

ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ И ДРУГИЕ ВОПРОСЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Ортогональное двухволновое векторное взаимодействие в гиротропном фоторефрактивном кристалле

Р.В.Ромашко, М.Н.Безрук, Ю.Н.Кульчин

Предложена и исследована новая схема организации адаптивного интерферометра, основанная на ортогональной геометрии векторного двухволнового взаимодействия в гиротропном фоторефрактивном кристалле. Разработана математическая модель, позволяющая рассчитывать эффективность двухволнового взаимодействия в гиротропном фоторефрактивном кристалле в ортогональной геометрии. С помощью разработанной модели найдены условия, при которых реализуется режим поляризационной независимости адаптивного интерферометра. Показано, что поляризационная независимость достигается за счет естественного вращения плоскости поляризации световых волн в кристалле, вызванного оптической гиротропией. Ключевой особенностью разработанного подхода является возможность достижения такого режима с использованием только одной опорной волны в отличие от других подобных методов, где требуются две опорные волны, что позволяет значительно упростить схему адаптивного интерферометра.

Ключевые слова: адаптивный интерферометр, фоторефрактивный кристалл, двухволновое векторное взаимодействие, оптическая гиротропия, поляризация.

1. Введение

Известно, что адаптивный интерферометр на основе динамической голограммы, записанной в фоторефрактивном кристалле (ФРК), является эффективным инструментом для высокоточных измерений сверхмалых физических величин [1–3]. На базе адаптивных интерферометров разработан широкий спектр методов измерения для обнаружения слабых акустических и гидроакустических сигналов [4–8], измерения сверхмалых масс [9], наблюдения малых деформаций, колебаний и перемещений [10–14], для неразрушающего контроля материалов [15–19], био-визуализации [20–24] и др. Постоянно перезаписываясь внутри ФРК, динамическая голограмма стабилизирует рабочую точку интерферометра, что позволяет сохранить его высокую чувствительность при высокой помехозащищенности. В то же время чувствительность любого интерферометра, в том числе адаптивного, зависит от состояния поляризации взаимодействующих волн. Действительно, нестабильность поляризации приводит к ухудшению контраста интерференционных полос и, как следствие, к уменьшению выходного сигнала интерферометра.

Для решения проблемы поляризационной нестабильности в адаптивном интерферометре требуются специальные подходы. В частности, использование в схеме адаптивного интерферометра ортогональной геометрии векторного двухволнового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле позволяет снизить влияние флуктуации поляризации на характеристики интерферометра [25]. Дальнейшее развитие этого подхода привело к раз-

работке адаптивного интерферометра, основанного на трехволновой схеме нелинейного взаимодействия волн в фоторефрактивном кристалле. В такой геометрии взаимодействие одной объектной волны с двумя опорными волнами, направляемыми в кристалл во взаимно ортогональных направлениях, позволяет полностью устранить поляризационную нестабильность выходного сигнала интерферометра [26, 27]. Это становится возможным, поскольку такая геометрия обеспечивает запись двух независимых динамических голограмм, каждая из которых сформирована одной из двух взаимно ортогональных компонент поляризации объектной волны и соответствующей компонентой поляризации одной из двух опорных волн. В результате эти голограммы дополняют друг друга, обеспечивая поляризационную независимость интерферометра. Однако использование двух опорных волн вместо одной усложняет схему адаптивного интерферометра, поскольку все три волны (одна объектная и две опорные) должны вводиться в ФРК в трех взаимно ортогональных направлениях. Кроме того, использование двух опорных волн зачастую приводит к двукратному увеличению общей мощности лазера, необходимой для работы интерферометра.

В работе [28] для обеспечения поляризационной независимости используются два фоторефрактивных кристалла и две опорные волны, что существенно усложняет оптическую схему интерферометра. В схеме поляризационно-независимого интерферометра, представленного в работе [29], используются один ФРК и одна опорная волна. Однако для регистрации выходного сигнала интерферометра необходимо наличие поляризационных элементов. Кроме того, необходимо, чтобы интенсивности обеих компонент поляризации были одинаковыми.

В настоящей статье предлагается новая схема адаптивного интерферометра, основанная на взаимодействии одной опорной и одной объектной волн в ортогональной геометрии в фоторефрактивном кристалле, обладающем оптической гиротропией. Разработана физико-математическая модель, позволяющая рассчитывать эффективность двухволнового взаимодействия в ФРК для ортогональ-

Р.В.Ромашко, Ю.Н.Кульчин. Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; Дальневосточный федеральный университет, Россия, 690922 Приморский край, Владивосток, о. Русский, п. Аякс, 10; e-mail: romashko@iacp.dvo.ru

М.Н.Безрук. Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5

ной геометрии. С помощью модели найдены условия, при которых режим поляризационной независимости адаптивного интерферометра достигается при использовании только одной опорной волны. Показано, что такой режим обеспечивается в фоторефрактивном кристалле вращением плоскости поляризации световых волн, вызванным оптической гиротропией.

2. Ортогональное двухволновое взаимодействие в гиротропном фоторефрактивном кристалле

Рассмотрим ортогональную геометрию, в которой две волны – объектная A_1 и опорная A_2 – взаимодействуют в гиротропном ФРК кубической симметрии (рис.1). Волны A_1 и A_2 распространяются вдоль кристаллографических осей [001] и [100] соответственно и записывают динамическую голограмму с вектором решетки k . Взаимодействие этих волн на голограмме можно описать теорией векторного взаимодействия волн в фоторефрактивном кристалле, предложенной Стурманом и др. [30]. Эта теория была разработана для пропускающей геометрии, в которой волны распространяются коллинеарно в одном направлении. В работе [31] показано, что данная теория может быть также обобщена и для ортогональной геометрии, когда взаимодействующие волны распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях.

Согласно теории, предложенной в [30], взаимодействие двух волн с векторными амплитудами A_1 и A_2 на динамической голограмме, записанной в диффузионном режиме (без приложения каких-либо внешних электрических полей к ФРК), описывается следующей системой связанных волновых уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial l_1} + \frac{\alpha}{2}\right)A_1 - i\hat{G}A_1 &= iE_k \hat{V}A_2, \\ \left(\frac{\partial}{\partial l_2} + \frac{\alpha}{2}\right)A_2 - i\hat{G}A_2 &= iE_k^* \hat{V}A_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где α – оптическое поглощение кристалла; E_k – комплексная векторная амплитуда поля пространственного заряда, сформированного в ФРК из-за фоторефрактивного эффекта, вызванного интерференцией волн A_1 и A_2 ; $|E_k| = 2\pi k_B T/\Lambda e$ (Λ – период интерференционной карти-

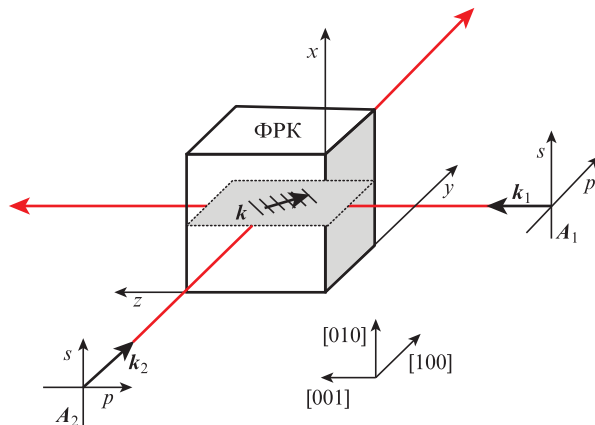


Рис.1. Ортогональная геометрия взаимодействия волн в фоторефрактивном кристалле.

ны, k_B – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура кристалла, e – элементарный электрический заряд); направление E_k совпадает с вектором k голографической решетки, образованной интерференционными полосами; l_1 и l_2 – направления распространения волн A_1 и A_2 , совпадающие с осью z и осью y соответственно (см. рис.1).

Матрица самовоздействия \hat{G} и матрица взаимодействия \hat{V} могут быть записаны следующим образом [30, 32]:

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} 0 & i\rho \\ -i\rho & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{V} = \begin{pmatrix} 0 & K/\sqrt{2} \\ K/\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $K = -\pi n_0^3 r_{41} / \lambda$ – константа связи волн, которая определяется показателем преломления ФРК n_0 , электрооптическим коэффициентом r_{41} и длиной волны света λ ; ρ – удельное оптическое вращение плоскости поляризации световой волны внутри ФРК. Согласно работе [30] аналитическое решение уравнения (1) для амплитуды волны A_1 , направленной вдоль оси z , можно представить в следующем виде:

$$A_1(z) = [\hat{T}_+(z)A_1(0) + e^{i\phi_0} \hat{T}_-(z)A_2(0)]e^{-\alpha z/2}, \quad (3)$$

где ϕ_0 – фазовый сдвиг голографической решетки относительно интерференционной картины; $\hat{T}_+(z)$ и $\hat{T}_-(z)$ – матрицы преобразования. Матрица $\hat{T}_+(z)$ учитывает дифракцию волны A_1 в направлении волны A_1 (нулевой порядок дифракции); матрица $\hat{T}_-(z)$ учитывает дифракцию волны A_2 в направлении волны A_1 :

$$\hat{T}_{\pm}(z) = 0.5(e^{i\hat{g}_{\pm}z} \pm e^{i\hat{g}_{\mp}z}), \quad (4)$$

где $\hat{g}_{\pm} = \hat{G} \pm |E_k| \hat{V}$.

Когда световая волна распространяется в гиротропном ФРК длиной L , имеющем удельное оптическое вращение ρ , плоскость поляризации волны поворачивается на угол $\beta = \rho L$. Следовательно, пара взаимодействующих волн в ортогональной геометрии будет иметь разные состояния поляризации в разных частях кристалла (рис.2). Это, в свою очередь, даст различный вклад в общую эффективность двухволнового взаимодействия в кристалле. Следовательно, для правильного описания связи волн в этом случае необходимо учитывать зависимость эффективности двухволнового взаимодействия от пространственных координат (y, z).

Для расчета двухволнового взаимодействия в гиротропном ФРК в ортогональной геометрии был использован следующий подход. Для удобства допустим, что область перекрытия световых пучков в ФРК полностью совпадает с его размерами $L_1 \times L_2$ (рис.2). Эта область разделяется на квадратные ячейки с размером $\Delta L \times \Delta L$, выбранным таким образом, чтобы можно было пренебречь вращением плоскости поляризации волны внутри ячейки, вызванным оптической гиротропией. Угол поворота плоскости поляризации γ_0 , величиной которого можно пренебречь, определяется малостью изменения эффективности взаимодействия волн в результате этого поворота. Таким образом, размер ячейки определяется как $\Delta L = \gamma_0/\rho$. В свою очередь, число ячеек в направлениях z и y можно найти как $M = L_1/\Delta L$ и $N = L_2/\Delta L$ соответственно.

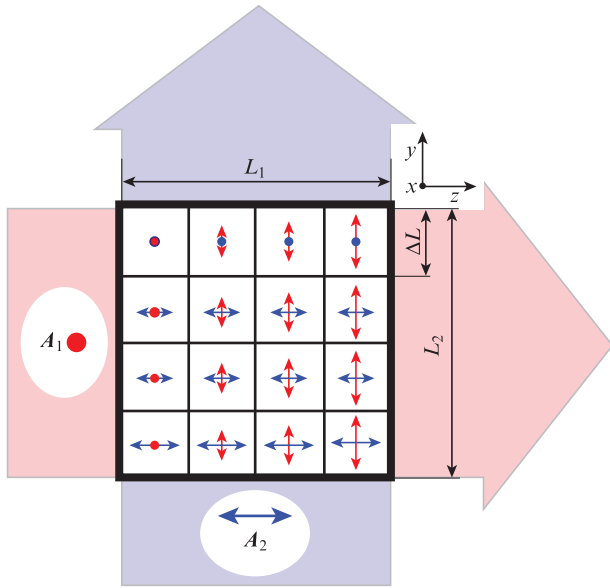


Рис.2. Демонстрация изменения условий взаимодействия двух линейно поляризованных волн A_1 и A_2 в гиротропном фоторефрактивном кристалле в ортогональной геометрии. Красные и синие стрелки, а также точки указывают проекции векторов электрического поля волн A_1 и A_2 на плоскость yz .

Амплитуды волн A_1 и A_2 на входной грани кристалла можно представить следующими векторами Джонса:

$$A_1 = \begin{pmatrix} a_s \\ a_p \exp i\check{\alpha} \end{pmatrix}, \quad A_2 = \begin{pmatrix} b_s \\ b_p \exp i\check{\beta} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\check{\alpha}$ и $\check{\beta}$ – разность фаз между ортогональными поляризационными компонентами волн A_1 и A_2 соответственно.

Рассмотрим ячейку с индексами (m, n) , где $m = 0 \dots M$, $n = 0 \dots N$. Амплитуды волн A_{1mn}^{in} и A_{2mn}^{in} на входе в ячейку можно записать как

$$A_{1mn}^{\text{in}} = \hat{R}(\gamma_0 m) A_1, \quad A_{2mn}^{\text{in}} = \hat{R}(\gamma_0 n) A_2, \quad (6)$$

где

$$\hat{R}(\beta) = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix}$$

– матрица, учитывающая поворот поляризации волн A_1 и A_2 на угол β при распространении волн к ячейке с индексом (m, n) . Таким образом, угол β в целом учитывает гиротропию ФРК. Пусть волна A_1 – объектная волна, а волна A_2 – опорная. Примем также, что объектная волна несет информацию об измеряемой величине в виде фазовой модуляции φ . Таким образом, амплитуду объектной волны можно представить как $A_1 e^{i\varphi}$. В соответствии с выражением (3) амплитуду объектной волны на выходе из ячейки (m, n) запишем в виде

$$A_{1mn}^{\text{out}}(\varphi) = (\hat{T}_+(z) A_{1mn}^{\text{in}} e^{i\varphi} + e^{\pm i\phi_0} \hat{T}_-(z) A_{2mn}^{\text{in}}) e^{-\alpha \Delta L m / 2}. \quad (7)$$

Тогда изменение интенсивности объектной волны на выходе из ячейки (m, n) при наличии фазовой модуляции можно найти как:

$$\Delta I_{mn} = A_{1mn}^{\text{out}}(\varphi) A_{1mn}^{\text{out}*}(\varphi) - A_{1mn}^{\text{out}}(0) A_{1mn}^{\text{out}*}(0). \quad (8)$$

Чтобы найти полное изменение интенсивности объектной волны на выходе кристалла, необходимо вычислить изменение интенсивности для каждой ячейки, а затем суммировать эти изменения. В этом случае объектная волна может быть представлена как набор из N лучей, каждый из которых распространяется через M ячеек и накапливает вклад во взаимодействие волн, которое происходит в каждой ячейке. В результате общее изменение интенсивности объектной волны на выходе из ФРК будет равно среднему значению набора из N сумм лучей:

$$\Delta I = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \Delta I_{mn}. \quad (9)$$

Таким образом, с помощью предложенной модели с использованием выражений (3)–(9) можно рассчитать эффективность преобразования фазы световой волны в ее интенсивность в ортогональной геометрии векторного двухволнового взаимодействия в ФРК с произвольными значениями оптической гиротропии, размеров кристалла и начальных состояний поляризации взаимодействующих волн.

3. Режим поляризационной независимости

Режим поляризационной независимости означает такой режим работы интерферометра, когда его выходной сигнал ΔI не зависит от состояния поляризации объектной волны. В настоящей работе рассматривается линейно поляризованная объектная волна, плоскость поляризации которой имеет угол γ с осью x (s-поляризованная волна при $\gamma = 0$), которая взаимодействует в ФРК с опорной волной, имеющей круговую поляризацию. Эта комбинация состояний поляризации обеспечивает линейную фазовую демодуляцию на диффузионной динамической голограмме, записываемой в ФРК кубической симметрии [33, 34].

Следует отметить, что выходной сигнал адаптивного интерферометра зависит как от эффективности двухволнового взаимодействия на динамической голограмме в ФРК, так и от ослабления световой волны внутри кристалла. Эффективность двухволнового взаимодействия зависит (среди прочего) от состояния поляризации взаимодействующих волн, в то время как ослабление света определяется длиной кристалла L и его оптическим поглощением α . Чтобы изучить влияние оптической активности ФРК на выходной сигнал интерферометра отдельно от влияния поглощения света, необходимо изменять только параметр ρ , а параметры L и α должны оставаться фиксированными. В то же время, поскольку ρ является материальным параметром конкретного ФРК, его можно изменить, только если использовать другие кристаллы. Это, в свою очередь, приводит к изменению всех других материальных параметров ФРК (включая показатель преломления, электрооптические коэффициенты), которые также определяют эффективность двухволнового взаимодействия, а кроме того, приводит к изменению α . В этой связи в расчетах использован «синтетический» фоторефрактивный кристалл, в котором все материальные параметры, кроме удельного оптического вращения ρ , были фиксированными (использованы параметры кристалла $B_{12}SiO_{20}$; см. табл.1), а параметр ρ изменялся вручную в диапазоне 0–250 град/см.

Табл.1. Материальные параметры фоторефрактивных кристаллов, использованные при расчетах.

Параметр	B ₁₂ SiO ₂₀	CdTe
ρ^* (град/см)	200	0
ρ (град/см)	0–250	0
λ (нм)	633	1064
n_0	2.54	2.85
r_{41} (пм/В)	3.5	4.5
α (см ⁻¹)	1	2.0
L (см)	1	1
ε	56	9.4
N (см ⁻³)	2.0×10^{16}	2.0×10^{16}

Примечание: ρ^* – реальное удельное оптическое вращение кристалла, ρ – «вручную» изменяемое удельное оптическое вращение «синтетического» кристалла на основе B₁₂SiO₂₀.

В расчетах состояние поляризации объектной волны изменяется путем изменения угла γ , который задает плоскость ее поляризации на входе в ФРК в диапазоне 0–180°. Для оценки угла γ_0 использовались результаты работ [35, 36], в которых авторы показывают, что при изменении угла γ на 1° эффективность двухволнового взаимодействия изменяется не более чем на 0.1%. Принимая это во внимание, в расчетах угол γ_0 был положен равным 0.1°, что позволяет пренебречь изменением эффективности двухволнового взаимодействия, вызванным поворотом плоскости поляризации на такой малый угол.

Чтобы найти условия для режима поляризационной независимости, необходимо рассчитать зависимость $\Delta I(\gamma)$, полученную при различных значениях ρ и фиксированном L . В результате это позволит найти значение параметра ρL , при котором зависимость выходного сигнала адаптивного интерферометра ΔI от угла γ исчезает.

На рис.3 показаны зависимости выходного сигнала интерферометра от параметра ρL (штриховые линии), полученные при определенных значениях угла γ в диапа-

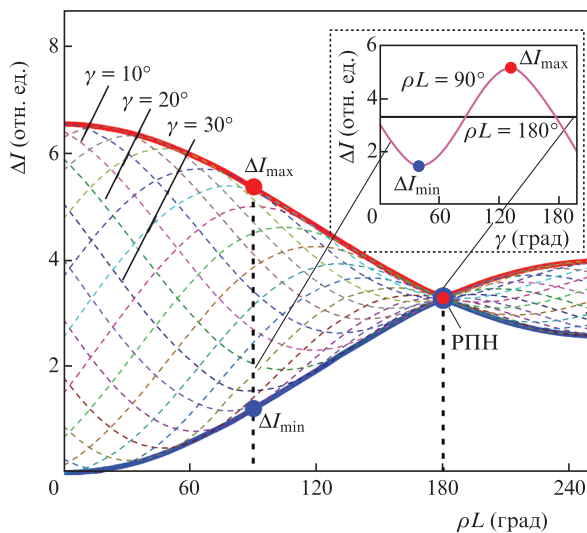


Рис.3. Зависимости $\Delta I(\rho L)$, полученные для «синтетического» фоторефрактивного кристалла B₁₂SiO₂₀ при разных углах γ в диапазоне 0–180°. Красные и синие кривые – зависимости соответственно максимальной (ΔI_{\max}) и минимальной (ΔI_{\min}) амплитуд выходного сигнала интерферометра. На вставке – зависимости $\Delta I(\gamma)$, полученные при $\rho L = 90^\circ$ и 180° .

зоне 0–180° с шагом 10°. Как видно из рис.3, когда $\rho L \neq 180^\circ$, выходной сигнал зависит от состояния поляризации объектной волны (которое определяется углом γ), что дополнительно показано на вставке для $\rho L = 90^\circ$. При этом максимальная и минимальная амплитуды отличаются друг от друга, $\Delta I_{\max} \neq \Delta I_{\min}$. По мере приближения ρL к 180° разница между ΔI_{\max} и ΔI_{\min} в выходном сигнале уменьшается и полностью исчезает при $\rho L = 180^\circ$. В этом случае зависимости $\Delta I(\rho L)$, полученные для разных углов γ , пересекаются в одной точке. Это означает, что выходной сигнал перестает зависеть от состояния поляризации объектной волны (см. вставку к рис.3 для $\rho L = 180^\circ$), т.е. достигается режим поляризационной независимости (РПН). При дальнейшем увеличении ρL выходной сигнал интерферометра снова начинает зависеть от состояния поляризации объектной волны.

4. Обсуждение результатов

Возможность реализации режима поляризационной независимости с использованием гиротропного фоторефрактивного кристалла качественно можно объяснить следующим образом. В общем случае вращение плоскости поляризации волны, вызванное гиротропией ФРК, приводит к изменению выходного сигнала интерферометра. Однако, если $\rho L = q180^\circ$ ($q = 1, 2, 3, \dots$), плоскость поляризации объектной волны меняется на 180° , пока волна распространяется через весь кристалл от его входной до выходной грани. Таким образом, реализуются все возможные ориентации плоскости поляризации объектной волны. Если изменить ориентацию плоскости поляризации объектной волны на входе в ФРК, то все состояния поляризации снова будут реализованы внутри кристалла. В результате выходной сигнал интерферометра не претерпевает никаких изменений. Во всех остальных случаях (когда $\rho L \neq q180^\circ$) выходной сигнал интерферометра будет зависеть от состояния поляризации объектной волны.

Рассмотренную выше ситуацию иллюстрирует рис.4. Красные жирные стрелки показывают ориентацию плоскости поляризации объектной волны на входе в кристалл. Черные стрелки показывают промежуточные положения плоскости поляризации объектной волны при ее распространении внутри кристалла вдоль оси z . Длина каждой стрелки представляет собой величину вклада объектной волны с соответствующей поляризацией в выходной сигнал. Уменьшение длины стрелки связано с уменьшением вклада данной поляризации в выходной сигнал, поскольку только вертикальные компоненты s-волны участвуют в двухволновом взаимодействии в ортогональной геометрии [31]. Закрашенная область в пунктирных кружках соответствует общей амплитуде выходного сигнала, который объединяет все вклады.

Как следует из рис.4, поворот плоскости поляризации на 45° на входе в кристалл приводит к повторению реализации всех возможных состояний поляризации объектной волны внутри кристалла, когда $\rho L = 180^\circ$. В результате значение выходного сигнала (закрашенная область) остается постоянным (рис.4,а и б). Во всех остальных случаях ($\rho L \neq 180^\circ$) режим поляризационной независимости не выполняется. В качестве примера на рис.4,в, г показан случай, когда $\rho L = 90^\circ$. Здесь поворот плоскости поляризации на входе в кристалл на 45° приводит к изменению выходного сигнала (закрашенные области на рис.4,в и г

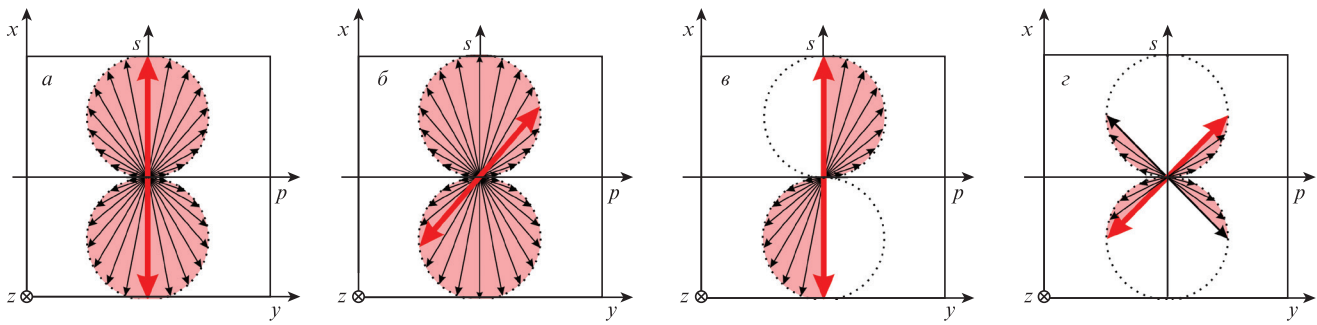


Рис.4. Эффективность двухволнового смешения в ортогональной геометрии в гиротропном ФРК при параметрах кристалла $\rho L = 180^\circ$ (а, б) и 90° (в, з) и разных исходных углах γ на входе в кристалл: $\gamma = 0$ (а, в), $\gamma = 45^\circ$ (б, з).

различаются). Эти два случая ($\rho L = 180^\circ$ и $\rho L = 90^\circ$) количественно представлены зависимостями $\Delta I(\gamma)$, показанными на вставке к рис.3.

В приведенных выше расчетных результатах для «синтетического» кристалла оптическая активность (ρ) кристалла изменяется «вручную». Однако для реального кристалла значение гиротропии фиксировано. Следовательно, для достижения поляризационной независимости в реальном кристалле (для достижения $\rho L = 180^\circ$) длина кристалла L является единственным параметром, который можно варьировать. На рис.5 представлены зависимости амплитуды выходного сигнала от длины кристалла, полученные для гиротропного кристалла $\text{B}_{12}\text{SiO}_{20}$ ($\rho = 200$ град/см) и, для сравнения, для негиротропного кристалла CdTe ($\rho = 0$).

Из рис.5 видно, что для гиротропного кристалла $\text{B}_{12}\text{SiO}_{20}$ (рис.5,а) как максимальная ΔI_{\max} , так и минимальная ΔI_{\min} амплитуда выходного сигнала изменяется с увеличением длины кристалла из-за влияния гиротропии. При длине $L = L_p$ значения ΔI_{\max} и ΔI_{\min} становятся равными, что означает достижение режима поляризационной независимости. Как было сказано выше, такой режим наблюдается и при $L = qL_p$, где $q = 1, 2$, т.к. в этом случае объектная волна завершает q поворотов на 180° на длине L_p . Напротив, для негиротропных кристаллов поляризационная независимость не достигается, поскольку в таких ФРК плоскости поляризации взаимодействующих волн не вращаются. Этот случай также показан на рис.3 при $\rho L = 0$, когда $\Delta I_{\max} \neq \Delta I_{\min}$.

Следует еще раз отметить, что выходной сигнал адаптивного интерферометра на основе ФРК определяется двумя конкурирующими процессами – двухволновым

взаимодействием (от которого напрямую зависит амплитуда выходного сигнала интерферометра) и поглощением света (которое снижает амплитуду выходного сигнала). Эффективность этих процессов зависит от длины кристалла. Поэтому для любого кристалла существует оптимальная длина ($L = L_{\text{opt}}$), когда выходной сигнал становится максимальным. При длине кристалла $L < L_{\text{opt}}$ двухволновое взаимодействие является доминирующим процессом, и выходной сигнал увеличивается с увеличением длины кристалла. Когда длина кристалла превышает L_{opt} , поглощение света преобладает над двухволновым взаимодействием, и выходной сигнал уменьшается с увеличением длины кристалла.

5. Заключение

Предложена новая схема реализации адаптивного интерферометра, основанная на ортогональной геометрии векторного двухволнового смешения в гиротропном фоторефрактивном кристалле. Разработана математическая модель, позволяющая рассчитывать эффективность взаимодействия волн в гиротропном кристалле в ортогональной геометрии. С помощью модели были найдены условия, при которых достигается режим поляризационной независимости. Было показано, что для выполнения режима поляризационной независимости необходимо, чтобы плоскость поляризации объектной волны поворачивалась на 180° , когда она проходит через фоторефрактивный кристалл. Это достигается при параметре кристалла $\rho L = 180^\circ$, и данное утверждение справедливо для любого фоторефрактивного кристалла. Реализация такого режима поляризационной независимости в гиротроп-

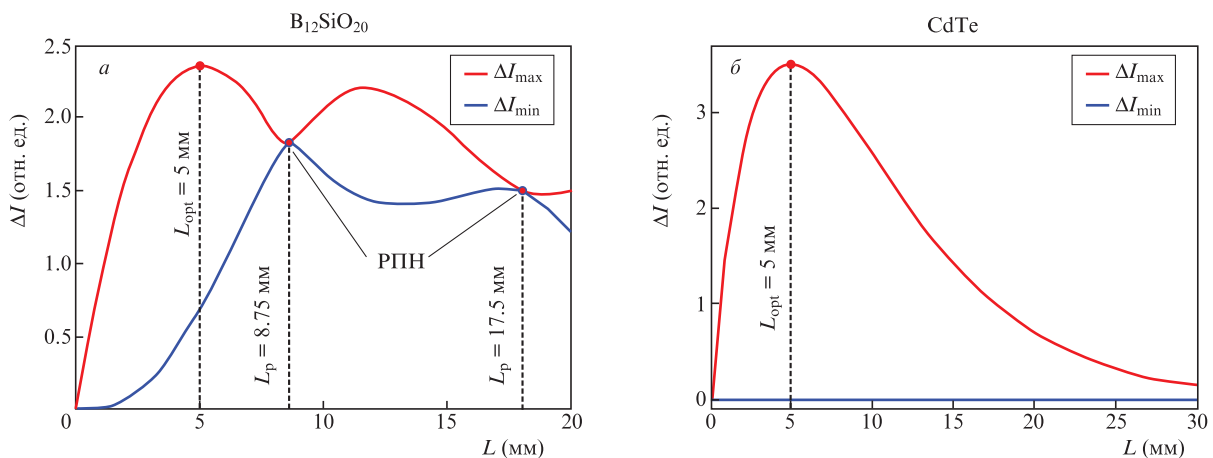


Рис.5. Зависимости амплитуды выходного сигнала от длины кристалла для кристаллов $\text{B}_{12}\text{SiO}_{20}$ (а) и CdTe (б).

ном фоторефрактивном кристалле позволяет использовать только одну опорную волну, что упрощает схему адаптивного интерферометра.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00323).

1. Stepanov S.I., in *International Trends in Optics* (New York: Academic, 1991, chap. 9).
2. Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Y.N. *J. Appl. Phys.*, **105**, 031101 (2009).
3. Solymar L., Webb D., Grunnet-Jepsen A. *The Physics and Applications of Photorefractive Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1996).
4. Murray Todd W., Tuovinen H., Krishnaswamy S. *Appl. Opt.*, **39**, 3276 (2000).
5. Yu P., Peng L., Nolte D., Melloch M. *Opt. Lett.*, **28** (10), 819 (2003).
6. Romashko R.V., Kulchin Y.N., Nippolainen E. *Laser Phys.*, **24** (11), 115604 (2014).
7. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Безрук М.Н., Ермолаев С.А. *Квантовая электроника*, **46** (3), 277 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (3), 277 (2016)].
8. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Дзюба В.П., Стороженко Д.В., Безрук М.Н. *Квантовая электроника*, **51** (3), 265 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (3), 265 (2021)].
9. Ромашко Р.В., Ефимов Т.А., Кульчин Ю.Н. *Квантовая электроника*, **44** (3), 269 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (3), 269 (2014)].
10. Georges M., Thizy C. *J. Micro/Nanolithography, MEMS and MOEMS*, **14** (4), 041306 (2015).
11. Barbosa E., Preto A., Silva D., Carvalho J., Morimoto N. *Opt. Commun.*, **281** (3), 408 (2008).
12. Romashko R.V., Kulchin Y.N., Girolamo S.D., Kamshilin A.A., Launay J.C. *Key Eng. Mater.*, **381**, 61 (2008).
13. Sokolov I., Bryushinin M. *Proc. SPIE*, **6739**, 673909 (2007).
14. Girolamo S., Kamshilin A., Romashko R., Kulchin Y., Launay J.C. *Opt. Lett.*, **32** (13), 1821 (2007).
15. Jiachen K., Changqi D., Wei Y., Chunsheng Y. *Proc. 2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS)* (Shanghai, China, 2016, pp 2142–46).
16. Georges M., Thizy C., Scaufaire V., Ryhon S., Pauliat G., Lemaire P., Roosen G. *Proc. SPIE*, **4933**, 250 (2003). DOI: 10.1117/12.516646.
17. Bashkov O., Romashko R., Zaykov V., Protsenko A., Bezruk M., Htoo H. *Proc. SPIE*, **10176**, 1017613 (2016).
18. Nehmetallah G., Banerjee P., Khoury J. *Appl. Opt.*, **54** (32), 9622 (2015).
19. Zhao Y., Ma J., Zhang Z., Zhu Y., Krishnaswamy S. *OSA Technical Digest* (2016, paper Th1A.8); <https://doi.org/10.1364/APOS.2016.Th1A.8>.
20. Kemper B., Carl D., Knoche S., Thien R., von Bally G. *Proc. SPIE*, **5457**, 581 (2004).
21. Xu X., Zhang H., Hemmer P., Qing D., Kim C., Wang L. *Opt. Lett.*, **32**, 656 (2007).
22. Jayet B., Hugiard J.-P., Ramaz F. *Opt. Express*, **22** (17), 20622 (2014).
23. Ramaz F., Forget B.C., Atlan M., Boccara A.C., Gross M., Delaye P., Roosen G. *Opt. Express*, **12** (22), 5469 (2004).
24. Efimov T., Kulchin Y., Romashko R. *Proc. SPIE*, **11024**, 110240G (2019).
25. Di Girolamo S., Romashko R., Kulchin Y., Kamshilin A. *Opt. Commun.*, **283** (1), 128 (2010).
26. Romashko R., Kulchin Y., Kamshilin A. *Pac. Sci. Rev.*, **13** (3), 252 (2011).
27. Romashko R., Asalkhanova M., Kulchin Y. *Proc. SPIE*, **10176**, 101761U (2016).
28. James R., Iizuka K. *J. Lightwave Technol.*, **11** (4), 633 (1993).
29. Delaye P., Blouin A., Drolet D., Monchalain J., De Montmorillon L., Roosen G. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (21), 3087 (1999).
30. Sturman B., Podivilov E., Ringhofer K., Shamonina E., Kamenov V., Nippolainen E., Prokofiev V., Kamshilin A. *Phys. Rev. E.*, **60** (3), 3332 (1999).
31. Romashko R.V., Di Girolamo S., Kulchin Y.N., Kamshilin A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** (2), 311 (2010).
32. Kamshilin A., Raita E., Khomenko A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (11), 2536 (1996).
33. Romashko R., Kulchin Y., Kamshilin A., in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Photorefractive Effects, Materials and Devices* (Washington, 2005, vol. 99, pp 675 – 680).
34. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.-C. *Opt. Express*, **15** (2), 545 (2007).
35. Шандаров С.М., Плесовских А.М., Мартыанов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Квантовая электроника*, **35** (2), 163 (2005) [*Quantum Electron.*, **35** (2), 163 (2005)].
36. Mart'yanov A., Shandarov S., Litvinov R. *Phys. Solid State*, **44** (6), 1050 (2002).