

Компактные призмы для поляризационного разделения пучков волоконных лазеров

Б.Л.Давыдов, Д.И.Ягодкин

Рассмотрены простые компактные монопризмы, пространственно разделяющие поляризованные лазерные пучки с относительно малыми (диаметр не более 1 мм) сечениями. Призмы могут выполняться из известных в поляризационной оптике оптически неактивных кристаллов CaCO_3 , $\alpha\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ($\alpha\text{-BBO}$), LiIO_3 , LiNbO_3 , YVO_4 , TiO_2 . Приводится точное решение уравнения Снеллиуса для отражения необыкновенной волны от произвольно наклонённой к её волновому вектору поверхности. Результаты анализа вариантов решений позволяют конструировать призмы с любыми углами отклонения необыкновенной волны при сохранении направления распространения обыкновенной волны. Рассмотрены три варианта призм: с минимизированными размерами, с брестеровским выходом необыкновенного пучка и с отклонением необыкновенной волны на угол 90° . Экспериментально испытаны призмы из кальцита с углами отклонения необыкновенного луча $\sim 19^\circ$ и 90° .

Ключевые слова: поляризационные кристаллические делители, поляризационные призмы.

1. Введение

Неотъемлемыми элементами лазерной волоконной технологии, развивающейся в последнее время весьма стремительно, являются поляризационные делители двух видов – волоконные и кристаллические. Характерным примером последних могут быть призмы Глана с воздушными зазорами. Кристаллические делители широкополосны, разводят пучки на значительные углы, могут работать с пучками больших сечений, но при этом их стоимость довольно высока. В технике волоконных лазеров обычно работают с коллимированными пучками, имеющими относительно малые (диаметр 0.3–1 мм) сечения. Применять в таких лазерах крупногабаритные классические поляризационные призмы нецелесообразно.

В настоящей работе описываются малогабаритные поляризационные призмы, предназначенные для работы с коллимированными пучками.

2. Монопризмы из одноосных кристаллов, использующие полное внутреннее отражение необыкновенной волны

Ранее в работах [1] и [2] была предложена идея использования полного внутреннего отражения (ПВО) необыкновенных волн от боковой поверхности кристаллической призмы с целью увеличения угла расхождения поляризованных лучей. В настоящей работе эта идея реализована в расчётах конкретных конструкций призм-делителей, выполняемых из известных в поляризационной оптике оптически неактивных одноосных кристаллов со средними значениями модуля двулучепреломления $\Delta n = |n_o - n_e| \gtrsim 0.1$.

На рис.1 показано сечение прямоугольной призмы, параллельное её основаниям. Ниже будут рассмотрены также варианты прямоугольных призм с основаниями в виде косоугольников. Для краткости будем использовать для обозначения рабочих граней границы сечений прямоугольной призмы плоскостью, параллельной основаниям. Из рис.1 видно, как простейшая призма, выполненная из одноосного кристалла в виде параллелепипеда с тремя полированными гранями (две торцевых и одна боковая), разделяет неполяризованный пучок на два ортогонально поляризованных пучка. Две возможные ориентации оптической оси кристалла, лежащей в плоскости рисунка, обозначены линиями с двумя стрелками и знаками «+» и «-», соответствующими положительным и отрицательным кристаллам. Размеры квадратного поперечного сечения призмы равны диаметру d входного коллимированного пучка, так что последний максимально заполняет весь объём призмы. Неполяризованный пучок, попадая в призму через грань AD, разделяется на две ортогонально поляризованные обыкновенную (o) и необыкновенную (e) волны. Лучевой и волновой векторы o-волны направлены вдоль геометрической оси призмы (штрих-пунктирная линия), поэтому o-луч выходит наружу через грань BC без изменения направления. Лучевой вектор e-волны, напротив, образует с геометрической осью призмы угол δ_{ldr} – назовём его углом первого энергетического сноса. При этом волновой вектор e-волны остаётся параллельным волновому вектору o-волны. При указанных ориентациях оптической оси e-волна испытывает ПВО от кристаллической грани AB с углом отражения, меньшим 90° -градусного угла падения. Через грань BC e-волна выходит в воздух, преломляясь под индивидуальным для каждого кристалла углом θ_{out} .

Достоинствами такой призмы являются простота конструкции при довольно больших углах расхождения лучей (от 9° до 38° в зависимости от типа кристалла и длины волны излучения, см. ниже табл.1), максимальное использование объёма при минимальных размерах и от-

Б.Л.Давыдов, Д.И.Ягодкин. Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 141120 Фрязино, Московская обл., пл. акад. Введенского, 1; e-mail: bld_res2001@pochta.ru, ydimon@mail.ru

Поступила в редакцию 8 июня 2005 г., после доработки – 7 сентября 2005 г.

где

$$z_1 = \frac{1}{n_e^2} \sin^2 v + \frac{1}{n_o^2} \cos^2 v; \quad (11)$$

$$z_2 = \frac{1}{n_o^2} \sin^2 v + \frac{1}{n_e^2} \cos^2 v; \quad (12)$$

$$z_3 = \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \sin 2v. \quad (13)$$

Формулы (2)–(13) позволяют при известных дисперсиях и температурных производных показателей преломления рассчитывать для любых длин волн и температур поляризационные призмы из любых кристаллов, включая двуосные. Для последних, правда, эти формулы применимы только в случае волн, распространяющихся в главных плоскостях трёхосного эллипсоида показателей преломления. При этом вместо n_o и n_e необходимо использовать те пары показателей преломления, которые соответствуют полуосям эллипсов в главных сечениях эллипсоида, причём роль оптической оси может выполнять любая из осей выбранного эллипса.

При указанном на рис. 1 направлении энергетического сноса е-волны углы α и v имеют следующие значения: $\alpha = \beta = 90^\circ$, $v = 135^\circ$ для призмы из отрицательного кристалла и $\alpha = \beta = 90^\circ$, $v = 45^\circ$ для призмы из положительного кристалла. Для расчёта линейных размеров призм необходимо знать углы энергетических сносов е-волн δ_{1dr} (до отражения) и γ (после отражения). Заметим, что, в отличие от δ_{1dr} , буквой γ обозначен угол энергетического сноса е-волны относительно длинной грани призмы, и он не равен углу истинного энергетического сноса δ_{2dr} относительно её волнового вектора \mathbf{K}_e после отражения. Процедура расчёта этих углов следующая. Пусть δ_r – угол между лучевым вектором Пойнтинга \mathbf{R}_e и оптической осью. Тогда этот угол связан классическим соотношением с углом δ_w , образованным волновым вектором \mathbf{K}_e и той же оптической осью:

$$\frac{\tan \delta_r}{\tan \delta_w} = \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2. \quad (14)$$

Из (14) следует, что в отрицательных ($n_o > n_e$) кристаллах е-луч (\mathbf{R}_e) образует с оптической осью острый угол,

всегда больший угла между этой осью и волновым вектором \mathbf{K}_e , а в положительных – наоборот. На рис. 2 острый угол между волновым вектором \mathbf{K}_e и оптической осью обозначим δ_{1w} . Если $v > 90^\circ$ (отрицательные кристаллы), то $\delta_{1w} = 180^\circ - (v - \beta + \alpha)$, если же $v < 90^\circ$ (положительные кристаллы), то $\delta_{1w} = v - \beta + \alpha$. Вычисленный из (14) угол δ_{1r} позволяет найти модуль угла первого энергетического сноса е-волны при её входе в анизотропную призму: $\delta_{1dr} = |\delta_{1r} - \delta_{1w}|$. После отражения е-волны (при уже найденном из (6) угле ψ) из геометрии рис. 2 определяется угол δ_{2w} , затем из (14) вычисляется δ_{2r} , после чего опять геометрически находится угол γ (или, при необходимости, угол $\delta_{2dr} = |\delta_{2r} - \delta_{2w}|$). При максимальном заполнении объёма призмы светом $\tan \delta_{1dr}$ и $\tan \gamma$ определяют размеры призмы.

В табл. 1, все обозначения в которой соответствуют рис. 1, приведены данные и результаты расчётов призм из шести оптически неактивных кристаллов, наиболее распространённых в поляризационной оптике: CaCO_3 , $\alpha\text{-BaV}_2\text{O}_4$ ($\alpha\text{-BVO}$), LiIO_3 , LiNbO_3 , YVO_4 , TiO_2 . Для демонстрации влияния волновой дисперсии расчёты выполнены для двух длин волн – 1064 и 532 нм. Кроме угловых характеристик распространения лучей, в табл. 1 даны коэффициент d_e/d сжатия (анаморфирования) выходящего в воздух е-луча и соотношение L/d между длиной призмы и её поперечным размером.

Поскольку углы δ_{1dr} и γ оказались практически равными друг другу, призму допустимо рассчитывать, используя только угол δ_{1dr} . Для перечисленных кристаллов соответствующие погрешности в размерах торцевых граней и длины призмы оказываются настолько малыми (не более 2%), что их вполне можно скомпенсировать допусками на линейные размеры.

Основной недостаток таких призм заключается в больших значениях L/d . Именно это ограничивает максимальный входной диаметр светового пучка значениями 0.5–1 мм при реальных длинах кристалла $L = 10 - 20$ мм. Поэтому призмы применяются в основном в волоконной технике, где стандартными являются коллимированные пучки диаметром 0.3–0.5 мм.

Если выходная грань ВС не просветлена, то при преломлении е-волны имеют место оптические потери K_r (отражение Френеля). В анизотропном кристалле эти потери зависят не только от угла θ_{in} (θ_{out}), но и от угла v ори-

Табл. 1. Угловые и линейные характеристики поляризатора, выполненного в виде призмы-параллелепипеда ($\alpha = \beta = 90^\circ$, см. рис. 1 и 2).

Материал призмы (угол ориентации оптической оси)	λ (нм)	n_o	n_e	δ_{1dr} (град)	γ (град)	θ_{out} (град)	d_e/d	L/d	K_r (%)
CaCO_3 ($v = 135^\circ$)	1064	1.6425	1.4797	5.94	6.07	18.87	0.97	9.62	4.05
	532	1.6629	1.4885	6.30	6.45	20.25	0.96	9.06	4.11
$\alpha\text{-BVO}$ ($v = 135^\circ$)	1064	1.6579	1.5203	4.94	5.01	15.90	0.98	11.57	4.61
	532	1.6776	1.5359	5.03	5.11	16.38	0.97	11.36	4.80
LiIO_3 ($v = 135^\circ$)	1064	1.8571	1.7165	4.49	4.55	16.27	0.97	12.73	7.19
	532	1.8982	1.7480	4.70	4.77	17.41	0.97	12.16	7.57
LiNbO_3 ($v = 135^\circ$)	1064	2.2340	2.1544	2.08	2.08	9.16	0.99	27.57	13.64
	532	2.3248	2.2317	2.34	2.35	10.72	0.99	24.48	14.17
YVO_4 ($v = 45^\circ$)	1064	1.9571	2.1650	5.75	5.86	24.41	0.93	9.94	9.76
	532	2.0177	2.2508	6.21	6.36	27.57	0.91	9.18	10.06
TiO_2 ($v = 45^\circ$)	1064	2.4793	2.7418	5.73	5.84	31.45	0.87	9.97	15.00
	532	2.6678	2.9789	6.27	6.42	38.14	0.81	9.10	15.02

ентации оптической оси кристалла. Рассчитанные потери для е-волны приведены в табл.1. Поскольку процедура соответствующих расчётов в литературе освещена недостаточно, рассмотрим её подробнее.

3. Отражение необыкновенной волны

Для вычисления K_r формулы Френеля для изотропных сред неприменимы. В самом общем виде распространение световых волн в любых анизотропных кристаллах исследовано в книге [3]. Однако неявные векторные формулы, приведённые в этой книге, весьма трудны для непосредственного применения. Ни в коем случае не претендуя на новизну, мы, проведя стандартное исследование прохождения электромагнитной волны через границу двух сред, отдельно рассмотрели на примере одноосного кристалла часто встречающийся на практике вариант распространения е-волны в плоскости, содержащей оптическую ось. В результате получены явные и легко программируемые формулы для вычисления коэффициента отражения K_r необыкновенной волны, в которых учтены неколлинеарность векторов электрического поля и электрической индукции и соответственно неколлинеарность волновых и лучевых векторов. Результаты расчётов энергетического отражения по этим формулам совпали с результатами расчётов, приведенными в [3]. Кроме того, специально выполненные измерения углов Брюстера для CaCO_3 -пластинок с разными ориентациями оптической оси показали, что наши формулы позволяют точно рассчитывать эти углы.

Итак, коэффициент K_r энергетического отражения е-волны от торцевой поверхности ВС призмы (рис.2), выполненной из одноосного кристалла так, что его оптическая ось параллельна плоскости падения-преломления этой волны, вычисляется по следующим формулам:

$$K_r = \left[\frac{1 - (A + B \tan^2 \theta_{is})^{0.5}}{1 + (A + B \tan^2 \theta_{is})^{0.5}} \right]^2, \quad (15)$$

где

$$A = \left(\frac{n_{is}}{n_v} \right)^2; \quad (16)$$

$$B = A - \left(\frac{n_{is}}{n_o} \right)^2 \left(\frac{n_{is}}{n_e} \right)^2; \quad (17)$$

$$n_v = \frac{n_o n_e}{(n_o^2 \sin^2 v + n_e^2 \cos^2 v)^{0.5}}; \quad (18)$$

n_{is} – показатель преломления изотропной среды (принято, что в воздухе $n_{is} = 1$); θ_{is} – угол между нормалью N_{BC} и вектором \mathbf{K}_{e3} в изотропной среде (в нашем случае $\theta_{is} = \theta_{out}$).

Из условия $K_r = 0$ нетрудно получить формулу для двух возможных внешних углов Брюстера θ_{out}^{Br} , соответствующих двум зеркальным относительно нормали N_{BC} ориентациям волнового вектора \mathbf{K}_{e3} в изотропной среде:

$$\tan \theta_{out}^{Br} = \pm \left(\frac{1 - A}{B} \right)^{0.5}. \quad (19)$$

Очевидно, что в изотропной среде модули обоих возможных углов θ_{out}^{Br} одинаковы (как и должно быть по закону отражения Снеллиуса). В кристалле же соответствующие брюстерские углы θ_{in}^{Br} для необыкновенной волны

различаются не только знаками, но и величинами. Формулу для этих углов удобно получить из закона преломления Снеллиуса на грани ВС:

$$\tan \theta_{in}^{Br} = \left[0.5 n_v^2 \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \sin 2v + \frac{n_v^2}{\tan \theta_{out}^{Br}} \right]^{-1}. \quad (20)$$

В (20) функция $\tan \theta_{out}^{Br}$ берётся из (19) с соответствующим знаком, который и определяет значение возможного угла θ_{in}^{Br} .

В предельном переходе к изотропным средам, когда $n_o = n_e = n$ формулы (15), (19), (20) преобразуются в обычные формулы Френеля и Брюстера.

4. Призма с минимизированными отражательными потерями

Определив углы Брюстера для е-волн, сконструируем призму, в которой отражённая от грани АВ р-поляризованная е-волна выходит наружу через грань ВС без отражательных потерь. Это достигается уменьшением угла β наклона грани АВ (см. рис.2) до значения, определяемого данным условием. На рис.3 показано продольное сечение такой призмы, а в табл.2 приведены результаты расчётов поляризационных делителей, выполненных из шести перечисленных выше кристаллов, для двух длин волн – $\lambda = 1064$ и 532 нм. Углы δ_{idr} и γ теперь различаются настолько сильно (для наглядности масштаб на рис.3 искажен), что входная и выходная грани призмы имеют существенно разные размеры. При этом отношение L/d такое же, как и в призме на рис.1.

Для демонстрации влияния дисперсии коэффициентов преломления на угол отклонения θ_{out} е-луча в табл.2 приведены значения этого угла и соответствующего коэффициента отражения для альтернативной длины волны (для призмы, рассчитанной для длины волны $\lambda = 1064$ нм, альтернативной является $\lambda = 532$ нм, и наоборот). Как нетрудно заметить, модули разности $|\theta_{out}^{alt} - \theta_{out}^{Br}|$ меняются в диапазоне $1.4^\circ - 15^\circ$. Особенно они велики в призмах из кристаллов LiNbO_3 , YVO_4 и TiO_2 . Эту дисперсию можно использовать для пространственного разделения пучков с оптическими частотами, получаемых при каскадном удвоении с применением различных нелинейных кристаллов, в том числе кристаллов с периодиче-

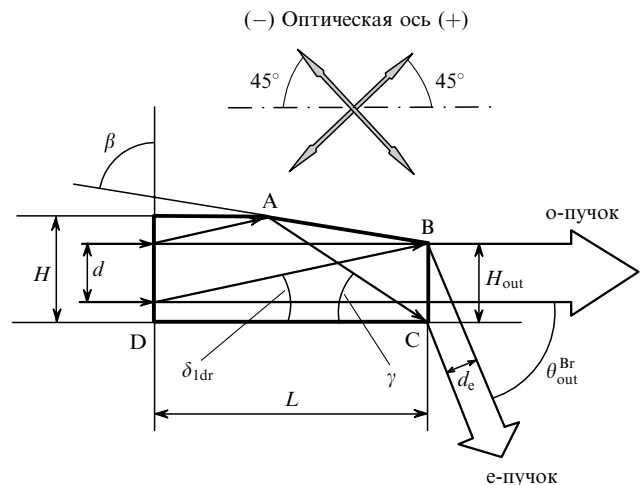


Рис.3. Ход лучей в призме с брюстерским выходом е-волны (для наглядности масштаб рисунка искажён).

Табл.2. Угловые и линейные характеристики поляризационного делителя с брюстеровским выходом необыкновенного луча (см. рис.2 и 3).

Материал призмы (угол ориентации оптической оси)	λ (нм)	β (град)	γ (град)	θ_{in}^{Br} (град)	θ_{out}^{Br} (град)	d_e/d	H/d	H_{out}/d	θ_{out}^{alt} (град)	K_r^{alt} (%)
CaCO ₃ ($\nu = 135^\circ$)	1064	79.46	27.92	30.99	57.15	0.64	1.83	1.19	59.79	0.09
	532	79.96	27.33	30.68	57.37	0.64	1.80	1.18	54.90	0.06
α -BBO ($\nu = 135^\circ$)	1064	78.68	28.30	30.84	57.68	0.63	1.88	1.18	59.16	0.02
	532	78.92	27.92	30.55	57.96	0.62	1.87	1.18	56.54	0.02
LiIO ₃ ($\nu = 135^\circ$)	1064	79.74	25.55	28.22	60.67	0.56	1.84	1.15	64.27	0.23
	532	80.21	25.85	27.72	61.16	0.55	1.82	1.14	57.92	0.13
LiNbO ₃ ($\nu = 135^\circ$)	1064	79.76	22.74	24.16	65.49	0.46	1.93	1.10	74.37	3.71
	532	80.42	21.68	23.33	66.29	0.44	1.90	1.09	59.76	0.84
YVO ₄ ($\nu = 45^\circ$)	1064	82.74	20.84	24.87	64.00	0.49	1.67	1.11	74.13	4.48
	532	83.62	19.56	24.08	64.76	0.47	1.61	1.10	57.44	0.91
TiO ₂ ($\nu = 45^\circ$)	1064	85.23	15.64	20.30	68.95	0.38	1.52	1.07	ПВО	100
	532	86.53	13.57	18.89	70.40	0.36	1.42	1.06	55.46	4.7

ской доменной структурой. Любопытна в этом смысле призма из рутила TiO₂. Если её выполнить так, чтобы р-поляризованное излучение с $\lambda = 1064$ нм выходило из грани ВС под углом Брюстера, то излучение второй гармоники с той же поляризацией (полученное, например, в кристалле LiNbO₃ или КТР с периодической доменной структурой) будет испытывать ПВО на этой грани под углом, превышающим критический угол более чем на 1°. Это излучение можно вывести наружу по нормали к грани DC, если последнюю соответствующим образом «наклонить».

5. Бездисперсионный термостабильный поляризационный делитель

Пример призмы с брюстеровским выводом е-луча показывает, что, изменяя наклон грани АВ, можно создавать поляризационные делители практически с любым углом расхождения поляризованных пучков. Например, если угол наклона β грани АВ выбрать равным 45°, а оп-

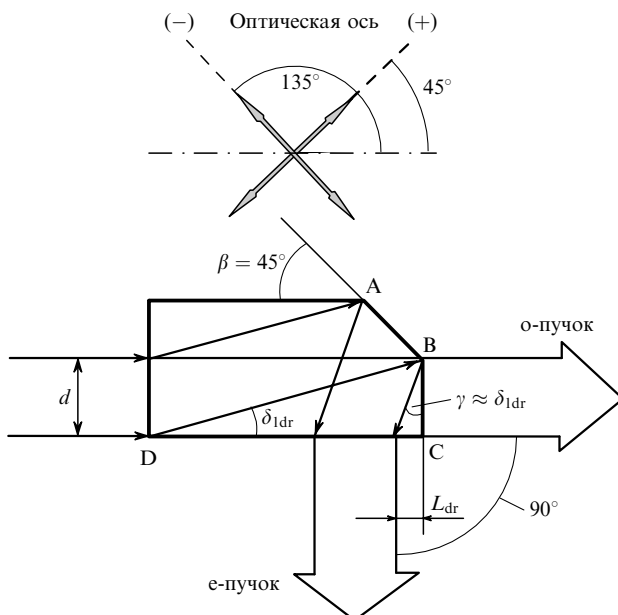


Рис.4. Ход лучей в призме с 90-градусным отклонением е-луча (для наглядности масштаб рисунка искажён).

тическую ось сориентировать строго под углом $\nu = 135^\circ$ (для отрицательных кристаллов) или $\nu = 45^\circ$ (для положительных кристаллов), то получим призму, в которой е-луч выходит наружу не через грань ВС, а через грань DC под углом 90° к о-лучу (рис.4). Важной особенностью такой призмы является принципиальная независимость этого угла от температуры T , длины волны света λ и даже от выбора кристалла (т. е. от значений n_o и n_e). Анализ формул (1)–(9) показывает, что при 45-градусном угле падения е-волны на грань АВ угол её отражения тоже равен 45° при любых значениях λ , T , n_o и n_e . Подчеркнём, что это верно только при указанных выше двух возможных ориентациях оптической оси. Механическое (тепловое) искажение формы призмы, которое может привести к изменению углов отражения и падения, здесь отсутствует. Причина в том, что при углах ориентации оси одноосного кристалла $\pm 45^\circ$ вклады двух различных коэффициентов расширения в изменения длин рёбер базового параллелепипеда оказываются одинаковыми, а наклонённая под углом 45° грань АВ перемещается параллельно самой себе при температурном изменении размеров призмы. Единственное, что меняется при варьировании температуры и длины волны, это сдвиг L_{dr} е-луча на выходной грани DC. Однако абсолютные изменения ΔL_{dr} ничтожны, поскольку при углах $\gamma \approx \delta_{1dr} \approx 6^\circ$ и диаметрах пучка ~ 1 мм значения L_{dr} оказываются настолько малы (~0.1 мм), что говорить об их изменениях практически не приходится.

6. Комбинированные поляризационные делители

Из описанных призм удобно создавать симметричные комбинации по типу приведённых на рис.5. Из-за чётного числа отражений е-волны эти составные поляризационные делители свободны от температурной и дисперсионной зависимостей углового положения е-луча. В схеме на рис.5,б призма 2 ещё и исправляет астигматическое искажение сечения пучка, а в схеме на рис.5,а астигматизм вообще отсутствует. Меняя размер зазора S между призмами, можно получать практически любые расстояния между выходными параллельными пучками при малых размерах используемых призм. Подобные поляризационные делители могли бы найти применение,

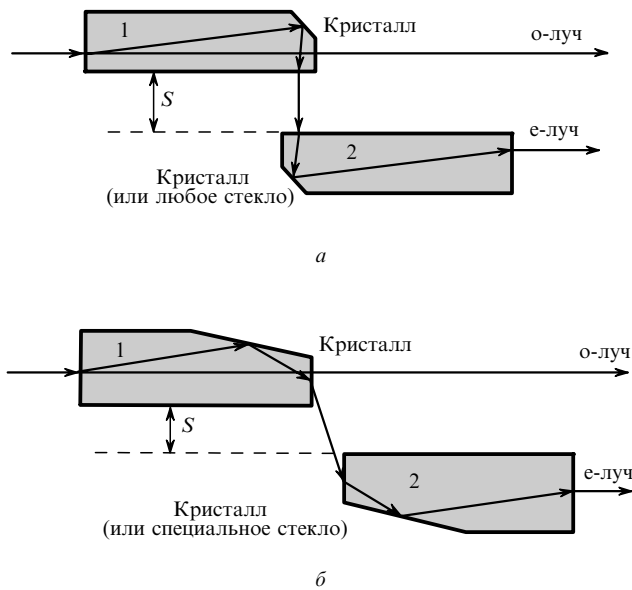


Рис.5. Комбинированные поляризационные делители, свободные от дисперсионной и температурной зависимостей углового положения лучей (симметричный ход лучей соответствует только кристаллическим призмам): комбинация призм с 45-градусной гранью ПВО (а) и с брьюстеровским преломлением е-лучей (б); 1 и 2 – призмы.

например, в оптических циркуляторах (изоляторах), используемых при повышенных световых мощностях. В поляризационно-независимых изоляторах такие делители позволяют размещать на пути каждого пучка отдельный вращатель Фарадея, в котором световой пучок будет распространяться строго вдоль оси активного элемента (а не со смещением, как в изоляторах с одним общим элементом Фарадея), полностью заполняя его апертуру. Это приведёт к лучшей однородности распределения магнитного поля в сечении пучка и уменьшению плотности оптической мощности в элементе, что положительно скажется на основных характеристиках изолятора (потери, изоляция, лучевая стойкость).

Отметим, что в более простых случаях, когда нет необходимости пространственно «развязывать» прямые и обратные пучки с ортогональными поляризациями, в комбинированных делителях (рис.5) призмы 2 могут быть изготовлены из стекла. Схема на рис.5,а допускает использование любого стекла, а в случае схемы на рис.5,б для полной компенсации астигматизма е-пучка необходимо подбирать стекло с показателем преломления $n = d/d_e$ (см. табл.2). Поскольку брьюстеровский угол падения луча на входную грань стеклянной призмы будет отличаться от внешнего брьюстеровского угла в кристаллической призме, то вторая призма должна быть соответствующим образом наклонена относительно первой. Кроме того, если условие параллельности выходных лучей сохраняется, то угол β в стеклянной призме тоже должен быть изменён. Все эти вычисления определённо следуют из геометрии хода лучей, поэтому мы на них не останавливаемся.

7. Экспериментальные испытания

Описанные призмы были подвергнуты экспериментальным испытаниям, в ходе которых измерялись расчётные углы отклонения е-лучей на двух длинах волн (1064 и 532 нм), проверялись термостабильность 90-гра-

дусной призмы и её лучевая стойкость. Исследовались две призмы со световыми апертурами 1 мм (см. рис.1 и 4), выполненные из кальцита ИШУ («Уникум»). Погрешность ориентации в них оптических осей составляла $\pm 15'$, погрешность выполнения всех углов была равна $\pm 5'$, рабочие грани полировались по II классу чистоты и не имели просветляющих покрытий.

В качестве источника излучения использовался импульсный полупроводниковый лазер, излучение которого усиливалось в двух усилителях на изотропном одномодовом кварцевом волокне, активированном ионами Yb^{3+} . Для предотвращения эффектов ВКР в последнем усилителе применялось специальное волокно с увеличенным модовым диаметром (~ 14 мкм). Длина волны источника излучения $\lambda = 1064$ нм, ширина спектра $\Delta\lambda = 0.2$ нм, длительность импульсов $\tau_p \approx 5$ нс при частоте их следования 50 кГц, импульсная мощность $P_{\text{out}} \approx 2.1$ кВт. Световой пучок излучался в воздух в виде коллимированного гауссового пучка диаметром 0.4 мм с преимущественно вертикальной поляризацией (поляризация устанавливалась волоконным поляризационным контроллером). Коллимация пучка осуществлялась градиентной линзой (GRIN-линзой) в виде стеклянного цилиндра с показателем преломления, уменьшающимся в радиальном направлении по закону обратного гиперболического косинуса [4]. Особенность этой линзы состоит в том, что её легко сделать короткофокусной без сферической аберрации, причём точку фокуса можно расположить рядом с плоским входным торцом линзы на любом малом расстоянии от неё. Конструктивно это очень удобно, т.к. позволяет интегрировать линзу с одномодовым волокном в единый жёсткий коллиматорный блок. Таким образом, в ближней зоне пучка плотность импульсной мощности достигала ~ 1.7 МВт/см².

Далее этот пучок направлялся на нелинейный кристалл КТР с периодической доменной структурой (излучение распространялось вдоль оси X , поляризация была направлена по оси Z) и частично (7%) преобразовывался в нём во вторую гармонику с той же поляризацией. После кристалла располагалась пластинка $\lambda/2$, оптическая ось которой составляла угол 22.5° с плоскостью поляризации входного пучка и с нормалью к основанию призмы. Пластинка, рассчитанная для $\lambda = 1064$ нм, поворачивала плоскость поляризации излучения с этой длиной волны на 45° , а состояние поляризации зелёного света преобразовывалось в эллиптическое. Преобразованный таким образом пучок направлялся в исследуемую призму, где он распадался на о- и е-волны. Для регистрации ИК излучения использовался прибор ночного видения ПНВ-60.

Углы отклонения е-лучей измерялись тригонометрически с помощью экрана, отстоящего от призмы на расстоянии 1000 ± 5 мм. Отсчёт расстояний между центрами пучков на экране проводился с погрешностью ± 1 мм, так что погрешность измерения углов составила $\pm 15'$. В пределах этой погрешности измеренные на двух длинах волн углы θ_{out} выхода е-луча практически идеально совпали с рассчитанными для кальцита (табл.1).

Для контроля температурной стабильности 90-градусного угла выхода е-луча в призме (рис.4), она подогревалась в герметичном цилиндрическом инваровом нагревателе с кварцевыми окошками. Погрешность измерения относительных изменений углов выхода е-луча была меньше погрешности измерения самих углов и составила, по нашей оценке, $\pm 2'$. В пределах этой погрешности

в диапазоне температур от комнатной до 70 °С не было зафиксировано никаких изменений при вариациях как температуры, так и длины волны.

Находящаяся в герметичном нагревателе (для защиты от пыли) 90-градусная призма испытывалась на лучевую стойкость при $\lambda = 1064$ мкм. Перед призмой устанавливалась кварцевая линза с фокусным расстоянием $F = 30$ мм, стягивающая в воздухе гауссов пучок в перетяжку диаметром примерно 100 мкм, в которой плотность мощности излучения составила ~ 27 МВт/см². Исследуемая призма помещалась на трёх различных расстояниях относительно этого фокуса, в том числе и так, чтобы центр перетяжки приходился на 45-градусную грань ПВО. В каждом положении облучение длилось 30 мин. Каких-либо разрушений всех рабочих граней призм обнаружено не было.

8. Заключение

На основе точных решений уравнений Снеллиуса для ПВО е-волны и модифицированных формул для брьюстеровского преломления этой волны разработаны простые малогабаритные поляризационные призмы, предназна-

ченные для применения в технике лазерных пучков малых сечений.

Найденные в работе удобные для программирования формулы и данные, приведенные в табл. 1 и 2, позволяют практически любому оптику-практику (не обязательно хорошо знакомому с кристаллооптикой) спроектировать поляризационные делители (поляризаторы) этого класса.

Основной недостаток призм, ограничивающий их применение, – малые рабочие диаметры световых пучков. Более глубокий анализ некоторых особенностей ПВО е-волн показал, что и этот недостаток преодолим, поскольку существуют условия для конструирования компактных монопризм с углами расхождения поляризованных лучей в десятки градусов и «нулевыми» отражательными потерями, предназначенных для работы с пучками больших диаметров (до 10 мм и более). Результатам этого анализа будет посвящена следующая наша работа.

1. Строганов В.И., Самарин В.И. *Кристаллография*, № 3, 652 (1975).
2. Строганов В.И., Мурый А.А. *Оптич. журн.*, **70** (11), 76 (2003).
3. Фёдоров Ф.И. *Оптика анизотропных сред* (М.: УРСС, 2004).
4. Микаэлян А.Л. *Оптические методы в информатике* (М.: Наука, 1990, с. 53).