

УДК 535.4; 535.5; 535.512; 537.874.32

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ РАСТРОВ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛООПТИЧЕСКИХ ПРИЗМ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

В. Ю. Осипов^{1,2}, Ю. В. Осипов¹, В. Н. Попов¹, А. А. Бузников¹

¹Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)»,
197376, г. Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5

²Учреждение Российской академии наук
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН,
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
E-mail: osipov@mail.ioffe.ru

Методом векторного анализа исследовано расщепление ортогонально поляризованных компонент излучения на выходе двухкомпонентных кристаллооптических призм (ДКП) специальной конструкции, изготовленных из одноосных кристаллов исландского шпата. Для данных призм угол расщепления между обыкновенным (o) и необыкновенным (e) пучками на выходе призмы линейным образом зависит от угла падения коллимированного лазерного пучка на входную грань ДКП, причём эта зависимость имеет максимальную крутизну только для двух фиксированных ориентаций векторов оптических осей \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 в обоих кристаллических клиньях — компонентах ДКП. В результате интерференции поляризованных o - и e -волн непосредственно на выходе ДКП может быть сформирован прямолинейный интерференционный растр с управляемой и плавно изменяемой пространственной частотой в диапазоне от 0 до 125 пер./мм. Свойство ДКП формировать синусоидальный интерференционный растр с глубиной модуляции не ниже 30 % и с варьируемой пространственной частотой на апертуре до 30 мм позволяет создать на основе ДКП компактный статический фурье-спектрометр с предельной теоретической разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda$ до ~ 2000 .

Ключевые слова: кристаллооптика, двупреломляющая призма, поляризация, интерференционный растр, спектральные приборы.

Введение. Двупреломляющие кристаллооптические призмы (ДКП) из одноосных оптических кристаллов традиционно широко используются в технике оптического эксперимента и приборостроении [1]. Так, главным назначением кристаллооптических призм являются поляризация проходящих световых пучков и их расщепление на ортогонально поляризованные компоненты с большим углом двоения между распространяющимися компонентами в широком спектральном диапазоне от 220 до 2500 нм [2]. Доступные и одновременно технологичные в обработке отрицательные и положительные одноосные кристаллы исландского шпата (CaCO_3) [3], альфа-бората бария α -ВВО (BaB_2O_4) и ортованадата иттрия (YVO_4) оптического качества с параметром двулучепреломления $|\Delta n| > 0,07$ позволяют эффективно реализовать указанные свойства и обеспечить достаточный выпуск такой продукции. Если некоторые из материалов, например исландский шпат (кальцит), являются природно-добываемыми кристаллами, ресурс которых ограничен и постепенно исчерпывается, то другие, такие как α -ВВО и YVO_4 , выращиваются в промышленных условиях по методу Чохральского и в будущем смогут заменить природно-добываемый кальцит. При этом часть искусственно выращиваемых кристаллов (например, α -ВВО) имеют очень высокую степень оптической однородности ($\delta n \approx 10^{-6} \text{ см}^{-1}$) и низкий коэффициент оптического поглощения ($\alpha < 0,005 \text{ см}^{-1}$) в спектральном диапазоне 300–2300 нм.

Это позволяет использовать их при изготовлении крупногабаритных (до 50 мм) кристаллооптических элементов и призм с низким уровнем фазовых искажений ($\leq \lambda/4$) волнового фронта плоской волны, проходящей сквозь такой элемент, и низким внутренним рассеянием. По типам конструкций, отличающихся в основном ориентацией оптических осей в клиньях ДКП, и разновидностям решаемых задач и применений можно выделить следующие известные типы ДКП: призмы Рошона, Сенармона, Волластона [2], пластинку Савара [4] и так называемую модифицированную призму Волластона [5], в которой оптическая ось в одной из кристаллических компонент специально наклонена по отношению к нормальной ориентации вектора оптической оси в ситуации традиционного варианта призмы. Одно из применений призм Волластона (или их модифицированных конструкций) — использование в качестве ключевого элемента, создающего интерференционный растр (ИР), в компактных статических фурье-спектрометрах (СФС) видимого и ближнего УФ-диапазонов спектра [6–9]. Этому специализированному вопросу уделялось большое внимание в последние 15 лет [10–12], несмотря на то что основополагающее исследование конструкции СФС на базе составной призмы Волластона было выполнено в [13]. Разработка и развитие конструкций малогабаритных статических фурье-спектрометров является актуальной задачей при создании приборов бортового базирования для передвижных мини-лабораторий. Использование спектрометров такого типа также перспективно в задачах экологического мониторинга состояния атмосферы [14, 15] и определения содержания ряда токсичных газов в воздухе [16, 17]. В 1981 г. в Ленинградском электротехническом институте была предложена и запатентована новая конструкция ДКП, предназначенная главным образом для создания прямолинейного интерференционного раstra и контроля степени кривизны сходящихся/расходящихся лазерных пучков [18].

В данной работе детально представлено теоретическое исследование свойств ДКП нового типа с помощью векторного анализа и рассмотрено их использование в качестве ключевого элемента в фурье-спектрометрах статического типа. Кроме того, предлагаемая работа послужит ознакомлению широкого круга исследователей и разработчиков современной оптической техники с перспективной конструкцией ДКП и специальной методикой её векторного расчёта, допускающей относительно упрощённый анализ всех её необычных свойств.

Поставим задачу нахождения и математически корректного обоснования оптимальной конфигурации оптических осей в компонентах кристаллооптической призмы специальной конструкции, отличающейся от известных тем, что наиболее существенной её характеристикой должна быть линейная (или близкая к ней) зависимость угла дробления между o - и e -волнами на выходе ДКП от угла падения плоской волны на входную грань призмы. Рассмотрим вначале общее решение задачи прохождения электромагнитной волны через ДКП, а затем обоснуем выбор оптимального варианта, отвечающего требуемому свойству.

1. Прохождение обыкновенной и необыкновенной волн через двупреломляющую кристаллооптическую призму. Общий вид исследуемой ДКП показан на рис. 1, *a*. Призма представляет собой два прямоугольных клина из однотипного одноосного кристалла, склеенные между собой гипотенузными гранями, причём входная и выходная грани плоскопараллельны. Для кристаллов исландского шпата склейка выполнена тонким слоем (толщина порядка $\lambda/10$, где λ — длина волны света) канадского бальзама, имеющего показатель преломления, промежуточный между n_o и n_e : $n_e < n_{КБ} < n_o$ [2]. Здесь $n_o = 1,65504$, $n_e = 1,48490$ — главные показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в одноосном кристалле при $\lambda = 632,8$ нм. В расчётах будем пренебрегать склейкой, полагая, что между клиньями призмы обеспечен оптический контакт.

Направление оптических осей призмы зададим двумя единичными векторами \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 (см. рис. 1, *a*). Нормаль к параллельным граням призмы обозначим через \mathbf{n} , а к гипотенузной (общей) грани — через \mathbf{n}_1 . Пусть на входную грань призмы падает плоская

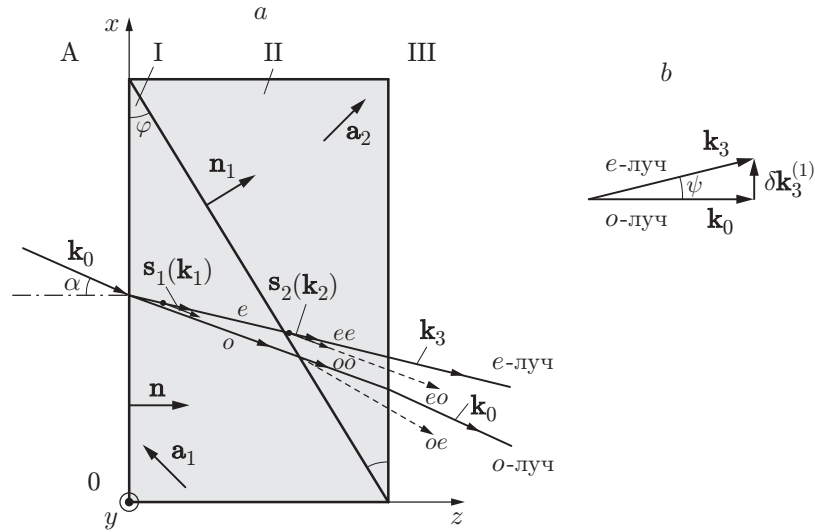


Рис. 1. Прохождение плоской волны через ДКП и интерференция поляризованных компонент на её выходе: *a* — расщепление падающей плоской волны в ДКП ($\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ — единичные векторы оптических осей в кристаллических компонентах призмы I и II; A и III — воздушная среда (или свободное пространство)); *oo* и *ee* — основные типы трансформаций *o*- и *e*-лучей на гипотенузной грани ДКП в *o*- и *e*-волны в компоненте II, происходящих с сохранением поляризации и типа волны; *oe* и *eo* — неосновные трансформации *o*- и *e*-лучей на границе раздела в *e*- и *o*-волны в компоненте III, имеющие место при $\beta \neq 0^\circ$ и больших углах падения α ; $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2$ — лучевые векторы *e*-волны в компонентах призмы I и II); *b* — к расчёту интерференции *o*- и *e*-волн с волновыми векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_3 на выходе ДКП

монохроматическая электромагнитная волна с круговой поляризацией под произвольным углом к нормали \mathbf{n} . При преломлении на входной грани волна расщепляется на *o*- и *e*-волны с приблизительно равными амплитудами. На наклонной грани каждая волна вновь расщепляется на *o*- и *e*-волны во втором клине, в итоге образуется четыре волны, амплитуды которых могут различаться. Очевидно, что волна, имеющая поляризацию *o*-волны в обоих клиньях, пройдёт через призму без изменения направления распространения, но претерпит боковой сдвиг, как в случае плоскопараллельной пластинки. Направления распространения остальных волн будут отличаться от первоначального.

Исследуем волну, имеющую в обоих клиньях поляризацию, соответствующую *e*-волне. Пусть в области перед призмой A (см. рис. 1, *a*) направление распространения волны задаётся единичными волновыми векторами $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$. Направление этих векторов определяется законами преломления на границах раздела. Строгое рассмотрение последовательных преломлений *e*-волны приводит в итоге к громоздким выражениям, не пригодным для физического анализа. Поэтому далее даётся приближённый метод расчёта, в котором параметром малости служит величина $\delta = (n_e^2 - n_o^2)/n_o^2$, и решение общей задачи проведено с точностью до величины второго порядка малости δ^2 . Для исландского шпата $\delta = -0,19503$. Погрешность, которая возникает в расчётах в случае используемых кристаллов, как будет показано ниже, не превышает 10 %, что вполне приемлемо при проектировании оптических систем с двупреломляющими кристаллооптическими элементами.

Основными техническими характеристиками рассматриваемой призмы будем считать угол двоения ψ (угол между *o*- и *e*-лучами на выходе призмы (рис. 1, *b*)) и угол отклонения

χ вышедшего из призмы e -луча от плоскости падения, в которой лежат векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{n} . Приведём аналитические выражения для ψ и χ , используемые в дальнейшем анализе.

Для e -волны в областях I и II коэффициент преломления выражается как

$$\tilde{n}_e = \sqrt{\frac{n_o^2 n_e^2}{n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2)(\mathbf{k}_{1,2} \mathbf{a}_{1,2})^2}}, \quad (1)$$

где индекс 1 относится к среде I, а индекс 2 — к среде II. С точностью до величины δ^2 формулу (1) можно записать в виде

$$\tilde{n}_e^2 = \frac{n_e^2}{1 + \delta(\mathbf{k}_{1,2} \mathbf{a}_{1,2})^2} \approx n_e^2 [1 - \delta(\mathbf{k}_{1,2} \mathbf{a}_{1,2})^2]. \quad (2)$$

Рассмотрим последовательно преломление e -волны на всех границах раздела.

1. Граница раздела воздух А — среда I. Закон преломления на этой границе может быть записан в форме

$$1 - (\mathbf{k}_0 \mathbf{n})^2 = [1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{n})^2] n_e^2; \quad (3)$$

$$\mathbf{k}_1 = \alpha_1 \mathbf{n} + \beta_1 \mathbf{k}_0, \quad |k_1| = 1,$$

где коэффициенты α и β (и через них вектор \mathbf{k}_1) подлежат определению. Первое соотношение в (3) означает равенство касательных к грани компонент волновых векторов по обе стороны от входной грани, а второе соотношение — условие компланарности волновых векторов падающей и преломлённых волн и нормали к входной грани. Решение системы (3) будем искать методом последовательных приближений, используя параметр малости δ :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha_1^{(0)} + \delta \alpha_1^{(1)} + \dots; \\ \beta_1 &= \beta_1^{(0)} + \delta \beta_1^{(1)} + \dots; \\ \mathbf{k}_1 &= \mathbf{k}_1^{(0)} + \delta \mathbf{k}_1^{(1)} + \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\mathbf{k}_1^{(0)} = \alpha_1^{(0)} \mathbf{n} + \beta_1^{(0)} \mathbf{k}_0; \quad \mathbf{k}_1^{(1)} = \alpha_1^{(1)} \mathbf{n} + \beta_1^{(1)} \mathbf{k}_0. \quad (5)$$

Подстановка (4) и (5) в (3) даёт уравнения для определения неизвестных коэффициентов $\alpha_1^{(0)}$, $\alpha_1^{(1)}$, $\beta_1^{(0)}$, $\beta_1^{(1)}$:

$$\begin{aligned} \alpha_1^{(0)2} + \beta_1^{(0)2} + 2\alpha_1^{(0)} \beta_1^{(0)} (\mathbf{n} \mathbf{k}_0) &= 1; \\ 1 - (\mathbf{k}_0 \mathbf{n})^2 &= n_e^2 \left[1 - \alpha_1^{(0)2} - \beta_1^{(0)2} (\mathbf{k}_0 \mathbf{n}) - 2\alpha_1^{(0)} \beta_1^{(0)} (\mathbf{k}_0 \mathbf{n}) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} \alpha_1^{(0)} \alpha_1^{(1)} + \beta_1^{(0)} \beta_1^{(1)} + (\alpha_1^{(0)} \beta_1^{(1)} + \alpha_1^{(1)} \beta_1^{(0)}) (\mathbf{n} \mathbf{k}_0) &= 0; \\ (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 [1 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{n})^2] &= 2(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{n}) [\alpha_1^{(1)} + \beta_1^{(1)} (\mathbf{n} \mathbf{k}_0)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Из (6) и (7) находятся коэффициенты нулевого и первого приближений:

$$\alpha_1^{(0)} = \frac{\Delta - (\mathbf{n}\mathbf{k}_0)}{n_e}; \quad \alpha_1^{(1)} = \frac{(\mathbf{k}_1^{(0)}\mathbf{a}_1)^2[1 - (\mathbf{n}\mathbf{k}_0)^2 + \Delta(\mathbf{n}\mathbf{k}_0)]}{2n_e\Delta};$$

$$\beta_1^{(0)} = \frac{1}{n_e}; \quad \beta_1^{(1)} = -\frac{(\mathbf{k}_1^{(0)}\mathbf{a}_1)^2}{2n_e},$$
(8)

где $\Delta = \sqrt{n_e^2 - 1 + (\mathbf{n}\mathbf{k}_0)^2}$.

Нулевое приближение определяет направление преломлённого волнового вектора для изотропной среды с показателем преломления n_e , а анизотропная среда учитывается первым приближением. Здесь и далее ограничимся первым приближением по δ , хотя из приведённой схемы можно определить коэффициенты второго, третьего и следующих приближений. Отметим, что для большинства практических случаев достаточна точность расчёта порядка 10 %¹, что обеспечивает первое приближение.

2. Граница раздела между областями I и II. Закон преломления на этой границе имеет вид

$$[1 - \delta(\mathbf{k}_1\mathbf{a}_1)^2][1 - (\mathbf{k}_1\mathbf{n}_1)^2] = [1 - \delta(\mathbf{k}_2\mathbf{a}_2)^2][1 - (\mathbf{k}_2\mathbf{n}_1)^2];$$
(9)

$$\mathbf{k}_2 = \alpha_2\mathbf{n}_1 + \beta_2\mathbf{k}_1, \quad |\mathbf{k}_2| = 1.$$

Подстановка в уравнение (9) коэффициентов

$$\alpha_2 = \alpha_2^{(0)} + \delta\alpha_2^{(1)}; \quad \beta_2 = \beta_2^{(0)} + \delta\beta_2^{(1)}$$
(10)

и его решение в первом приближении по δ даёт следующие выражения для неизвестных коэффициентов:

$$\alpha_2^{(0)} = 0; \quad \alpha_2^{(1)} = -\frac{(\mathbf{k}_1^{(0)}\mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)}\mathbf{a}_2)^2}{2(\mathbf{n}_1\mathbf{k}_1^{(0)})};$$
(11)

$$\beta_2^{(0)} = 1; \quad \beta_2^{(1)} = \frac{(\mathbf{k}_1^{(0)}\mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)}\mathbf{a}_2)^2}{2}.$$

Коэффициенты нулевого приближения, как это и должно быть, показывают, что волна не испытывает преломления на второй границе.

3. Граница раздела между областями II и III. Закон преломления для третьей границы может быть записан в форме

$$n_e^2[1 - \delta(\mathbf{k}_2\mathbf{a}_2)^2][1 - (\mathbf{k}_2\mathbf{n})^2] = 1 - (\mathbf{k}_3\mathbf{n})^2;$$
(12)

$$\mathbf{k}_3 = \alpha_3\mathbf{n} + \beta_3\mathbf{k}_2, \quad |\mathbf{k}_3| = 1.$$

¹Здесь и везде далее подразумевается, что расчёт коэффициентов α_1 , β_1 , α_2 , β_2 , α_3 и β_3 по формулам (4), (10) и (13), необходимых для определения волновых векторов \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 , \mathbf{k}_3 e -луча в областях I–III, ограничивается только первыми двумя членами ряда их разложения по степеням δ , т. е. нулевым и первым ($\sim \delta$) приближениями. Для вышеуказанных коэффициентов суммарный вклад всех отбрасываемых членов ряда, пропорциональных δ^2 , δ^3 , δ^4 и т. д., не превышает 10 % в диапазоне углов падения α до 40°. Как результат, теоретически рассчитанные углы двоения между e - и o -лучами на выходе ДКП отличаются от экспериментально измеренных ($\lambda = 632,8$ нм) не более, чем на 10–11 % при $\alpha < 40^\circ$.

Коэффициенты α_3 и β_3 находим снова в виде

$$\alpha_3 = \alpha_3^{(0)} + \delta\alpha_3^{(1)}; \quad \beta_3 = \beta_3^{(0)} + \delta\beta_3^{(1)}. \quad (13)$$

В результате подстановки (13) в (12) и решения (12) в нулевом и первом по δ приближениях получаем:

$$\alpha_3^{(0)} = (\mathbf{k}_0 \mathbf{n}) - \Delta; \quad \alpha_3^{(1)} = \frac{[(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2] n_e (\mathbf{k}_0 \mathbf{n}_1)}{2(\mathbf{n}_1 \mathbf{k}_1^{(0)}) (\mathbf{n} \mathbf{k}_0)} - n_e^2 \frac{(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2}{2\Delta}; \quad (14)$$

$$\beta_3^{(0)} = n_e; \quad \beta_3^{(1)} = -\frac{(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2 n_e}{2}.$$

Подстановка (14) в (12) даёт выражение для вектора \mathbf{k}_3 , определяющее направление выхода e -луча из призмы. Характерной особенностью таких призм (см. рис. 1) является отклонение e -луча от исходного направления в плоскости векторов \mathbf{n} и \mathbf{k}_1 (отметим, что вектор $\mathbf{k}_3^{(0)}$ нулевого приближения целиком лежит в этой плоскости), положение которой не зависит от ориентации оптических осей клиньев. Таким образом, ориентация вышедшего из призмы e -луча (\mathbf{k}_3) по отношению к направлению падающего излучения (\mathbf{k}_0) однозначно задаётся двумя параметрами: углом двоения ψ и углом отклонения χ выхода e -луча из плоскости падения входного излучения P . При этом угол между нормалью к плоскости падения P , задаваемой векторным произведением $[\mathbf{k}_0 \mathbf{n}]$, и волновым вектором \mathbf{k}_3 равен $\pi/2 - \chi$.

Очевидно, что эти углы (ψ и χ) определяются соотношениями

$$\cos \psi = (\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_3); \quad \sin \left(\frac{\pi}{2} - \chi \right) = \frac{|[\mathbf{k}_3 [\mathbf{k}_0 \mathbf{n}]]|}{|\mathbf{k}_3| |[\mathbf{k}_0 \mathbf{n}]|} = \frac{\delta |[\mathbf{k}_3^{(1)} [\mathbf{k}_0 \mathbf{n}]]|}{\sqrt{1 - (\mathbf{k}_0 \mathbf{n})^2}}. \quad (15)$$

Для вектора \mathbf{k}_3 воспользуемся представлением

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_0 + \delta \mathbf{k}_3^{(1)} + \delta^2 \mathbf{k}_3^{(2)}, \quad (16)$$

в котором оставлен член с δ^2 , так как $(\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_3^{(1)}) = 0$.

Тогда для (15) имеем

$$\cos \psi = 1 + \delta^2 (\mathbf{k}_3^{(2)} \mathbf{k}_0). \quad (17)$$

Произведение $(\mathbf{k}_3^{(2)} \mathbf{k}_0)$ может быть найдено путём взятия скалярного квадрата от левой и правой частей уравнения (16):

$$|\mathbf{k}_3|^2 = 1 + \delta^2 \left[(\mathbf{k}_3^{(1)})^2 + 2(\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_3^{(2)}) \right] = 1. \quad (18)$$

Следовательно,

$$(\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_3^{(2)}) = -\frac{1}{2} (\mathbf{k}_3^{(1)})^2 \quad (19)$$

и (17) преобразуется к виду

$$\cos \psi = 1 - \frac{1}{2} \delta^2 (\mathbf{k}_3^{(1)})^2. \quad (20)$$

Поскольку угол ψ обычно мал в практических применениях и $\cos \psi \approx 1 - \frac{1}{2} \psi^2$, можно ограничиться зависимостью

$$\psi = \delta |\mathbf{k}_3^{(1)}|. \quad (21)$$

Полученный результат поясняется на рис. 1, *b*.

Из (21) и (15) для углов ψ и χ имеем

$$\begin{aligned} \psi &= \delta \frac{[(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2] n_e}{2(\mathbf{n}_1 \mathbf{k}_1^{(0)})(\mathbf{n} \mathbf{k}_0)} \sqrt{(\mathbf{n}_1 \mathbf{k}_0)^2 + (\mathbf{n} \mathbf{k}_0)^2 - 2(\mathbf{n}_1 \mathbf{k}_0)(\mathbf{n} \mathbf{k}_0)(\mathbf{n} \mathbf{n}_1)}; \\ \chi &= \delta \frac{[(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2] n_e}{2(\mathbf{n}_1 \mathbf{k}_1^{(0)}) \sqrt{1 - (\mathbf{k}_0 \mathbf{n})^2}} (\mathbf{k}_0 [\mathbf{n} \mathbf{n}_1]). \end{aligned} \quad (22)$$

При выводе (22) предполагалось, что на входной грани призмы образуется *e*-луч, который сохраняет свою поляризацию при прохождении через все последующие границы раздела. Однако при определённой ориентации оптических осей в клиньях на гипотенузной грани (границе раздела клиньев) происходит изменение поляризации луча. Поэтому в общем случае, как отмечалось ранее, на выходе призмы наблюдается четыре луча.

Формула (22) для угла двоения в этом случае описывает все возникающие варианты. Действительно, если на границе раздела клиньев *o*-луч трансформируется в *e*-луч, то угол двоения может быть найден при $(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1) = 1$. Если на этой границе раздела *e*-луч трансформируется в *o*-луч, то необходимо в (22) полагать $(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2) = 1$.

В системе координат (x, y, z) (см. рис. 1, *a*) векторы \mathbf{n} , \mathbf{k}_0 , $\mathbf{k}_1^{(0)}$ можно записать через направляющие косинусы:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= \{0; 0; 1\}; \quad \mathbf{n}_1 = \{\sin \varphi; 0; \cos \varphi\}; \\ \mathbf{k}_0 &= \{\sin \alpha \cdot \cos \beta; \sin \alpha \cdot \sin \beta; \cos \alpha\}; \\ \mathbf{k}_1^{(0)} &= \left\{ \frac{1}{n_e} \sin \alpha \cdot \cos \beta; \frac{1}{n_e} \sin \alpha \cdot \sin \beta; \frac{1}{n_e} \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \right\}, \end{aligned} \quad (23)$$

где α — угол между вектором \mathbf{k}_0 и осью z ; β — угол между проекцией вектора \mathbf{k}_0 на плоскость xy и осью x ; φ — угол между вектором \mathbf{n}_1 и осью z , равный углу клина.

В этих обозначениях выражения (22) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \psi &= \delta [(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2] \frac{n_e^2 \operatorname{tg} \varphi \sqrt{\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta}}{2 \cos \alpha (\sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})}; \\ \chi &= \delta [(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2] \frac{n_e^2 \operatorname{tg} \varphi \cdot \cos \alpha \cdot \sin \beta}{2 \cos \alpha (\sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})}. \end{aligned} \quad (24)$$

Если волна падает в плоскости xz ($\beta = 0^\circ$), величины ψ и χ представляются в виде

$$\chi = 0;$$

$$\psi = \delta[(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2] \frac{n_e^2 \operatorname{tg} \varphi}{2 \cos \alpha \left(\sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \right)} \quad (25)$$

и при любой ориентации оптических осей клиньев e -луч отклоняется в плоскости падения. Если волна падает в плоскости yz ($\beta = \pi/2$), то получаем

$$\psi = \delta[(\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2] \frac{n_e^2 \operatorname{tg} \varphi}{2 \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (26)$$

Причём оказывается, что $\psi = \chi$, т. е. e -луч отклоняется в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Полученные формулы (24)–(26) для ψ и χ позволяют провести анализ свойств ДКП самого общего вида и спрогнозировать условия, при которых у ДКП возникают требуемые технические характеристики. Для управления световым лучом в пространстве и ряда перспективных применений, как отмечалось ранее, желателен такой выбор направлений оптических осей в клиньях, при котором отсутствует расщепление луча при его нормальном падении на призму и достигается максимальная крутизна кривой зависимости угла двоения от угла падения, т. е. максимальная чувствительность к эффекту расщепления. Напомним, что известные ДКП типа призм Волластона, Рошона, Сенармона расщепляют падающую волну на определённый угол, слабо меняющийся с изменением угла падения, и используются лишь в режиме нормального падения. Для того чтобы выбрать ориентацию оптических осей, удовлетворяющую поставленным выше требованиям, заметим, что зависимость угла двоения в (22) от направления оптических осей в клиньях целиком задаётся выражением

$$\Phi(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1^{(0)} \mathbf{a}_2)^2. \quad (27)$$

В случае нормального падения, когда $\mathbf{k}_1 = \mathbf{n}$, значение $\Phi(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2)$ обращается в нуль при

$$(\mathbf{n} \mathbf{a}_1) = (\mathbf{n} \mathbf{a}_2), \quad (28)$$

т. е. если векторы \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 имеют одинаковые значения проекций на нормаль к входной и выходной граням призмы, а это возможно при их ориентации 45° . Заметим, что вытекающее из условия $\Phi(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = 0$ другое решение со знаком минус: $(\mathbf{n} \mathbf{a}_1) = -(\mathbf{n} \mathbf{a}_2)$, эквивалентно (28), так как векторы \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 могут иметь противоположные направления (рис. 2).

Расположение оптических осей должно обеспечивать максимальный угол двоения при угле падения, отличном от нуля. Представим для малых углов падения вектор \mathbf{k}_0 в виде

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{n} + \boldsymbol{\kappa}, \quad (29)$$

где $|\boldsymbol{\kappa}| \ll 1$. Из условия $|\mathbf{k}_0| = 1$ следует, что $(\mathbf{n} \boldsymbol{\kappa}) = 0$. Отсюда с помощью (5) и (8) имеем

$$\mathbf{k}_1^{(0)} = \mathbf{n} + \boldsymbol{\kappa}/n_e. \quad (30)$$

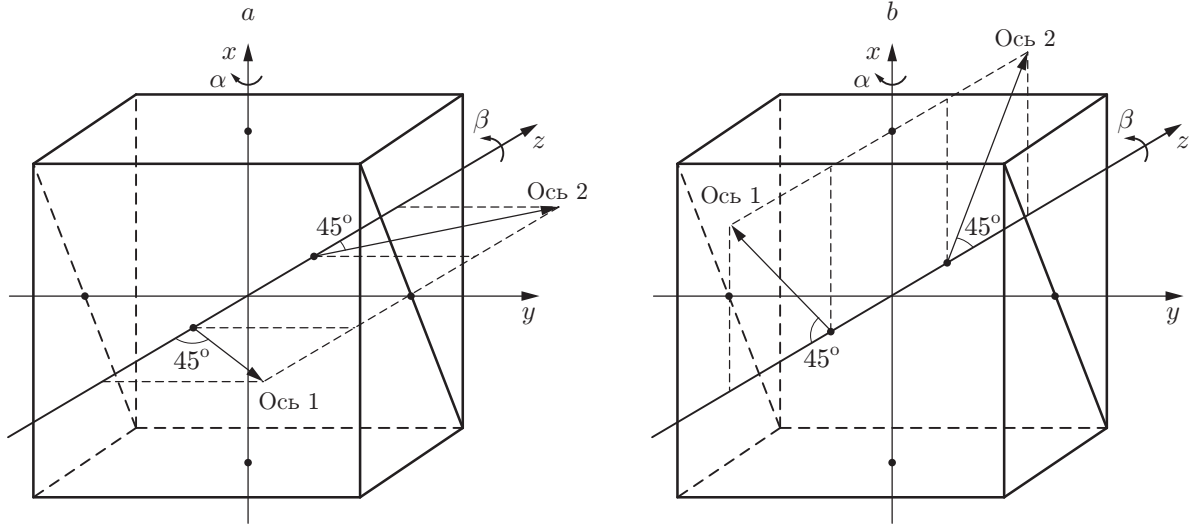


Рис. 2. Двупреломляющие призмы переменного угла двоения (ДППУД): *a* — вариант призмы ДППУД-1 (оптические оси клиньев лежат в плоскости, перпендикулярной входной и выходной граням и параллельной горизонтальному ребру призмы); *b* — вариант призмы ДППУД-2 (оптические оси клиньев лежат в плоскости, перпендикулярной входной и выходной граням, а также горизонтальному ребру призмы)

Тогда при $|\kappa| \ll 1$ и условии (28) $\Phi(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2)$ может быть записано в виде

$$\Phi(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = 2 \frac{(\mathbf{n}\mathbf{a}_1)}{n_e} (\kappa(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1)). \quad (31)$$

Представим векторы \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , κ по аналогии с (23) в системе координат, используемой на рис. 2, как

$$\mathbf{a}_1 = \{\sin \xi \cdot \cos \gamma_1; \sin \xi \cdot \sin \gamma_1; \cos \xi\},$$

$$\mathbf{a}_2 = \{\sin \xi \cdot \cos \gamma_2; \sin \xi \cdot \sin \gamma_2; \cos \xi\},$$

$$\kappa = \{\sin \alpha \cdot \cos \beta; \sin \alpha \cdot \sin \beta; 0\},$$

при этом будем иметь в виду, что $|\alpha| \ll 1$ и, следовательно, $\sin \alpha \approx \alpha$. Здесь проекции векторов \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 на оси x , y и z записаны через их направляющие косинусы; ξ есть один и тот же угол между векторами \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 и продольной осью z с учётом найденного условия (28), а γ_1 и γ_2 — соответственно углы между проекциями векторов \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 на поперечную плоскость xy ($\mathbf{a}_{1\perp}$, $\mathbf{a}_{2\perp}$) и осью x . Тогда

$$\Phi(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = \frac{\alpha \sin 2\xi}{n_e} [\cos \beta (\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1) + \sin \beta (\sin \gamma_2 - \sin \gamma_1)]. \quad (32)$$

Исследование (32) на экстремум при фиксированных α и β , т. е. при фиксированном векторе κ , даёт

$$\gamma_1 = \beta + \pi; \quad \gamma_2 = \beta; \quad \xi = \pi/4, \quad (33)$$

а значит, экстремальные ориентации векторов \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 имеют вид

$$\mathbf{a}_1 = \left\{ -\frac{\cos \beta}{\sqrt{2}}; -\frac{\sin \beta}{\sqrt{2}}; \frac{1}{\sqrt{2}} \right\}; \quad \mathbf{a}_2 = \left\{ \frac{\cos \beta}{\sqrt{2}}; \frac{\sin \beta}{\sqrt{2}}; \frac{1}{\sqrt{2}} \right\}. \quad (34)$$

При этом достигается максимальное значение $\Phi_{\max}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = (2\alpha)/n_e$.

Угол двоения максимален, когда \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 взаимно перпендикулярны и падающий луч лежит в плоскости оптических осей² клиньев. При подстановке $\Phi_{\max}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2)$ в формулы (25), (26) в приближении малых углов падения α ($\sin \alpha \ll 1$, $\cos \alpha \approx 1$) получаем приближённую формулу для угла двоения ψ , имеющую ограниченный диапазон применения при $\alpha < 8^\circ$:

$$\psi = \delta\alpha \operatorname{tg} \varphi. \quad (35)$$

Формула (35) отличается простотой, и из неё следует, что угол двоения пропорционален углу падения и тангенсу острого угла клиньев, образующих призму. Таким образом, рассмотренная выше ДКП обеспечивает максимальную крутизну линейной зависимости угла двоения от угла падения, если оптические оси клиньев взаимно перпендикулярны и составляют углы 45° с входной и выходной гранями призмы. Призмы с таким свойством расщепления падающей волны будем далее называть двупреломляющими призмами переменного угла двоения (ДППУД).

Как отмечалось ранее, на выходе ДКП в общем случае формируется четыре волны, амплитуды которых могут существенно отличаться друг от друга. Пусть волна, падающая на входную грань призмы, имеет круговую поляризацию. Если пренебречь волнами, отражёнными на наклонной границе раздела между клиньями, то коэффициенты прохождения волн по интенсивности (назовём их коэффициентами трансформации) на выходе призмы могут быть определены из следующих формул:

$$t_{o \rightarrow o} = \frac{(\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2 (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2}{[1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2][1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2]}, \quad (36)$$

$$t_{o \rightarrow e} = 1 - t_{o \rightarrow o} = \frac{1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2}{[1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2][1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2]}, \quad (37)$$

$$t_{e \rightarrow e} = \frac{(\mathbf{k}_2 \mathbf{a}_1)^2 (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2}{[1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2][1 - (\mathbf{k}_2 \mathbf{a}_2)^2]}, \quad (38)$$

$$t_{e \rightarrow o} = 1 - t_{e \rightarrow e} = 1 - \frac{(\mathbf{k}_2 \mathbf{a}_1)^2 (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2}{[1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2][1 - (\mathbf{k}_2 \mathbf{a}_2)^2]}. \quad (39)$$

С точностью до потерь на отражение проходящего излучения на всех трёх интерфейсах призмы формулы (36)–(39) определяют интенсивности лучей на выходе призмы. Из выражения (36) следует, что если волна падает в плоскости оптических осей: $(\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2 = 1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2$, $(\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_2)^2 = 1 - (\mathbf{k}_1 \mathbf{a}_1)^2$, то коэффициент прохождения o -волны $t_{oo} = 1$. Иначе говоря, o -волна не расщепляется на границе клиньев и остаётся ею во втором клине. Из (38) следует, что e -волна не расщепляется на границе раздела и остаётся ею во втором

²Здесь плоскость оптических осей, или плоскость, содержащая оптические оси \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 , геометрически однозначно задаётся двумя единичными векторами оптических осей \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 , приведёнными к одной общей точке в начале используемой системы координат. Аналогично плоскость падения везде по тексту определяется двумя векторами: волновым вектором падающего излучения \mathbf{k}_0 и нормалью \mathbf{n} к границе раздела, проведённой в точке падения соответствующего парциального луча на грань ДКП.

клине ($t_{ee} = 1$) в случае, когда она падает в плоскости оптических осей, ориентированной параллельно или перпендикулярно рёбрам призмы.

В двупреломляющих призмах переменного угла двоения плоскость оптических осей \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 перпендикулярна входной и выходной граням призмы, поэтому при нормальном падении основными являются волны, сохраняющие поляризацию o - и e -волн в обоих клиньях. На выходе ДППУД при любом угле падения на входную грань будут только две основные волны, если плоскость падения совпадает с плоскостью оптических осей, причём для достижения этого плоскость оптических осей должна быть либо параллельна, либо перпендикулярна рёбрам призмы. Это дополнительное условие позволяет на основании (34) определить два конкретных варианта ориентации оптических осей и две соответствующие разновидности призм типа ДППУД (см. рис. 2).

1.1. *Первая разновидность призмы типа ДППУД.* В этой конструкции призмы оптические оси \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 в клиньях взаимно перпендикулярны, составляют углы 45° с входной и выходной гранями призмы и лежат в плоскости, параллельной горизонтальному ребру призмы:

$$\mathbf{a}_1 = \left(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}\right), \quad \mathbf{a}_2 = \left(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right).$$

Для малых углов падения основными волнами на выходе призмы будут o - и e -волны. При падении волны в плоскости оптических осей на выходе ДППУД будет только две волны (o и e) при любых углах падения. Расщепление на o - и e -волны определяется из формул (22):

$$\psi_1 = \delta \frac{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi}{\sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} \sqrt{\sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta + \cos^2 \alpha}, \quad (40)$$

$$\chi_1 = \delta \frac{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \cdot \sin \alpha \cdot \sin^2 \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi}{\sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (41)$$

Если падающая волна лежит в плоскости оптических осей ($\beta = 90^\circ$), то формулы (40) и (41) существенно упрощаются:

$$\psi_1 = \chi_1 = \delta \operatorname{tg} \varphi \cdot \sin \alpha. \quad (42)$$

Таким образом, при отклонении падающей волны от нормали в плоскости оптических осей расщепление происходит в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, причём ψ_1 максимально. Заметим, что в случае отклонения волны от нормали в плоскости, перпендикулярной плоскости оптических осей ($\beta = 0^\circ$), расщепления не происходит: $\psi_1 = 0$, $\chi_1 = 0$. Если падающая на входную грань волна не лежит в плоскости оптических осей, то в общем случае на выходе ДППУД возникают ещё две волны за счёт расщепления основных o - и e -волн на границе раздела клиньев. Интенсивность этих «спутниковых» волн (или «двойников») с ортогональными векторами поляризации, как для основных o - и e -волн, можно оценить с помощью выражений (37) и (39). Если волновой вектор падающей волны представить с точностью до α^3 в виде

$$\mathbf{k}_0 = \left\{ \alpha \cos \beta; \alpha \sin \beta; 1 - \frac{1}{2} \alpha^2 \right\},$$

то волновые векторы для o - и e -волн в первом клине можно записать как

$$\mathbf{k}_1^{(o)} = \left\{ \frac{\alpha \cos \beta}{n_o}; \frac{\alpha \sin \beta}{n_o}; 1 - \frac{\alpha^2}{2n_o^2} \right\}; \quad (43)$$

$$\mathbf{k}_1^{(e)} = \left\{ \frac{\alpha \cos \beta}{n_e}(1 - \delta/4); \frac{\alpha \sin \beta}{n_e}(1 - \delta/4); 1 - \frac{\alpha^2}{2n_e^2} \right\}.$$

Во втором клине для волны, имеющей поляризацию e -волны в обоих клиньях, волновой вектор будет иметь вид

$$\mathbf{k}_2^{(e)} = \left\{ \frac{\alpha \cos \beta}{n_e}(1 - \delta/4 + \delta \operatorname{tg} \varphi); \frac{\alpha \sin \beta}{n_e}(1 - \delta/4); 1 - \frac{\alpha^2}{2n_e^2} - \frac{\delta \alpha \sin \beta}{n_e} \right\}. \quad (44)$$

Следовательно, (37) и (39) в используемом здесь приближении дают одинаковые выражения для коэффициентов трансформации o -волны в e -волну и наоборот на границе раздела клиньев:

$$t_{e \rightarrow o} = t_{o \rightarrow e} = \frac{\alpha^2 \sin^2 \beta}{n_e^2}. \quad (45)$$

Таким образом, интенсивность двойников становится заметной только при больших углах падения на входную грань и возрастает с увеличением угла β между плоскостью оптических осей и плоскостью падения пропорционально величине $\sin^2 \beta$. Далее эту разновидность призмы будем обозначать как ДППУД-1.

1.2. *Вторая разновидность призмы типа ДППУД.* В этой конструкции призмы оптические оси \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 также взаимно перпендикулярны и составляют углы 45° с входной и выходной гранями, но в отличие от ДППУД-1 лежат уже в плоскости, перпендикулярной горизонтальному ребру призмы:

$$\mathbf{a}_1 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, -\frac{1}{\sqrt{2}} \right), \quad \mathbf{a}_2 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{1}{\sqrt{2}} \right).$$

Основными являются o - и e -волны в обоих клиньях, т. е. волны, сохраняющие свой тип и поляризацию на границе раздела при переходе из первого клина во второй и трансформирующиеся по схеме $o \rightarrow o$ и $e \rightarrow e$. Как и в ДППУД-1, луч с поляризацией o -волны в обоих клиньях ($o \rightarrow o$) проходит призму без отклонения от первоначального направления пространства, задаваемого волновым вектором \mathbf{k}_0 . Из выражений (22) для угла двоения ψ_2 и угла отклонения χ_2 от плоскости падения вышедшего из призмы e -луча получаем

$$\psi_2 = \delta \frac{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot \cos \beta}{\sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} \sqrt{\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta}, \quad (46)$$

$$\chi_2 = \frac{\delta \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \cdot \sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot \sin 2\beta}{2 \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (47)$$

При падении волны в плоскости оптических осей \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 выражения (46) и (47) существенно упрощаются:

$$\psi_2 = \delta \operatorname{tg} \varphi \cdot \operatorname{tg} \alpha \frac{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}{\sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \varphi + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (48)$$

$$\chi_2 = 0. \quad (49)$$

Согласно (49) расщепление происходит в плоскости падения. При малых углах α выражение (48) с точностью до величины $\sim \alpha^2$ совпадает с (35). Как в случае ДППУД-1, при падении волны в плоскости, перпендикулярной плоскости, содержащей оптические оси, расщепление отсутствует, а интенсивности двойников, рассчитанные по формулам (37) и (39), пропорциональны углу падения и квадрату синуса угла между плоскостью падения и плоскостью оптических осей. Исходя из полученного результата, согласно (48) и (49) данная разновидность призмы в отличие от ДППУД-1 позволяет расщеплять волны в плоскости падения и при этом с большей крутизной зависимости ψ от α . Далее такую разновидность призмы будем обозначать как ДППУД-2.

2. Экспериментальные результаты. Для изготовления призм типа ДППУД выбран одноосный природный кристалл исландского шпата, имеющий большую величину двулучепреломления: $\Delta n = n_o - n_e \approx 0,17$, практически постоянную в видимой области спектра, и широкое окно спектральной прозрачности от УФ- до ближней ИК-области (220–2300 нм). При изготовлении призм обращалось внимание на точность вырезки клиньев с заранее заданной ориентацией оптических осей и отсутствием «развала» (отступления от требуемых плоскостей yz или xz) осей при склейке клиньев в призму. Окончательный контроль изготовленной призмы осуществлялся по результатам наблюдений интерференционной картины.

Экспериментальные зависимости угла двоения от угла падения при $\lambda = 632,8$ нм для ДППУД-1 и ДППУД-2 представлены на рис. 3, *a, b*. Полученные зависимости подтверждают сделанные ранее выводы: в области малых углов падения ($\alpha < 15^\circ$) угол двоения меняется линейно и максимальная крутизна характеристики двоения $\psi(\alpha)$ наблюдается при падении света в плоскости оптических осей. Для ДППУД-1 расщепление падающего луча происходит в плоскости, перпендикулярной плоскости оптических осей, а для ДППУД-2, наоборот, — в плоскости, содержащей оптические оси. Для сравнения на рис. 3, *a, b* показаны расчётные зависимости $\psi(\alpha)$, полученные по формулам (40) и (46), которые подтверждают все экспериментально обнаруженные особенности призм типа ДППУД с погрешностью, не превышающей 10–11 %, и, следовательно, свидетельствуют о правомерности используемых в разд. 1 основных расчётных приближений.

Если сравнивать характеристики $\psi(\alpha)$ для ДППУД-1 и ДППУД-2 с одинаковыми углами клиньев, то в области малых углов падения обе разновидности призм дают одинаковое расщепление, и предпочтение тому или другому типу можно отдать в зависимости от того, в какой плоскости необходимо получить двоение. Использование призмы типа ДППУД-1 целесообразно, если двоение желательно получить в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. В свою очередь, если двоение необходимо иметь в плоскости падения, то следует использовать призмы типа ДППУД-2. В области углов $\alpha = 20 \dots 30^\circ$ (при $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 180^\circ$) ДППУД-2 обладает большим углом двоения, чем ДППУД-1.

2.1. Интерференция поляризованных волн на выходе ДППУД. При падении на ДППУД коллимированного циркулярно поляризованного монохроматического пучка *o*- и *e*-волны

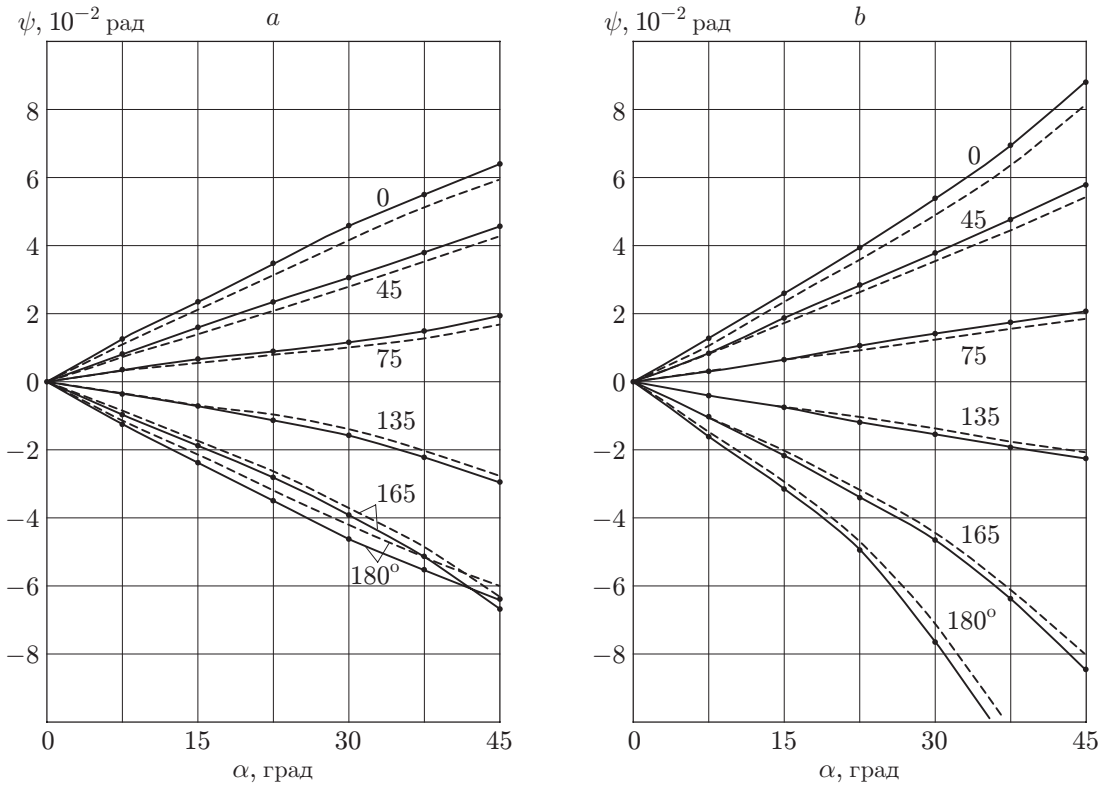


Рис. 3. Зависимости угла двоения между o - и e -лучами от угла падения света на входные грани ДППУД-1 и ДППУД-2 при различных углах разворота β призм вокруг оси z : a — ДППУД-1, угол клиньев $\varphi = 22^\circ 40'$; b — ДППУД-2, угол клиньев $\varphi = 25^\circ$. Параметры кривых соответствуют величинам угла β . Экспериментальные данные — сплошные кривые, расчётные данные — штриховые кривые

на выходе призмы представляют собой плоские волны с единичными ($|\mathbf{k}| = 1$) волновыми векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_3 . Комплексные амплитуды этих волн запишем в виде

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_1^0 \exp[-i2\pi/\lambda(\Delta_1 - (\mathbf{k}_0 \mathbf{r}))],$$

$$\mathbf{u}_2 = \mathbf{u}_2^0 \exp[-i2\pi/\lambda(\Delta_2 - (\mathbf{k}_3 \mathbf{r}))].$$

Здесь $\mathbf{u}_1^0, \mathbf{u}_2^0$ — амплитудные значения; Δ_1, Δ_2 — оптические длины путей o - и e -волн в точке наблюдения (регистрации) с радиусом-вектором \mathbf{r} .

При смещении ортогонально поляризованных o - и e -пучков на выходе ДППУД с помощью поляризатора в области пространственного переналожения пучков, т. е. по всему полю выходного отверстия, возникает стационарная интерференционная картина, максимальная контрастность которой достигается при равенстве интенсивностей смешиваемых пучков. Поляризатор устанавливается так, чтобы плоскость разрешённых колебаний составляла угол 45° с колебаниями электрического вектора в o - и e -пучках. Результирующая интенсивность при смещении o - и e -волн определяется средним значением квадрата амплитуды результирующих колебаний:

$$I(\mathbf{r}) = u_1^2 + u_2^2 + 2u_1 u_2 \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} ((\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_0) \mathbf{r} - (\Delta_2 - \Delta_1)) \right\}. \quad (50)$$

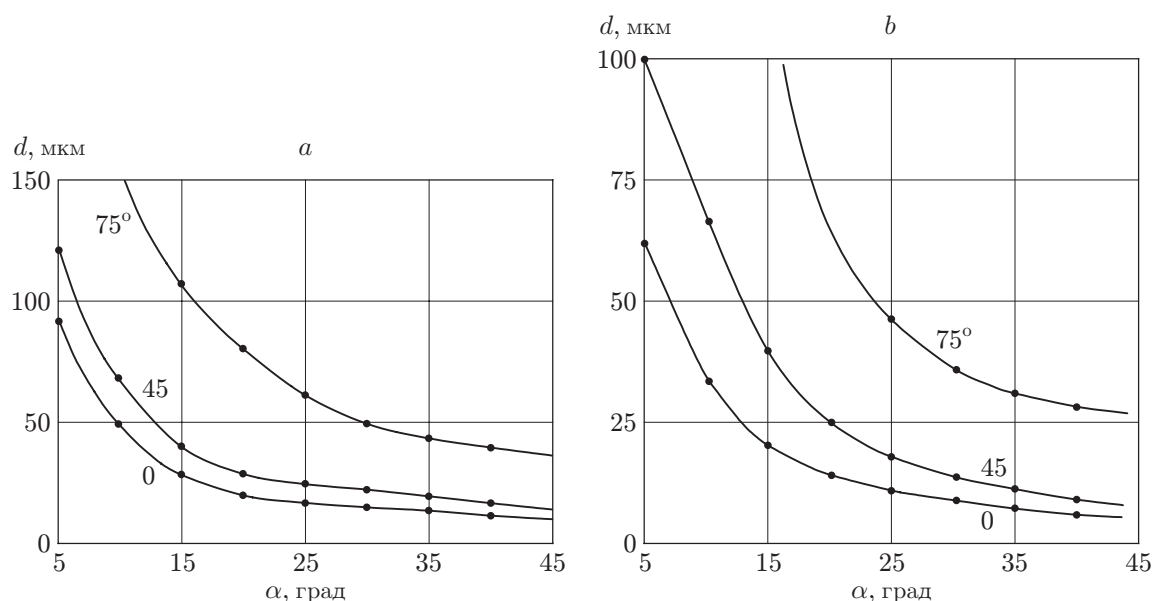


Рис. 4. Зависимости периода интерференционного раstra от угла падения α коллимированного лазерного пучка на входную грань призмы: для призм типа ДППУД-1 (а) и ДППУД-2 (б). Параметры кривых соответствуют различным величинам угла β

При освещении призмы когерентным³ светом разность $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2$ остаётся постоянной во времени и положение максимумов и минимумов интерференционной картины в пространстве сохраняется. Интенсивность поля достигает максимума в точках, где выполняется условие $(\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_0)\mathbf{r} + (\Delta_1 - \Delta_2) = m\lambda$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, описывающее семейство эквидистантных плоскостей, перпендикулярных вектору $\delta\mathbf{k}_3^{(1)} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1$, с расстоянием между соседними плоскостями $d = \lambda/\delta|\mathbf{k}_3^{(1)}|$. Таким образом, в поперечной плоскости экрана xy интерференционная картина представляет собой синусоидальный растр, т. е. систему прямолинейных полос, параллельных ребру призмы с периодом $d = \lambda/\sin\psi \approx \lambda/\psi$, или $\lambda/\delta|\mathbf{k}_3^{(1)}|$. Здесь ψ — угол двоения, пропорциональный углу падения α пучка на входную грань призмы. При перемещении плоскости виртуального экрана в z -направлении интерференционный растр сохраняется, т. е. имеет ту же пространственную частоту и ориентацию полос, и наблюдается в широком интервале расстояний от выходной грани ДППУД (от 0 до ~ 100 мм), который определяется углом двоения.

Вид ИР остаётся неизменным и при освещении ДППУД с противоположной стороны. Плавная перестройка пространственной частоты интерференционного раstra обеспечивается при повороте призмы ДППУД относительно падающего коллимированного пучка (вокруг оси x) на угол α .

Интерференционные растры, сформированные призмами типа ДППУД-1 и ДППУД-2 в излучении гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм), исследованы в широком интервале углов падения α (от 0 до 40°). Экспериментальные зависимости периода d (и следовательно, пространственной частоты $\sim 1/d$) ИР от угла падения коллимированного лазерного пучка на входную грань ДППУД-1 и ДППУД-2 приведены на рис. 4, а, б. Эффективное управление пространственной частотой ИР осуществляется при углах $\alpha \leq 30^\circ$. Наибольшая

³Об использовании призм ДППУД для определения степени пространственной когерентности и анализа спектрального состава нелазерных источников излучения будет сообщено в последующих публикациях авторов.

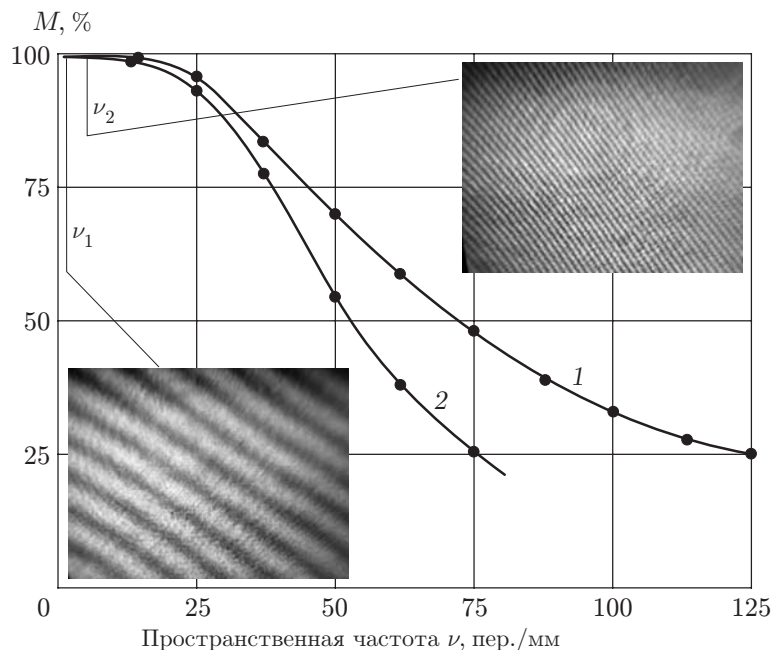


Рис. 5. Пространственно-частотная зависимость глубины модуляции M выходного видеосигнала, полученного при линейном сканировании ИР (в направлении, перпендикулярном направлению полос) с помощью телевизионной передающей трубки типа диссектор с диаметром вырезающего отверстия 5 мкм (кривая 1) и 10 мкм (кривая 2). Фрагменты — фотографии растров с различными пространственными частотами ($\nu_1 \approx 1$ пер./мм и $\nu_2 \approx 5$ пер./мм), сформированных в лазерном излучении

крутизна зависимости пространственной частоты ИР от угла падения лазерного пучка на призму наблюдается при $\beta = 0^\circ$ (т. е. при падении в плоскости, содержащей оптические оси $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$). При этом ДППУД-1 обеспечивает регулировку пространственных частот вплоть до 120 пер./мм, а ДППУД-2 — до 150 пер./мм. Отметим, что при $\beta = 0^\circ$ для всех углов падения α (в том числе и при больших значениях $\alpha > 10^\circ$) двойниковые oe - и eo -лучи на выходе призмы отсутствуют и «чистый» ИР⁴ на выходе формируется только за счёт основных o - и e -волн.

Зависимости периода ИР от угла падения α (см. рис. 4, a, b) хорошо соответствуют зависимостям углов двоения $\psi(\alpha)$ между интерферирующими o - и e -пучками от α (см. рис. 3, a, b). Так, для ДППУД-1 при $\beta = 0^\circ$ и угле падения $\alpha = 30^\circ$ экспериментально измеренные значения угла двоения ($\psi = 0,045$ рад) и периода ИР ($d = 14,06$ мкм) хорошо согласуются друг с другом при $\lambda = 632,8$ нм.

Фрагменты фотографий некоторых ИР с различными пространственными частотами, сформированных призмами типа ДППУД в лазерном излучении ($\lambda = 632,8$ нм), представлены на рис. 5. Качество экспериментально регистрируемых растров исследовано в зависимости от их пространственной частоты следующим образом. Глубина модуляции M выходного интерференционного сигнала измерялась с помощью телевизионной передающей трубки мгновенного действия (т. е. без накопления заряда) типа диссектор. Глубина модуляции синусоидального распределения освещённости в плоскости фотокатода диссек-

⁴При $\beta > 30^\circ$ и $\alpha > 10^\circ$ на основной интерференционный растр накладывается другой, с изменённой пространственной частотой и меньшей интенсивностью от интерферирующих двойниковых oe - и eo -волн, возникающих при расщеплении o - и e -волн на границе раздела клиньев.

тора определялась из экспериментальных данных согласно формуле

$$M = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}),$$

где I_{\max} , I_{\min} — полные световые потоки (или интегральные освещенности), регистрируемые площадкой слоя фотокатода, ограниченного диаметром вырезающего микроотверстия, в точках геометрических максимумов и минимумов ИР. Видно, что при уменьшении периода ИР и приближении его к диаметру вырезающего отверстия экспериментально регистрируемая глубина модуляции ИР (т. е. по сути видность полос) спадает до нуля. В то же время экспериментально измеряемая глубина модуляции M ИР составляет $\sim 50\%$ для пространственных частот ~ 70 пер./мм и размера вырезающего отверстия (или пиксела) 5 мкм. Интервала пространственных частот в окрестности ~ 70 пер./мм оказывается вполне достаточно для надёжной регистрации протяжённого по выходной апертуре призмы синусоидального растра и приборных применений.

3. ДППУД как спектральный элемент. Уникальная способность ДППУД формировать в падающем коллимированном излучении прямолинейный синусоидальный ИР на выходе с плавно перестраиваемой пространственной частотой позволяет использовать её в качестве спектрального элемента в так называемых статических фурье-спектрометрах [4, 6–9, 12, 13]. Основной принцип работы таких спектрометров заключается в следующем: падающий пучок излучения, подвергаемый спектральному анализу, разбивается на два коллимированных, попутно интерферирующих под малым углом (до 5°) световых пучка, интерференционная картина которых затем рассматривается на предмет двумерного спектра пространственных частот. Поскольку интерференционный синусоидальный растр фиксированной пространственной частоты $\nu = (\nu_x^2 + \nu_y^2)^{1/2}$ однозначно соответствует спектральной компоненте излучения с длиной волны λ (при фиксированном заранее заданном угле между волновыми векторами обоих интерферирующих пучков), то задача определения спектрального состава входного излучения может быть полностью решена с помощью фурье-анализа выходной интерференционной картины, образующейся на выходе ДППУД в свете спектрально-сложного состава, т. е. широкополосного, немонахроматического излучения. В литературе уже описывались разные конструкции СФС с использованием двухкомпонентных кристаллооптических призм, при этом широкоапертурные интерференционные картины, подвергаемые фурье-анализу, формировались при прохождении света либо через комбинацию из двух, располагаемых последовательно одна за другой, призм Волластона [7, 9, 17], либо через так называемую модифицированную призму Волластона, в которой ориентация оптической оси в одной из компонент, например во второй, изменена [6, 8]. Преимуществом предлагаемой в данной работе конструкции ДППУД при использовании в СФС является то, что расщепление и сведение интерферирующих пучков осуществляется не двумя и более элементами, а одним, что, в свою очередь, обеспечивает простоту конструкции, повышенную виброустойчивость интерференционной картины к механическим колебаниям отдельных частей схемы, а также её нечувствительность к сдвигам каких-либо элементов оптической схемы. По сравнению с модифицированной призмой Волластона призма типа ДППУД обеспечивает на выходе попутно распространяющиеся интерферирующие пучки с плавно изменяемым углом двоения между ними (от 0 до 5°) и, следовательно, с возможностью плавной перестройки пространственной частоты интерференционного растра на выходе. Последнее обстоятельство существенно расширяет спектральный диапазон применения ДППУД от УФ-диапазона до ближней ИК-области спектра, определяемый по существу окном спектральной прозрачности исландского шпата 220–2300 нм.

В используемой в данной работе конструкции СФС на входную грань ДППУД-1 падал пучок коллимированного излучения диаметром 20 мм с однородным распределением

интенсивности по апертуре, а интерференционная картина на выходе ДППУД регистрировалась твердотельным электронным детектором изображения — ССD-матрицей высокого разрешения от монохромной камеры Hamamatsu C4742-95-12HR, работающей в диапазоне 320–980 нм. Количество фоторегистрирующих элементов в матрице составляло 4000×2624 пикселей, размеры прямоугольной площадки матрицы достигали $23,6 \times 15,5$ мм, а эффективный размер одного пиксела, т. е. размер элементарного фотоприёмника с учётом окружающей его периферии шин и компонент, равнялся $5,9 \times 5,9$ мкм. Для смещения *o*- и *e*-пучков дихроический поляризатор, приводящий колебания ортогональных векторов электрического поля *o*- и *e*-пучков к одной плоскости, ориентировался под углом 45° к плоскостям поляризации этих *o*- и *e*-волн и располагался сразу на выходной грани ДППУД. При необходимости он мог быть наклеен на выходную грань ДППУД-1 с помощью акрилового клея. Увеличение разрешения регистрируемого изображения на ССD-сенсоре достигалось следующим образом. ССD-матрица размещалась на двухкоординатном XY-пьезостолике, оборудованном пьезокерамическими двигателями, позволяющими дополнительно сканировать столик в поперечных *x*- и *y*-направлениях на расстояния 15×15 мкм с минимально допустимым шагом 0,2–2,0 нм и воспроизводимостью позиционирования 5 нм. Для получения фотоотсчётов в пространстве между элементарными пикселями и субпикселизации изображения интерферограммы ССD-матрица совершала управляемое компьютером сканирование с дискретным субпиксельным шагом 0,1 мкм на расстояния ± 6 мкм в ортогональных поперечных направлениях, т. е. в плоскости элементарных детекторов матрицы. Полученные электронные изображения (в количестве до 250–300) затем усреднялись с помощью компьютера с учётом осуществлённых поперечных сдвигов, после чего результирующее записанное в память компьютера изображение интерферограммы подвергалось аподизации⁵ путём домножения на весовую функцию с треугольным характером пропускания от координат *x*, *y* и последующему фурье-анализу. Из спектра пространственных частот аподизированной таким образом интерферограммы извлекался спектральный состав анализируемого излучения. В качестве калибровочного выступало излучение гелий-неонового лазера на длине волны $\lambda = 632,8$ нм. В целях точной привязки определяемого спектра к эталонному монохроматическому излучению для заданного угла падения коллимированного пучка на входную грань ДППУД-1 вначале регистрировался идеальный синусоидальный ИР, соответствующий длине волны 632,8 нм, после чего осуществлялась регистрация ИР от излучения анализируемого источника. Калибровка по эталонному излучению и регистрация интерферограммы от анализируемого источника могли проводиться и одновременно: в одном процессе считывания изображения путём подачи на вход призмы пучков от обоих источников.

Таким методом был уверенно распознан спектральный состав излучения (линия лазерной генерации) промышленно выпускаемого полупроводникового инжекционного лазера непрерывного действия, так называемого лазерного диода, реализованного на структуре со множественными квантовыми ямами в системе AlGaInP по MOCVD-технологии⁶. Для этого излучение от лазерного диода пространственно сводилось вместе с калибровочным эталонным излучением от гелий-неонового лазера через стеклянный светоделительный

⁵ Аподизация используется для уменьшения (подавления) величины побочных максимумов аппаратной функции прибора и, следовательно, для улучшения разрешающей способности устройства к выделению слабой по интенсивности спектральной компоненты на фоне близко отстоящей монохроматической спектральной компоненты с высокой яркостью. Заметная потеря в спектральном разрешении (почти в 2 раза при использовании треугольной аподизирующей функции) компенсируется существенным уменьшением величины побочных максимумов.

⁶ Metalorganic Chemical Vapour Deposition — метод металлоорганического химического газофазного осаждения. Промышленный метод, используемый для послойного наращивания тонких эпитаксиальных слоев при изготовлении полупроводниковых светоизлучающих структур — лазерных диодов.

кубик, далее оба излучения диафрагмировались одной диафрагмой ($\varnothing 10$ мкм) и коллимировались одним объективом, в результате чего на входную грань ДППУД-1 одновременно попадали два соосно сведённых расширенных коллимированных пучка ($\varnothing 20$ мм) от обоих источников. На рис. 6 показаны две кривые, соответствующие как излучению гелий-неонового лазера (632,8 нм), так и анализируемому излучению AlGaInP лазерного диода (645,6 нм), работающему при уровне выходной оптической мощности 2 мВт и температуре кристалла около 25 °С. Ширина кривой 1 на полувысоте составляет около 1,4 нм, что определяется исключительно аппаратным контуром спектральной линии в спектрометре данного типа, другими словами, спектральным разрешением прибора при использовании выбранного метода аподизации треугольной функцией. Ширина кривой 2 составляет уже бóльшую величину — 2,4 нм, что хорошо соответствует ожидаемой ширине линии генерации AlGaInP лазерного диода со структурой на множественных квантовых ямах. Отметим, опуская тривиальное доказательство, что предельная разрешающая способность $M = \lambda/\Delta\lambda$ данного типа СФС на длине волны λ без использования аподизации задаётся полным числом интерференционных полос (периодов), укладываемых в интерференционное поле раstra на выходной апертуре ДППУД. Здесь подразумевается, что удовлетворительно разрешаются любые две близко стоящие спектральные компоненты с длинами волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$ и одинаковой спектральной плотностью яркости, если только в поле ИР укладываются соответствующие им целые числа интерференционных полос (с периодами $\lambda/\sin\Psi$ и $(\lambda + \Delta\lambda)/\sin\Psi$), отличающиеся, как минимум, на единицу и равные M и $M - 1$ соответственно. В рассматриваемом случае ИР, регистрируемый ССD-матрицей, был ограничен площадкой размером 13×13 мм. На такой площадке помещается до 900 периодов синусоидального раstra с пространственной частотой ~ 70 пер./мм (светлых и тёмных линий). Именно такие пространственные частоты ещё уверенно регистрируются (с приемлемой глубиной модуляции полос раstra) как передающими телевизионными трубками мгновенного действия типа диссектор с диаметром вырезающего отверстия

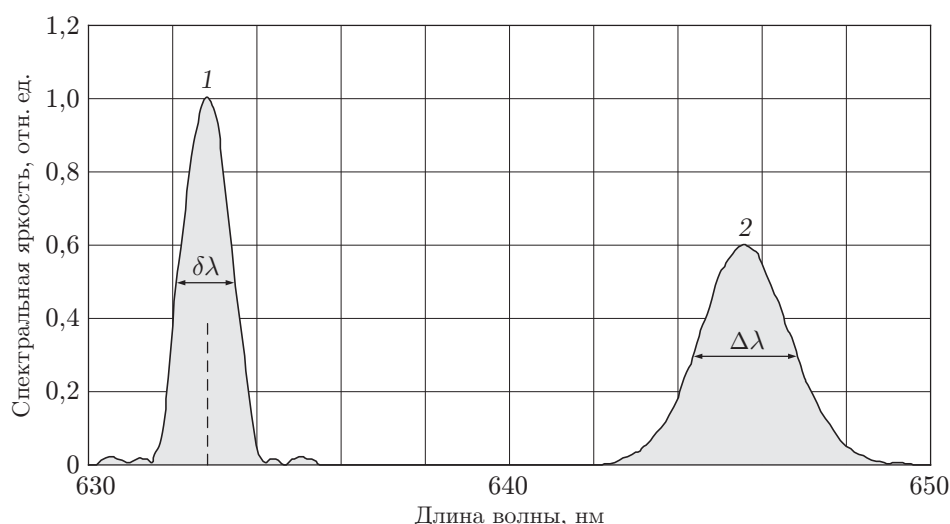


Рис. 6. Спектры двух лазерных источников с близкими линиями генерации от гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм, кривая 1) и AlGaInP лазерного диода ($\lambda = 645,6$ нм, кривая 2), восстановленные по данным анализа ИР, получаемого на выходе ДППУД-1 при её одновременной засветке комбинированным излучением от обоих лазерных источников. Спектральная кривая 1 по сути является аппаратной функцией устройства с шириной $\delta\lambda$ (на полувысоте) около 1,4 нм при использовании треугольной аподизирующей функции для снижения уровня побочных максимумов

5 мкм (см. рис. 5), так и твердотельными CCD-матрицами высокого разрешения. Таким образом, для спектра диапазона 500–700 нм предельное спектральное разрешение устройства составляет около $\Delta\lambda = 0,55\text{--}0,77$ нм, которого может быть вполне достаточно для задач экспресс-диагностики спектрального состава когерентного излучения, линий лазерной генерации, а также задач построения новых компактных спектроанализаторов передвижных мини-лабораторий.

Разрешающая способность статического фурье-спектрометра на основе ДППУД оказывается примерно в 2–3 раза выше, чем у известных прототипов на основе модифицированной призмы Волластона или пары стоящих одна за другой призм Волластона.

Разрешающая способность анализируемого спектрального устройства может быть элементарно улучшена путём допустимого увеличения габаритов используемой призмы, при котором не происходит ухудшения остальных технических параметров, а также в результате существенного усложнения электронно-механической системы регистрации изображения интерферограммы большей площади ($> 6 \text{ см}^2$) с субпиксельным разрешением. Так, с помощью изготовленной ДППУД-2 с углом клина 25° и поперечными x -, y -размерами входного окна 45×45 мм удаётся получить в коллимированном лазерном излучении ($\lambda = 632,8$ нм) вблизи выходной грани призмы синусоидальный ИР приемлемого контраста ($> 50\%$) с пространственной частотой 60–70 пер./мм и эффективной апертурой $\varnothing 30$ мм. Полное число периодов ИР, укладываемых на такой апертуре, и, следовательно, максимальная теоретическая разрешающая способность устройства достигают около 1900–2000⁷. Это обуславливает одно из наиболее перспективных применений ДППУД в системах когерентной лазерной спектроскопии с использованием перестраиваемых лазеров непрерывного действия как на красителях, так и полупроводниковых инжекционных.

4. ДППУД как датчик формы волнового фронта. Отличительной особенностью данного типа ДППУД от других известных бинарных кристаллооптических призм является возможность её использования как датчика формы волнового фронта, т. е. для оценки степени отклонения волнового фронта коллимированного пучка от плоскости. Так, уже в слабо сходящемся или слабо расходящемся излучении ИР на выходе ДППУД имеет форму искривлённых полос, причём характер искривления (с прогибом либо в одну, либо в другую сторону) зависит от знака и величины радиуса кривизны волнового фронта, попадающего на входную грань ДППУД. Данное свойство ДППУД позволяет измерять радиус кривизны волнового фронта падающего излучения непосредственно по «стрелке» прогиба интерференционных полос. С помощью ДППУД удаётся зарегистрировать слабо сходящиеся/расходящиеся когерентные лазерные пучки с радиусом кривизны ± 100 м. В этом плане ДППУД может использоваться для настройки коллиматоров и телескопических систем, основным назначением которых является формирование пучков, в высокой степени коллимированных. (Анализу использования ДППУД для оценки степени сходимости/расходимости когерентного излучения будет посвящена отдельная работа.) Поскольку для описанной выше конструкции СФС особенно важно, чтобы на вход устройства попадало именно коллимированное излучение, то тот факт, что ДППУД выступает одновременно и как датчик формы волнового фронта, и как спектральный элемент, представляет отдельный интерес для техники прецизионного оптического эксперимента, оптического приборостроения и для создания ряда новых измерительных устройств. Это особенно актуально в связи с тем, что, используя предложенную в [19] процедуру реконструкции ин-

⁷Регистрация изображения интерферограммы с размерами, превосходящими размеры используемого CCD-сенсора, осуществлялась в этом случае путём размещения CCD-сенсора на двухкоординатной сканирующей XY-платформе с гибридными драйверами, состоящими из шаговых двигателей и прецизионных драйверов на пьезокерамике, допускающих управляемое нанопозиционирование детектора изображения с точностью 0,01 мкм в диапазоне поперечных перемещений 15×15 мм.

терферограммы большого размера из нескольких фрагментов, посредством распределённого по времени апертурного синтеза можно значительно, в 20–40 крат (до 20000–40000), улучшить разрешающую способность интегрального спектрального устройства простым увеличением числа элементарных статических фурье-спектрометров в сборке до шести—семи. В этом плане простота и отличные технические характеристики такой конструкции на основе ДППУД делают достаточно лёгкой задачу наращивания числа элементарных статических фурье-спектрометров в сборке вплоть до девяти.

ВЫВОДЫ

1. Призмы типа ДППУД-1 и ДППУД-2, представленные в данной работе, осуществляют расщепление падающего коллимированного пучка на две плоские o - и e -волны, угол между волновыми векторами которых на выходе (т. е. угол двоения) практически линейно зависит от угла падения пучка на входную грань ДППУД.

2. Экспериментальные данные углов двоения, полученные для обеих модификаций изготовленных призм, хорошо совпадают с результатами их расчёта специальным векторным методом последовательных приближений для всего интервала углов падения коллимированного пучка на входную грань ДКП (от 0 до 45°).

3. Свойство ДППУД формировать в когерентном излучении синусоидальный интерференционный растр с плавно перестраиваемой пространственной частотой в диапазоне 0–120 пер./мм делает её уникальным элементом для использования одновременно и в качестве спектрального элемента, и в качестве датчика формы волнового фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Осипов В. Ю.** Двухкомпонентные кристаллооптические элементы из одноосных кристаллов для лазерных измерительных и интерферометрических устройств // *Автометрия*. 1999. № 4. С. 16–32.
2. **Кругер М. Я., Панов В. А., Кулагин В. В. и др.** Справочник конструктора оптико-механических приборов. М.—Л.: Машгиз, 1963. 804 с.
3. **Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П.** Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335 с.
4. **Zhang D., Wu F., Fan S.** The optimum scheme of a static Fourier-transform spectrometer based on birefringent crystal // *Chin. Opt. Lett.* 2003. **1**, N 6. P. 326–328.
5. **Montarou C. C., Gaylord T. K.** Analysis and design of modified Wollaston prisms // *Appl. Opt.* 1999. **38**, N 31. P. 6604–6616.
6. **Steers D., Sibbett W., Padgett M. J.** Dual-purpose, compact spectrometer and fiber-coupled laser wavemeter based on a Wollaston prism // *Appl. Opt.* 1998. **37**, N 24. P. 5777–5781.
7. **Courtial J., Patterson B. A., Harvey A. R. et al.** Design of a static Fourier-transform spectrometer with increased field of view // *Appl. Opt.* 1996. **35**, N 34. P. 5598–6702.
8. **Montarou C. C., Gaylord T. K.** Analysis and design of compact, static Fourier-transform spectrometers // *Appl. Opt.* 2000. **39**, N 31. P. 5762–5767.
9. **Дричко Н. М., Егорова Л. В., Таганов О. К.** Малогабаритный статический фурье-спектрометр поляризационного типа // *Оптический журнал*. 2006. **73**, № 12. С. 51–56.
10. **Zhan G.** Static Fourier-transform spectrometer with spherical reflectors // *Appl. Opt.* 2002. **41**, N 3. P. 560–563.
11. **Boer G., Scharf T., Dändliker R.** Compact static Fourier transform spectrometer with a large field of view based on liquid-crystal technology // *Appl. Opt.* 2002. **41**, N 7. P. 1400–1407.

12. **Zhang C., Zhao B., Xiangli B.** Wide-field-of-view polarization interference imaging spectrometer // Appl. Opt. 2004. **43**, N 33. P. 6090–6094.
13. **Okamoto T., Kawata S., Minami S.** A photodiode array Fourier transform spectrometer based on a birefringent interferometer // Appl. Spectroscopy. 1986. **40**, N 5. P. 691–695.
14. **Kondratyev K. Ya., Buznikov A. A., Pokrovsky O. M.** Global change and remote sensing. Chichester: John Wiley & Sons/Praxis Publishing, 1996. 368 p.
15. **Бузников А. А., Ковалев А. Е.** Системы наведения на Солнце аэрокосмических спектрометров для исследования газового состава атмосферы // Оптический журнал. 2001. **68**, № 12. С. 33–40.
16. **Patterson B. A., Lenney J. P., Sibbett W. et al.** Detection of benzene and other gases with an open-path, static Fourier-transform UV spectrometer // Appl. Opt. 1998. **37**, N 15. P. 3172–3175.
17. **Courtial J., Patterson B. A., Hirst W. et al.** Static Fourier-transform ultraviolet spectrometer for gas detection // Appl. Opt. 1997. **36**, N 13. P. 2813–2817.
18. **А. с. 879537 СССР.** Двупреломляющая призма переменного угла двоения /Ю. В. Осипов, В. Н. Попов. Оpubл. 07.11.81, Бюл. № 41.
19. **Santran S., Nagtegaele P., Bousquet B. et al.** A new static Fourier-transform spectrometer: The first spectra from synthesis temporal aperture reconstruction spectrometer // Fourier Transform Spectroscopy Hyperspectral Imaging and Sounding of the Environment. OSA Technical Digest Series (OSA, 2007). Paper FThA5. [CD-ROM].
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?uri=FTS-2007-FThA5>

Поступила в редакцию 31 июля 2009 г.
