e_0 - и e_e -поляризаций. Записываются K_{12}^0 - и K_{12}^e -решетки. Такая же ситуация реализуется, когда вектор K_{12} не параллелен Z .

При выполнении условия Брэгга на одной и той же решетке могут дифрагировать пучки света как с e_0 - так и e_e -поляризациями. Удовлетворяя условиям Брэгга (4) по углу для лучей e_0 неполяризованного пучка белого света, условие Брэгга для лучей e_e выполняется, как видно из (4), на другой длине волны. В результате при считывании белым светом появятся два пика дифракции со взаимно перпендикулярными поляризациями

(λ_0 и λ_e). Пучок с одной поляризацией e_e или e_0 будет дифрагировать с такой же e_e - или e_0 -поляризацией.

Направление сдвига второго пика от основной линии λ_0 (на которой происходила запись) можно определить из равенства $\Lambda_0 = \Lambda_e$, так как дифракция происходит на одной решетке. Из этого равенства и (4) (считая $Q \approx \pi/2$) следует $\lambda_e n_e / n_0 = \lambda_0$. LiNbO_3 является отрицательным кристаллом, т.е. $n_0 > n_e$. Видно, что сдвиг λ_e от λ_0 происходит в коротковолновую область, и наоборот, если в качестве основной взять линию на волне λ_e . При записи решетки пучками с промежуточной (между e_e и e_0) поляризацией записываются две решетки: K_{12}^e и K_{12}^0 . Дифракция на них в соответствии со сделанным выше выводом будет происходить в основную линию (λ_0 и λ_e) и в два сателлита: коротковолновый с поляризацией e_e и длинноволновый с поляризацией e_0 . В основной линии свет должен быть деполяризован (из-за присутствия света с e_e - и e_0 - поляризациями).

Таким образом, в работе проведен экспериментальный анализ спектральных характеристик голографических фильтров на LiNbO_3 . Показано, что характеристики фильтра могут меняться в зависимости от условий записи и считывания.

Созданный в результате исследований узкополосный ($\Delta\lambda \leq 0.01$ nm) интерференционный фильтр на кристалле LiNbO_3 проходит испытания в Институте солнечной и земной физики СО РАН. С помощью фильтра изучается распределение интенсивности некоторых спектральных линий, излучаемых с поверхности Солнца.

Авторы благодарят коллег из ИСЗФ СО РАН В.М. Григорьева и П.Г. Папушева за интерес к работе и организацию частичной финансовой помощи для создания фильтра, а также А.М. Пугачева за активное участие в работе на начальном этапе исследований.

Список литературы

- [1] A. Askin, C.D. Boyd, T.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, H.J. Levishtein. *J. Nassan. Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
- [2] G.A. Rakuljic, V. Leyva. *Optics Letters* **18**, 6, 459 (1993).
- [3] Р. Кольер, К. Берхарт, Л. Лин. *Оптическая голография*. Мир, М. (1973). 686 с.
- [4] М. Лайнс, А. Гласс. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. Мир, М. (1981). 736 с.
- [5] J.J. Amodei, D.L. Staebler. *Appl. Phys. Lett.* **18**, 12, 540 (1971).
- [6] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоточувствительные голографические среды в голографии и обработка информации*. Наука, Л. (1983). 270 с.
- [7] J.J. Amodei. *Appl. Phys. Lett.* **18**, 1, 22 (1971).
- [8] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. *ЖЭТФ* **74**, 5, 1599 (1978).