

## ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДЕЛИТЕЛЬ СВЕТА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНОГО ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ПОКРЫТИЯ

В. Е. Агабеков<sup>1</sup>, Н. С. Казак<sup>2,3</sup>, В. Н. Белый<sup>3</sup>, С. Н. Курилкина<sup>3,5</sup>,  
А. А. Рыжевич<sup>3,5\*</sup>, С. Н. Шахаб<sup>1,4</sup>, А. И. Митьковец<sup>3</sup>, А. Г. Машенко<sup>3</sup>

УДК 535.514.2

<sup>1</sup> Институт химии новых материалов НАН Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>2</sup> ГНПО “Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника”, Минск, Беларусь

<sup>3</sup> Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: tol@dragon.bas-net.by

<sup>4</sup> Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова

Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь

<sup>5</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

(Поступила 5 мая 2021)

Создан поляризационный делитель света в виде двух призм Дове из стекла BK7, между которыми находится многослойное тонкопленочное покрытие, выполненное из двух периодических структур. Количество слоев из  $Nb_2O_5$  и  $SiO_2$  каждой структуры и их толщина подобраны таким образом, чтобы обеспечить отражение ими s-поляризованной и пропускание p-поляризованной компоненты падающего света во всем заданном рабочем спектральном диапазоне делителя. Это достигается за счет частичного перекрытия и дополнения друг другом соответствующих структур фотонных запрещенных зон при угле Брюстера. Изготовленный поляризационный делитель при полном угле расходимости входного светового пучка до  $10^\circ$  обеспечивает степень поляризации 0.99 в рабочем диапазоне длин волн 400–800 нм. Поскольку материалом для изготовления поляризационного делителя является оптическое стекло, размер делителей данной конструкции ограничивается только величиной рабочего объема вакуумных камер для нанесения оптических покрытий.

**Ключевые слова:** поляризационный делитель света, угол Брюстера, запрещенная фотонная зона, абберация волнового фронта.

A polarizing light beam splitter in a form of two Dove prisms of BK7 glass is created. A multilayer thin-film coating made of two periodic structures is between the prisms. The number of  $Nb_2O_5$  and  $SiO_2$  layers in every structure and their thickness is selected in a way to ensure the reflection by them of the s-polarized and the transmission of p-polarized component of incident light in the entire specified operating spectral range of the splitter. It is achieved due to the partial overlap and complementation of the corresponding to the structures photon band-gap zones at the Brewster angle. The manufactured polarizing beam splitter at the full divergence angle of the input light beam up to  $10^\circ$  provided a degree of polarization of 0.99 in the operating wavelength range from 400 to 800 nm. Since the material for the manufacture of the polarizing beam splitter is optical glass, the size of the splitters of this design is limited only by the size of the working volume of the vacuum chambers for optical coatings.

**Keywords:** polarizing light beam splitter, Brewster angle, photon band-gap zone, wave front aberration.

## BROADBAND POLARIZING LIGHT BEAM SPLITTER BASED ON A MULTILAYER THIN-FILM COATING

V. E. Agabekov<sup>1</sup>, N. S. Kazak<sup>2,3</sup>, V. N. Belyi<sup>3</sup>, S. N. Kurilkina<sup>3,5</sup>, A. A. Ryzhevich<sup>3,5\*</sup>, S. N. Shahab<sup>1,4</sup>, A. I. Mitkovets<sup>3</sup>, A. G. Mashchenko<sup>3</sup> (<sup>1</sup> Institute of Chemistry of New Materials of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; <sup>2</sup> State Scientific and Production Association “Optics, Optoelectronics and Laser Technology”, Minsk, Belarus; <sup>3</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: tol@dragon.bas-net.by; <sup>4</sup> International Sakharov Environmental Institute of Belarusian State University, Minsk, Belarus; <sup>5</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus)

**Введение.** Устройства для управления поляризацией света широко используются в лазерных установках, электрооптических дисплеях, для передачи, записи и считывания информации и др. В ряде случаев необходимы широкополосные поляризационные делители (ПД) света, позволяющие выделять линейно поляризованный свет из светового пучка, сформированного излучением в широком (несколько сотен нанометров) диапазоне длин волн и обладающего при этом сравнительно большой расходимостью. Известны пригодные для этих целей дорогостоящие и небольшие по размеру ПД различных конструкций на основе двулучепреломляющих материалов [1]. Предложен ПД, содержащий две стеклянные призмы Дове [2], основания которых разделены многослойным тонкопленочным покрытием, каждый из слоев которой имеет определенную, отличную от других толщину. Соседние слои выполнены из материалов (Si, SiO<sub>2</sub>) с большим отношением показателей преломления, причем свет на многослойную структуру падает под углом, большим предельного угла полного внутреннего отражения (ПВО). При этом имеет место существенное изменение фазы отраженного *p*-поляризованного пучка, что приводит к появлению аберраций волнового фронта. Наличие аберраций сужает область применимости ПД указанного типа в тех оптических схемах, где требуется фокусировка пучков с большой угловой расходимостью. Отметим, что формирование слоев с последовательно изменяющейся толщиной, используемых в ПД [2], существенно усложняет процесс изготовления делителя.

Цель настоящей работы — создание широкополосного ПД с использованием призм, обеспечивающих падение светового пучка на их основание под углом Брюстера, и многослойного тонкопленочного покрытия между ними, состоящего из двух структур со смещенными друг относительно друга, но перекрывающимися фотонными запрещенными зонами.

**Конструкция и принцип работы широкополосного ПД.** Рассмотрим ПД, включающий в себя две призмы Дове, между основаниями которых находится многослойная тонкопленочная структура, образованная чередующимися слоями с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  (рис. 1, *a*). Неполаризованный расходящийся световой пучок 4 падает на входную грань призмы 1, преломляется и распространяется в призме 1 до многослойного тонкопленочного покрытия 3. Угол входной грани призмы 1 с основанием выберем таким, чтобы угол между осью светового пучка, падающего на многослойную структуру, и нормалью к поверхности структуры  $\alpha_0$  был равен углу Брюстера. Как известно, при падении плоской световой волны под углом Брюстера отраженное излучение полностью *s*-поляризовано. Однако если падающий пучок имеет существенную расходимость, в отраженном свете присутствует *p*-поляризованная компонента, для уменьшения доли которой целесообразно использовать слоисто-периодическую структуру. Эта структура должна практически полностью пропускать *p*-поляризованный свет и отражать *s*-поляризованный. Таким образом, угол падения парциальных лучей падающего на многослойную структуру пучка должен соответствовать фотонной запрещенной зоне (ФЗЗ) для *s*-поляризации и разрешенной фотонной зоне для *p*-поляризации.

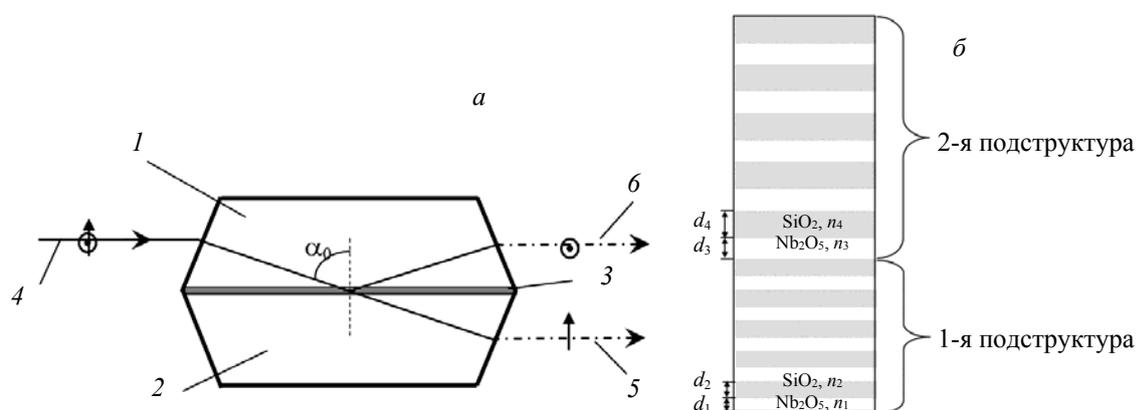


Рис. 1. Схема поляризационного делителя (а) и многослойного тонкопленочного покрытия (б): 1, 2 — призмы Дове; 3 — многослойное тонкопленочное покрытие; 4 — неполяризованный расходящийся световой пучок; 5, 6 — *s*- и *p*-поляризованный свет

Для совершенной периодической структуры спектральная область ФЗЗ невелика и определяется отношением  $n_1/n_2$ . Для увеличения спектральной области можно использовать многослойное тонкопленочное покрытие (рис. 1, б), образованное (в наиболее простом случае) двумя периодическими структурами со смещенными друг относительно друга, но перекрывающимися ФЗЗ. При этом для напыления слоев следует использовать материалы, для которых выполняется условие  $n_1/n_2 \geq 1.4$ . Это позволяет достичь приемлемого перекрытия ФЗЗ.

Для расчета отражения и пропускания подобной структуры воспользуемся матричным методом [3], в соответствии с которым векторы поля на ее входе и выходе связаны с помощью характеристической матрицы  $M$ :

$$\begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} U_5 \\ V_5 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где “0” обозначает призму 1, символ “5” — призму 2, куда свет выходит из слоистой структуры;  $U_0 = A + R$ ,  $V_0 = q_0(A - R)$ ,  $U_5 = T$ ,  $V_5 = q_5T$ . Здесь  $A$ ,  $R$  и  $T$  — амплитуды векторов электрической напряженности падающей, отраженной и преломленной волн соответственно, причем

$$q_k = \sqrt{n_k^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha_0} \quad \text{для } s\text{-поляризованных волн}, \quad (2)$$

$$q_k = \frac{\sqrt{n_k^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}}{n_k^2} \quad \text{для } p\text{-поляризованных волн}, \quad (3)$$

где  $k = 0, 1, 2, \dots, 5$ .

$$M = \begin{bmatrix} G & B \\ D & C \end{bmatrix} = M_I M_{II} = (M_1 M_2)^N (M_3 M_4)^N, \quad (4)$$

где  $N$  — количество периодов в подструктуре;  $M_{I,II} = (M_{1,3} M_{2,4})^N$  — характеристические матрицы 1- и 2-й подструктур, определяемые как

$$M_{1,2} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{1,2}\right) & -i \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{1,2}\right) / q_{1,2} \\ -iq_{1,2} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{1,2}\right) & \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{1,2}\right) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$M_{3,4} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{3,4}\right) & -i \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{3,4}\right) / q_{1,2} \\ -iq_{1,2} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{3,4}\right) & \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2} \cos \alpha_{1,2} d_{3,4}\right) \end{bmatrix}.$$

Здесь  $\cos \alpha_{1,2} = \sqrt{n_{1,2}^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}$ ;  $d_1$  и  $d_2$  — толщины слоев с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , входящих в первую подструктуру;  $d_3$  и  $d_4$  — толщины пленок с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , входящих во вторую подструктуру;  $\lambda_0$  — длина волны падающего света.

Амплитудный коэффициент отражения  $r$  многослойного покрытия определяется выражением:

$$r = \frac{(M_{11} + M_{12}q_5)q_0 - (M_{21} + M_{22}q_5)}{(M_{11} + M_{12}q_5)q_0 + (M_{21} + M_{22}q_5)}, \quad (6)$$

где  $q_0$  и  $q_5$  задаются соотношениями (2) и (3). Энергетический коэффициент отражения  $R$  определяется квадратом модуля соответствующего амплитудного коэффициента  $R = |r|^2$ . Амплитудный коэффициент пропускания  $t$  многослойного покрытия:

$$t = \frac{2q_0}{(M_{11} + M_{12}q_5)q_0 + (M_{21} + M_{22}q_5)}, \quad (7)$$

Энергетический коэффициент пропускания  $T$ :

$$T = \frac{q_5}{q_0} |t|^2. \quad (8)$$

Относительная ширина  $\frac{\Delta\lambda_i}{\Lambda_i}$  ФЗЗ для  $s$ - и  $p$ -поляризованных волн оценивается [4]:

$$\frac{\Delta\lambda_i}{\Lambda_i} = \frac{2}{\pi m \cos^2 \alpha} \frac{|n_2^2 - n_1^2|}{n_2^2 + n_1^2} \quad \text{для } s\text{-поляризованных волн,} \quad (9)$$

$$\frac{\Delta\lambda_i}{\Lambda_i} = \frac{2}{\pi m \cos^2 \alpha} \frac{|n_2^2 - n_1^2|}{n_2^2 + n_1^2} \cos 2\alpha \quad \text{для } p\text{-поляризованных волн,} \quad (10)$$

где  $\Delta\lambda_i$  — ширина  $m$ -й фотонной запрещенной зоны для  $i$ -й подструктуры с волновым параметром периодической подструктуры  $\Lambda_i$ , находящимся внутри заданного рабочего спектрального диапазона ПД. При разработке ПД целесообразно использовать первую ( $m = 1$ ), наиболее широкую ФЗЗ.

Рассмотрим конструктивные особенности ПД, работающего в видимом диапазоне, с использованием приведенных выше формул. В качестве материала для призм выбрано стекло BK7 с показателем преломления  $n_0 = 1.52$ , в качестве материалов тонкопленочного покрытия —  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ( $n_1 = 2.25$ ) и  $\text{SiO}_2$  ( $n_2 = 1.48$ ). Выбор материала обусловлен необходимостью большого диэлектрического контраста (отношения показателей преломления) и высокого порога светового повреждения устройства, что позволяет использовать ПД применительно к лазерным источникам излучения. Для указанных материалов угол падения светового пучка для центральной длины волны спектрального диапазона на многослойное тонкопленочное покрытие (угол Брюстера)  $\alpha_0 = \arctg(n_1/n_0) \approx 56^\circ$ .

Многослойное тонкопленочное покрытие рассчитывалось следующим образом. Для первой подструктуры волновой параметр  $\Lambda_1$  выбирался таким, чтобы левая граница ФЗЗ для  $s$ -поляризованной волны, рассчитанная в соответствии с формулой (9), достигала коротковолновой границы рабочего спектрального диапазона. Тогда для  $\Lambda_1 = 675$  нм толщины слоев первой подструктуры  $d_1 = 75$  нм,  $d_2 = 114$  нм. На рис. 2, а представлены спектральные зависимости коэффициентов отражения первой подструктуры для  $s$ - и  $p$ -поляризованного света, рассчитанные с использованием соотношений (7), (8). Видно, что первая подструктура обеспечивает практически полное отражение  $s$ -поляризованного света и пропускание  $p$ -поляризованного ( $R_p \approx 0$ ) света в области 380—650 нм. Для второй подструктуры волновой параметр  $\Lambda_2$  выбран таким, чтобы правая граница фотонной запрещенной зоны для  $s$ -поляризованной волны, рассчитанная в соответствии с формулой (9), совпадала с длинноволновой границей требуемого рабочего спектрального диапазона делителя. Тогда для  $\Lambda_2 = 963$  нм толщины слоев второй подструктуры:  $d_3 = 107$  нм,  $d_4 = 163$  нм. На рис. 2, б представлена спектральная зависимость коэффициента отражения второй подструктуры для  $s$ - и  $p$ -поляризованного света. Видно, что вторая подструктура обеспечивает высокое отражение  $s$ -поляризованного света и пропускание  $p$ -поляризованного света в области 520—800 нм. Работа ПД обеспечивается совместным действием обеих структур. При наличии обеих структур спектральные зависимости коэффициентов отражения ПД для  $s$ - и  $p$ -поляризаций светового пучка представлены на рис. 2, в.

В рассмотренном примере расчета делителя ФЗЗ для первой и второй подструктур частично перекрываются и имеется область 520—620 нм, для которой практически полное отражение  $s$ -поляризованного света обеспечивается как первой, так и второй подструктурой. При указанном перекрытии областей отражения для первой и второй подструктур уменьшается риск снижения эффективности поляризатора в центре рабочей области из-за возможных технологических погрешностей (в частности, допуска на толщины слоев при нанесении многослойного покрытия).

Представленные на рис. 2, а—в результаты получены в предположении, что каждая из структур состоит из пяти пар слоев. При уменьшении количества пар слоев в подструктурах (например, до четырех, как показано на рис. 2, г) уменьшается крутизна кривых отражения (пропускания) на границах ФЗЗ, что приводит к уменьшению эффективности поляризатора в коротковолновой области спектра и вблизи центра рабочей области. Увеличение количества пар слоев (более семи) в каждой из подструктур приводит к повышению крутизны кривых отражения на границах ФЗЗ и уменьшению интервала между 1-й и 2-й ФЗЗ для каждой подструктуры. Это может привести к уменьшению эффективности поляризационного устройства вблизи границ рабочей области, что продемонстрировано на рис. 2, д для случая, когда подструктуры имеют восемь пар слоев, но увеличение числа пар слоев не оказывает влияния на эффективность поляризатора в центральной части рабочей области, поскольку выполняется условие полного перекрытия ФЗЗ первой и второй подструктур.

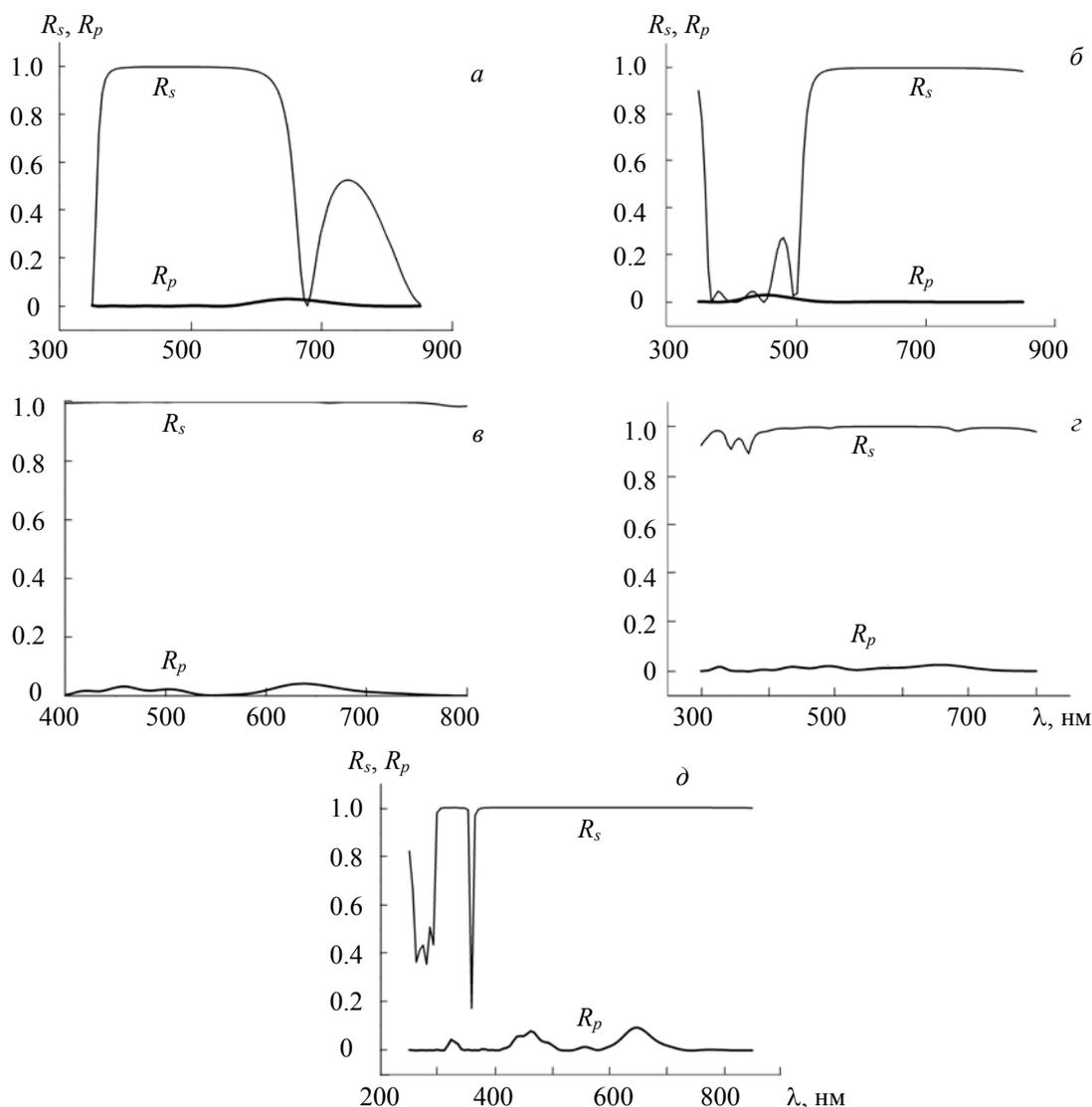


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициентов отражения  $s$ - ( $R_s$ ) и  $p$ -поляризованного ( $R_p$ ) света для ПД, многослойное покрытие которого содержит первую (а) и вторую (б) подструктуры из пяти пар слоев, обе структуры из пяти (в), четырех (г) и восьми (д) пар слоев

Для сравнения aberrаций волнового фронта известного [2] и предложенного ПД проанализированы угловые зависимости изменения фазы в отраженных световых пучках для длин волн 450, 550 и 650 нм из рассматриваемого диапазона. Как видно из рис. 3, а—в, диапазон изменения фазы в отраженном пучке для ПД с углом падения света на многослойную структуру, большим угла ПВО (ПДПВО), больше, чем для предложенного ПД. В частности, при падении света с  $\lambda = 450$  нм диапазоны изменения фазы в отраженных пучках, формируемых ПДПВО и предложенным поляризатором, равны 100 и 18°. Для детальной оценки произведенных поляризационным делителем искажений волнового фронта проведена аппроксимация зависимостей фазового сдвига  $\Delta\Phi$  отраженного света от угла  $\alpha$  падения пучка на многослойное покрытие (рис. 3, а—е) полиномом вида [5, 6]:

$$\Delta\Phi = C_1\alpha + C_2\alpha^2 + C_3\alpha^3 + C_4\alpha^4. \quad (11)$$

Коэффициенты рассчитанной из рис. 3, а—е полиномиальной аппроксимации для ПД двух типов (ПДПВО и предложенного) приведены в табл. 1. С использованием этих данных рассчитаны характеристики отраженного поляризованными делителями светового поля. Полагалось, что размер пло-

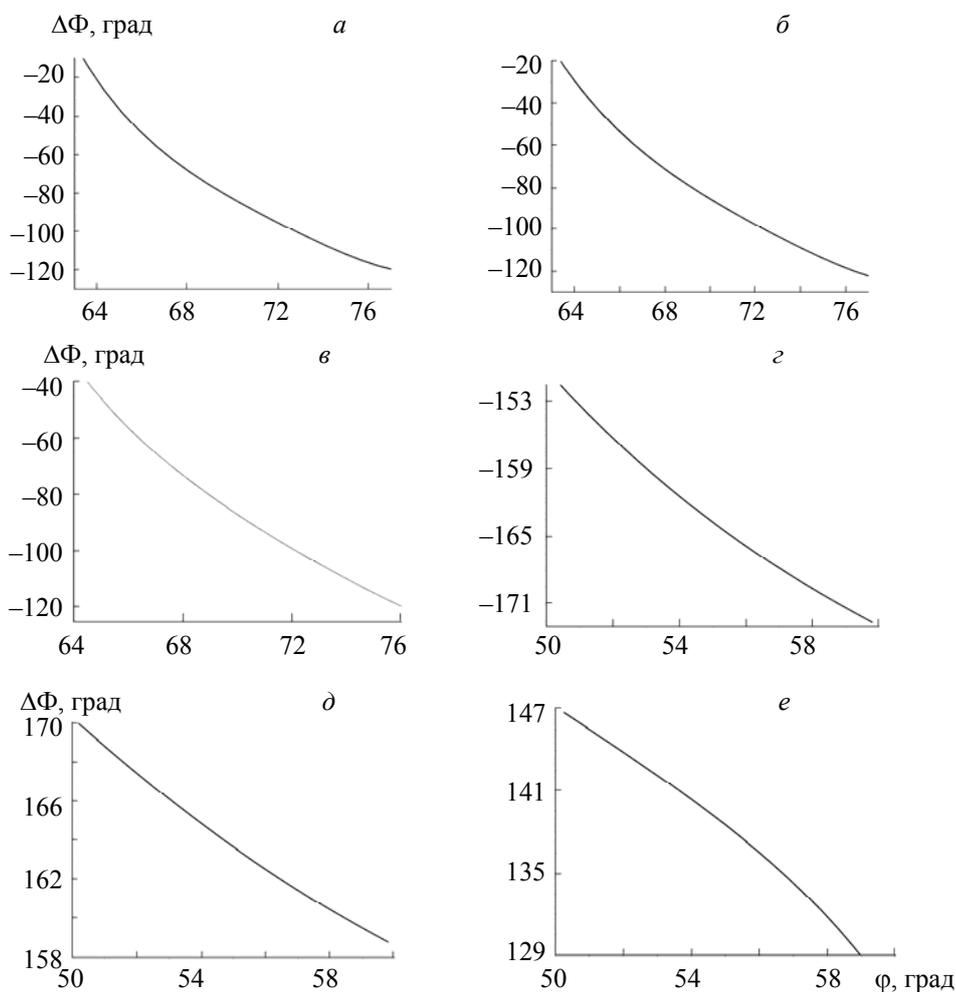
щадки локализации пространственного спектра падающего светового поля совпадает с длиной поперечной когерентности поля  $L_{\text{coh}}$ , связанной с размером площадки эффективного точечного излучателя  $L_{\text{LED}}$  соотношением

$$L_{\text{coh}} = \lambda_0 z / L_{\text{LED}}, \quad (12)$$

где  $z$  — расстояние от источника света.

**Т а б л и ц а 1. Коэффициенты полиномиальной аппроксимации для поляризационных делителей двух типов**

$\lambda_0$ , нм	Тип ПД	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$
450	ПДПВО	-6.7	13.5	-115.2	809.7
450	Предложенный	-2.2	4.7	-10.9	39.5
550	ПДПВО	-6.5	12.5	-86.7	546.6
550	Предложенный	-1.2	1.8	0.4	-10.2
630	ПДПВО	-6.4	12.3	-71.1	370.5
630	Предложенный	-1.9	-4.1	-32.2	-119.4



**Рис. 3.** Зависимости фазы в отраженном световом пучке от угла падения  $\varphi$  на многослойное покрытие света с  $\lambda = 450$  (а, б), 550 (в, д) и 650 нм (е, е) при угле падения, большем предельного угла полного внутреннего отражения (а–в) и близком к углу Брюстера (з–е)

Оценка длины когерентности для реализуемых в эксперименте параметров ( $L_{LED} = 5 \cdot 10^2$  мкм,  $z = 4$  см,  $\lambda_0 = 450, 550, 630$  нм), входящих в формулу (12), дает  $L_{coh} \gg \lambda_0$ , вследствие чего использование локальных спектров для таких источников физически непротиворечиво. Таким образом, каждый элементарный участок светового поля, падающего на ПД, имеет расходимость, равную расходимости всего пучка ( $\sim 8-10^\circ$ ).

Коэффициенты  $C_m$  в аппроксимации (11) связаны с характеристиками формируемого поляризационным делителем поля.

1. Коэффициент  $C_1$  определяет угол  $\gamma$  наклона волнового фронта к оси пучка [5]:

$$\gamma = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda_0 C_1 \gamma_{in,max}}{\pi L_{coh}} \right). \quad (13)$$

Здесь  $\gamma_{in,max}$  — максимальный угол расходимости светового поля, падающего на ПД. Результаты оценки  $\gamma$ , выполненной с использованием соотношения (12) и данных табл. 1, приведены в табл. 2. Угол наклона волнового фронта к оси пучка для обоих типов ПД для различных длин волн незначителен, и в первом приближении может не учитываться.

2. Коэффициент  $C_2$  связан с изменением кривизны волнового фронта [7]. Возникновение дополнительной кривизны волнового фронта, создаваемой ПД, описывается как действие некоторой сферической линзы, фокусное расстояние которой определяется из уравнения [7]:

$$f = \frac{\pi L_{coh}^2}{4\lambda_0 C_2 \gamma_{in,max}^2}. \quad (14)$$

Тогда числовая апертура пучка (максимальный угол отклонения лучей от оси пучка):

$$NA = L_{coh} / 2\sqrt{f^2 + L_{coh}^2 / 4}. \quad (15)$$

Для эквивалентной линзы, формирующей падающий пучок, числовая апертура  $NA = 0.105$ . Изменение числовой апертуры отраженного светового пучка для обоих типов ПД незначительно и также может не учитываться в первом приближении.

3. Коэффициент  $C_3$  не относится к классу первичных aberrаций и описывает несимметричное искажение профиля пучка, в частности, возможность формирования из гауссова пучка в дальней зоне так называемых пучков Эйри [8, 9].

4. Коэффициент  $C_4$  определяет сферическую aberrацию. При оценке сферических aberrаций светового поля следует исходить из того, что функция пропускания сферической линзы с учетом сферической aberrации имеет вид [3]

$$T(r) = \exp[-ik_0 r^2 / 2f - ik_0 \beta r^4], \quad (16)$$

где  $f = R/(n-1)$ ,  $R$  — радиус кривизны сферической поверхности,  $n$  — показатель преломления материала линзы;  $\beta = (n-1)/8R^3$  — параметр сферической aberrации, который, согласно (16), можно рассчитать из уравнения

$$\frac{\pi \beta L_{coh}^4}{8\lambda_0} = C_4 \gamma_{in,max}^4, \text{ откуда } \beta = \frac{8\lambda_0 C_4 \gamma_{in,max}^4}{2\pi L_{coh}^4}. \quad (17)$$

Из определения параметров  $f$  и  $\beta$  (16) следует, что может быть введена некоторая эффективная линза, сферическая aberrация которой равна приведенным значениям. По формуле  $f_4 = 2\beta^{-1/3}$  могут быть найдены фокусное расстояние такой линзы и ее численная апертура  $NA_4$ . Результаты расчета указанных параметров приведены в табл. 2. Учитывая, что численная апертура линзы, формирующей исходный пучок, равна 0.105, получаем, что влияние сферической aberrации достаточно велико, о чем свидетельствуют изменения числовой апертуры  $\Delta NA$  за счет действия поляризационного усилителя (см. табл. 2).

Наиболее существенное различие двух типов ПД состоит в величине создаваемой ими сферической aberrации волнового фронта. Сферическая aberrация приводит, как известно, к расплыванию фокального пятна при фокусировке светового пучка. Увеличение диаметра пятна в первом приближении пропорционально увеличению числовой апертуры  $NA$ . Таким образом, использование предлагаемого ПД вместо поляризационного делителя с углом падения, большим предельного угла ПВО, приводит к заметному увеличению пространственного разрешения, а также интенсивности светового

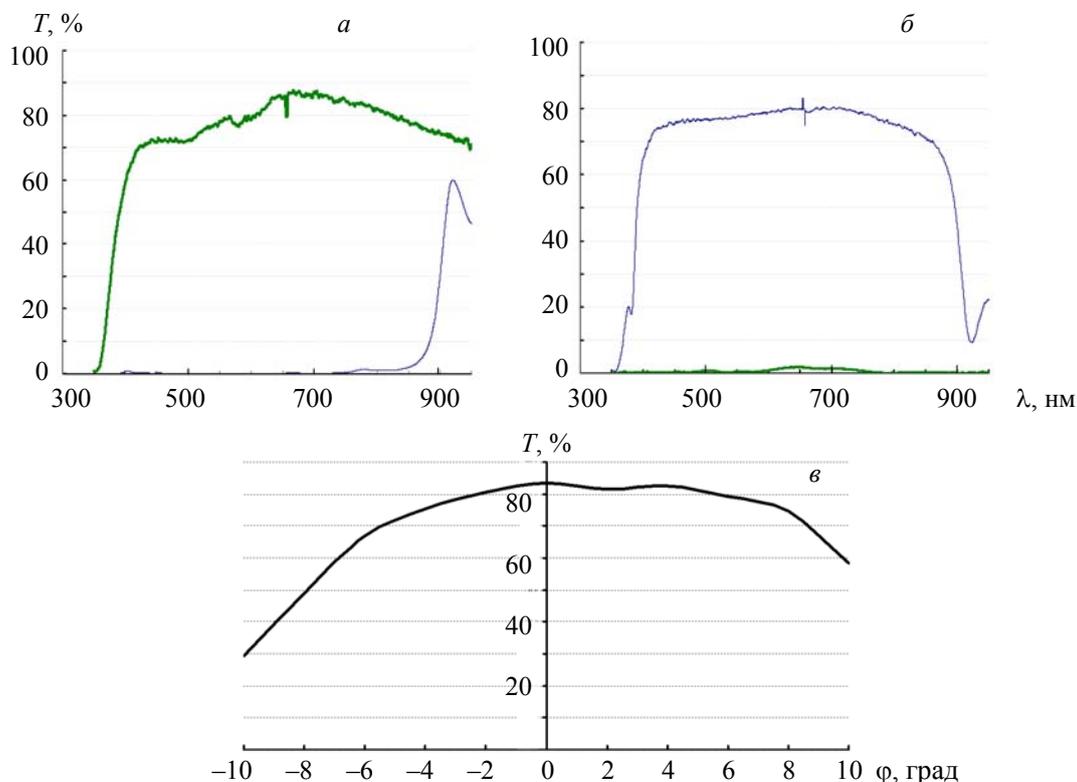
поля. Результаты расчета подтверждают возможность создания широкополосного по длине волны ПД с большой угловой апертурой и с меньшими aberrациями волнового фронта.

**Т а б л и ц а 2. Характеристики волнового фронта светового поля, формируемого поляризационным делителем**

$\lambda_0$ , нм	Тип ПД	$\gamma$ , град	$f$ , см	$NA$ , $10^{-3}$	$\beta$ , $10^{-9} \text{ м}^{-3}$	$f_4$ , $10^4$ , м	$NA_1$ , $10^2$	$\Delta NA$ , %
450	ПДПВО	0.26	1.5	1.17	66.4	1.96	9.1	87.0
450	Предложенный	0.05	4.4	0.40	3.24	3.36	3.4	32.0
550	ПДПВО	0.16	2.0	1.08	24.6	2.73	8.0	76.0
550	Предложенный	0.03	13.7	0.16	4.58	1.03	2.1	20.0
630	ПДПВО	0.15	2.4	1.07	11.1	3.56	7.1	67.0
630	Предложенный	0.05	7.0	0.36	3.57	5.19	4.8	46.0

**Характеристики и применение изготовленного ПД.** Возможность реализации предлагаемого ПД подтверждена экспериментально [10]. ПД изготовлен в соответствии со схемами рис. 1. Поляризационные характеристики ПД изучены с помощью спектрально-измерительного комплекса на базе спектрометра Maya2000Pro (Ocean Optics, США). На рис. 4 приведены измеренные спектральные зависимости коэффициентов отражения и пропускания поляризатора для *s*- и *p*-поляризаций, а также зависимость коэффициента отражения поляризатора для *s*-поляризации от угла между осью падающего на ПД света и поверхностью многослойной структуры ПД.

Изготовленный из призм Дове ПД (рис. 5, а) с необходимой эффективностью преобразования  $\geq 70\%$  обеспечивает степень поляризации 0.99 в рабочем диапазоне  $\lambda = 400\text{—}800$  нм при полном угле расходимости до  $10^\circ$  падающего на входную грань ПД светового пучка. Склейка призм Дове проводилась оптическим клеем Norland 68, на входную и выходные грани призм наносились антиотражающие покрытия в области  $350\text{—}850$  нм [11]. Аналогичный ПД с многослойным тонкопленочным покрытием и с такими же эксплуатационными характеристиками, но имеющий другую геометрическую



**Рис. 4.** Зависимости коэффициентов пропускания (а) и отражения (б) от длины волны для *p*- и *s*-поляризованных компонент; зависимость *p*-поляризованной компоненты падающего светового пучка от угла падения  $\phi$  на ПД (в)

конфигурацию (рис. 5, б), использован при изготовлении трехцветной световой ручки [12], предназначенной для нанесения цветных изображений на подложки, чувствительные к свету определенной длины волны с высокой степенью поляризации (рис. 5, в). Модификация ПД позволяет в компактной оптической схеме световой ручки не только разделить входной световой пучок на два пучка с ортогональными линейными поляризациями, но и повернуть одну из поляризаций на  $90^\circ$  для максимального использования излучения светодиодов. Установленный в световой ручке ПД успешно преобразует в линейно поляризованное излучение трех сверхъярких светоизлучающих диодов моделей 365-1184-ND, 75-036-91, B5B-436-30, функционирующих при рабочем токе 25 мА и мощности поляризованного излучения  $P_{465\text{нм}} = 3.2$  мВт,  $P_{575\text{нм}} = 1.8$  мВт,  $P_{660\text{нм}} = 2.4$  мВт соответственно. Степень поляризации выходного излучения для трех длин волн  $\geq 0.99$ . Следует отметить, что образцы ПД, представленные на рис. 5, а и б, имеют входную апертуру 15 мм, однако могут быть изготовлены ПД и с большими апертурами, величина которых ограничивается размерами вакуумных камер для нанесения многослойных покрытий.

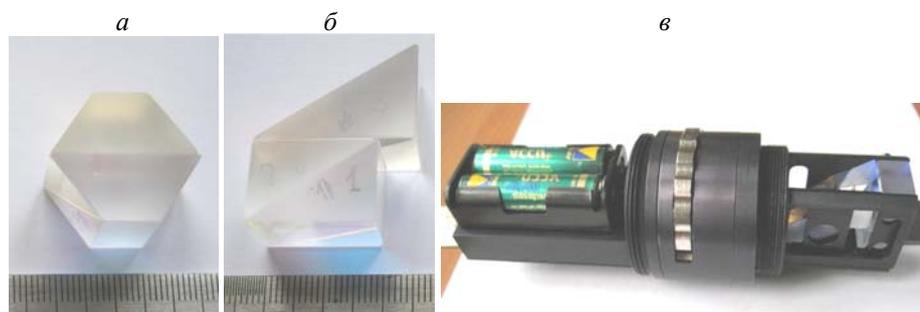


Рис. 5. Поляризационные делители из двух призм Дове (а), трех призм (б), в составе световой ручки со снятым защитным кожухом (в)

**Заключение.** Поляризационные делители света описанной конструкции по сравнению с аналогами обладают сравнительно большой угловой апертурой (до  $10^\circ$ ) при малых aberrациях волнового фронта (угол наклона  $\approx 0.5$  мрад), что позволяет фокусировать поляризованный свет в диапазоне 400—800 нм в фокальное пятно диаметром  $\leq 0.5$  мм. Выходной свет обладает степенью поляризации  $\geq 0.99$ . Существование качественных широкополосных полуволновых пластин позволяет использовать два потока выходного излучения, обладающих ортогональными поляризациями, с максимальной эффективностью.

- [1] У. Шерклифф. Поляризованный свет, под ред. Н. Д. Жевадрова, Москва, Мир (1965)  
 [2] Li Li, J. A. Dobrowolski. Appl. Opt., **39**, N 16 (2000) 2754—2771  
 [3] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Москва, Наука (1973)  
 [4] А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах, Москва, Мир (1987)  
 [5] W. T. Welford. Aberrations of Optical Systems. Ser. Opt. Optoelectron., IOP Publishing Ltd, Bristol, New York (1986)  
 [6] T. Tanaka, S. Yamamoto. Opt. Commun., **184** (2000) 113—118  
 [7] Joseph W. Goodman. Introduction to Fourier Optics, Roberts and Company Publishers (2005) 491  
 [8] M. V. Berry, N. L. Balazs. Am. J. Phys., **47** (1979) 264—267  
 [9] G. A. Siviloglou, D. N. Christodoulides. Opt. Lett., **32** (2007) 979—981  
 [10] В. Е. Агабеков, Н. С. Курилкина, Н. С. Казак, В. Н. Белый, А. Г. Машенко, Н. Г. Арико, С. Н. Шахаб. Поляризационный делитель, патент на изобр. 20399 РБ, МПК G 02F 1/01, G 02B 27/28. № а 20130247; 30.10.2013, опубл. 30.08.2016, Афіц. бюл., № 4(111) (2016) 159—160  
 [11] A. Deinega, I. Valuev, V. Potarkin, Y. Losovik. JOSA A, **28**, N 5 (2011) 770—777  
 [12] Т. С. М. Аль-Сауд, Р. М. Алтамими, В. Е. Агабеков, А. А. Муравский, Н. С. Казак, В. Н. Белый, Н. А. Хило, А. И. Митьковец, С. Н. Курилкина, А. А. Рыжевич. Световая ручка, патент на изобр. 20861 РБ, МПК F 21S 13/00, F 21Y 101:02. № а 20140281; 20.05.2014, опубл. 30.10.2015, Афіц. бюл., № 6(107) (2015) 11—12