

УДК 537.811: 531.383

© В. Н. Курятов, А. Л. Соколов

## АНАЛИЗ НЕВЗАИМНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВОМ ПРИЗМЕННОМ РЕЗОНАТОРЕ

Проведен анализ невзаимности характеристик встречных волн в кольцевом резонаторе, образованном призмами полного внутреннего отражения. Исследованы поляризационно-неоднородные свойства призмного резонатора и их влияние на невзаимность частот встречных волн в магнитном поле.

### ВВЕДЕНИЕ

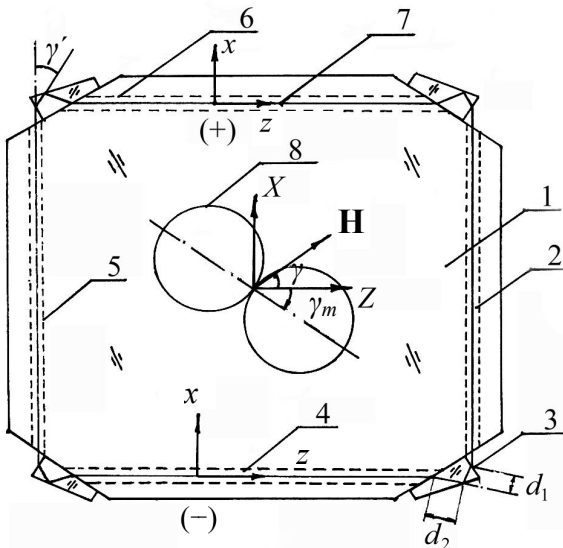
Одной из проблем, которую необходимо решать при производстве лазерных гироскопов, является чувствительность измеряемой разности частот к магнитному полю (сдвиг нуля). В большинстве лазерных гироскопов используются оптические резонаторы, анизотропия которых в идеале формирует линейную поляризацию встречных волн. На практике собственные состояния поляризации встречных волн отличаются от линейных. В магнитном поле такие волны приобретают сдвиг частот даже в неподвижном кольцевом лазере, что недопустимо для лазерного гироскопа.

Существуют две основные причины возникновения эллиптичности: погрешности изготовления и юстировки резонатора, приводящие к непланарности осевого контура, и наведенная линейная фазовая анизотропия (двулучепреломление) в материале отражателей (призм или зеркал).

Особое значение данная проблема имеет для лазерного гироскопа КМ-11А (рис. 1), резонатор которого образован призмами полного внутреннего отражения (ПВО) [1]. В одной из первых работ [2], посвященных лазерным гироскопам, отмечались достоинства призм ПВО как идеальных отражателей, однако при этом высказывались опасения, что вышеперечисленные факторы не позволят использовать призмы в кольцевом лазере. Практика показала, что сдвиг частот в магнитном поле, обусловленный искажениями анизотропии призмного резонатора, может быть уменьшен до требуемого минимума (не более 0.01 Гц/Э), благодаря комплексу конструктивных и технологических решений, в том числе использованию высококачественных магнитных экранов [3–6].

Цель настоящей работы состоит в кратком изложении основных результатов исследования магнитной чувствительности кольцевого призмного резонатора с учетом поляризационной неоднородности. В этом смысле данная работа является продолжением [1]. В разделе 1 рассмотрена анизотропия призм, обусловленная механическими напряжениями. В разделе 2 — поляризационные характеристики реального призмного резонатора. В разделах 3 и 4 — влияние поляризационной неоднородности на сдвиг частот встречных волн в магнитном поле.

Отметим, что результаты исследования поляризационных свойств напряженной призмы и непланарного резонатора могут быть полезны при анализе работы других многокомпонентных лазерных систем.



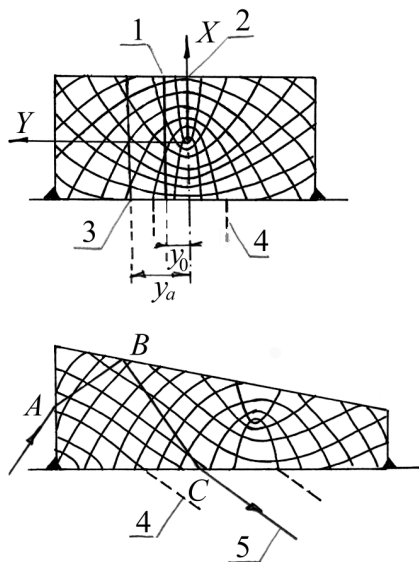
**Рис. 1.** Оптический резонатор лазерного гироскопа КМ-11А. 1 — моноблок; 2, 5 — воздушные каналы; 3 — призма полного внутреннего отражения (ПВО); 4 — "активный" канал; 6 — "вакуумный" канал; 7 — осевой контур; 8 — индикатриса чувствительности к магнитному полю

### 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ ПРИЗМЕННОГО РЕЗОНАТОРА

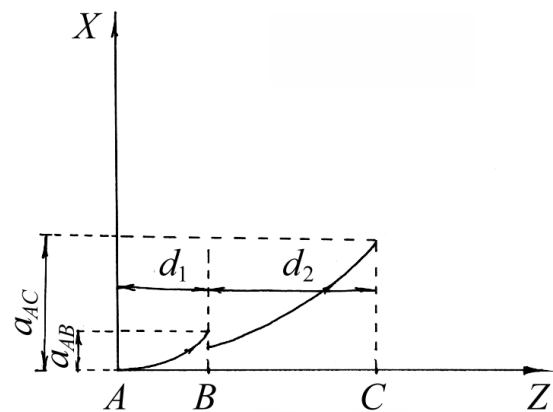
В идеале осевой контур кольцевого призмЕННОГО резонатора является планарным, а амплитудно-фазовая анизотропия призмы характеризуется коэффициентом  $T \approx 0.8707 \exp(i0.15\pi)$ . Собственные встречные волны имеют линейные поляризации, при этом меньшими потерями обладает  $p$ -компонента вектора  $\mathbf{E}$ .

В реальном резонаторе следует учитывать механические напряжения в призмах, которые возникают из-за того, что призмы закрывают вакуумные каналы моноблока и подвергаются атмосферному давлению. В этом случае призмы оказываются в состоянии поперечного изгиба. С учетом фотоупругости поляризационные свойства призмы описываются совокупностью линейных фазовых пластинок, оси которых постепенно разворачиваются при смещении от центра симметрии к периферии призмы вдоль оси  $Y$  [6]. На рис. 2 изображены проекции призмы ПВО и ориентация осей линейной фазовой анизотропии, наблюдаемая экспериментально.

Эллиптичность на оси пучка, прошедшего напряженную призму, возникает, если плоскость, образованная осевым лучом в призме, не совпадает с центром симметрии напряжений. На практике это связано или с неточной юстировкой резонато-



**Рис. 2.** Наведенная линейная фазовая анизотропия призмы ПВО в двух проекциях. 1 — плоскость осевого контура, 2 — плоскость симметрии напряжений, 3 — плоскость измерений анизотропии на поляриметре, 4 — вакуумный канал, 5 — осевой луч



**Рис. 3.** Изменение эллиптичности лазерного луча в призме.  $A, C$  — точки пересечения луча с преломляющими гранями призмы,  $B$  — точка на грани ПВО

ра, или с нарушением симметрии напряжений из-за дефектов паяного шва вокруг призмы. Преобразование компонент вектора  $\mathbf{E}$  при прохождении излучением участка напряженной призмы в первом приближении можно выразить интегральной матрицей Джонса

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 - a^2(y - y_0)^2/2 & ia(y - y_0) \\ ia(y - y_0) & 1 - a^2(y - y_0)^2/2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь координатная ось  $Y$  привязана к осевому контуру резонатора, который смещен относительно центра симметрии напряжений на малую величину  $y_0$  ( $y_0 = 0 - 1$  мм) в сагиттальной плоскости;  $a$  — параметр линейно-фазовой анизотропии, зависящий от условий закрепления призмы (в частности от состояния паяного или клевого шва вокруг призмы) и формы посадочной поверхности моноблока. Данный параметр характеризует изменение анизотропии призмы как в поперечном, так и продольном направлениях. Касательные напряжения, которые и определяют эллиптичность для падающей  $p$ -компоненты излучения, возрастают в продольном направлении  $Z$  от нуля до максимума примерно в центре призмы (в области ПВО), так как призма опирается по всему краю. Вид соответствующего изменения эллиптичности света внутри призмы показан на рис. 3.

Для измерения  $a$  вне резонатора была создана экспериментальная установка, позволяющая измерить эллиптичность лазерного пучка, который проходит призму тем же путем, что и в резонаторе. Величину  $a$  в уже собранном резонаторе можно оценить с помощью измерений на поляриметре ПКС-125, оси которого ориентированы вдоль  $X$  и  $Y$  (рис. 2), по эмпирической формуле,

связывающей  $a$  и угол поворота анализатора  $\varepsilon_a$  на расстоянии  $y_a$  от оси симметрии напряжений.

Минимальное значение угла поворота анализатора  $\varepsilon_a$  для точек призмы, габариты которой указаны на рис. 2, на расстоянии  $y_a = 4$  мм от центра симметрии напряжений в среднем составляет  $\varepsilon_a = 2^\circ$ . При этом параметр  $a_{AB}$  матрицы (1) участка  $AB$  призмы примерно равен  $1.4 \cdot 10^{-3}$  рад/мм. Матрицу (1) можно записать для всей призмы с учетом набега фаз между ортогональными компонентами на ПВО, тогда  $a_{AC} = 4.4 \cdot 10^{-3}$  рад/мм.

## 2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЗМЕННОГО РЕЗОНАТОРА

В первом приближении не учитывалась поляризационная неоднородность как оптических элементов резонатора, так и собственных волн в поперечном сечении лазерного пучка. Каждый поляризационный элемент описывался средними параметрами анизотропии, что позволило применить стандартный метод Джонса [7].

При расчете угла эллиптичности  $\chi$  азимута  $\psi$  собственных волн кольцевого резонатора можно ограничиться поправками первого порядка, которые линейно зависят от малого параметра возмущения. В этом случае все возмущения анизотропии резонатора (ошибки, приводящие к непланарной деформации осевого контура) и механические напряжения в призмах рассматриваются независимо и затем полученные эллипсометрические параметры алгебраически складываются. Последовательность расчета разности частот встречных волн состоит в следующем.

Задается вид возмущения анизотропии резонатора. Например, децентрировка сферической поверхности призмы (поворот нормали  $\sigma_g$  к этой поверхности в точке пересечения с осевым лучом относительно меридиональной плоскости  $XOZ$ ), которая приводит к непланарности осевого контура. Определяется малый параметр возмущения и двенадцать углов поворота плоскости падения в каждом плече призмленного резонатора [5, 7].

Напряженную призму можно описать матрицей (1) при  $y = 0$ , тогда параметром возмущения будет произведение  $au_0$ , которое измеряется экспериментально.

Для каждого возмущения вычисляется распределение эллипсометрических параметров (угла эллиптичности и азимута) собственных встречных волн вдоль резонатора. Это позволяет рассчитать поляризационные потери и сдвиг частот встречных волн в магнитном поле. Пусть магнитное поле  $H$  действует на одно плечо  $AB$  призмы длиной  $d_1$  (всего таких магнитооптических участков в призм-

ленном резонаторе восемь). Разность частот встречных волн при этом в резонаторе равна

$$\Delta\nu/H = cVd_1 S_1 \delta / \pi L. \quad (2)$$

Здесь  $S_1 \delta = (X_1^{(+)} + X_1^{(-)}) \delta$  — сумма малых углов эллиптичности встречных волн в данном плече призмы, записанных в собственных базисах (продольная ось  $Z$  изменяет направление на противоположное, при этом система координат остается правой);  $\delta$  — параметр возмущения (например,  $ay_0$ );  $X_1^{(\pm)}$  — величины, зависящие от анизотропии невозмущенного резонатора [7];  $V$  — постоянная Верде для материала, из которого выполнены призмы ПВО;  $L$  — периметр резонатора. Данный сдвиг частот может быть описан вектором магнитной чувствительности  $S_1$ , модуль которого равен  $\Delta\nu/H$ , а направление совпадает с ориентацией плеча призмы, к которому приложено магнитное поле.

Сдвиг частот  $\Delta\nu$  в призмленном резонаторе, который помещен в *однородное* магнитное поле  $H$ , зависит от геометрии осевого контура, размеров призмы, параметра возмущения, а главное от ориентации вектора магнитного поля. Результирующий вектор магнитной чувствительности равен

сумме локальных векторов  $S_0 = \sum_{i=1}^8 S_i$ . Максимальный сдвиг частот и соответствующая ориентация  $S_0$  (угол  $\gamma_m$ ) магнитного поля (см. рис. 1) определяются следующими выражениями:

$$\frac{\Delta\nu_m}{H} = \frac{cVd_1}{\pi L} S_m \delta \cos(\gamma - \gamma_m), \quad (3)$$

где

$$S_m^2 = (S_5 - S_1)^2 + u^2 (S_6 - S_2)^2 + u^2 (S_7 - S_3)^2 + (S_4 - S_8)^2 + 2u \sin 2\gamma' [(S_5 - S_1)(S_7 - S_3) - (S_6 - S_2)(S_4 - S_8)] + 2 \cos 2\gamma' [(S_5 - S_1)(S_4 - S_8) + u^2 (S_6 - S_2)(S_7 - S_3)]$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma_m &= \\ &= \frac{(S_5 + S_4 - S_8 - S_1) + (S_7 + S_2 - S_3 - S_6)u \operatorname{tg} \gamma'}{(S_1 + S_4 - S_8 - S_5) \operatorname{tg} \gamma' + (S_3 - S_7 - S_6 + S_2)u}. \end{aligned}$$

Здесь  $S_i \delta$  — суммы эллиптичностей встречных волн на  $i$ -м отрезке осевого контура внутри призм, согласно рис. 1;  $d_1, d_2$  — длины этих отрезков;  $u = d_2/d_1$ ;  $\gamma'$  — угол между осевым лучом снаружи и внутри призмы ( $\gamma' \approx 21^\circ$ ). Как следует из (3), индикатриса  $\Delta\nu(\mathbf{H})$  имеет вид восьмерки, и

существует направление нулевой чувствительности (см. рис. 1).

Для одной призмы в резонаторе КМ-11  $S_m = 7.5$ ,  $\gamma_m = -35^\circ$  и справедлива эмпирическая связь между сдвигом частот и параметрами анизотропии  $\varepsilon_a, y_0$

$$\Delta v_m / H \approx 129 \varepsilon_a y_0 \approx 3000 a_{AB} y_0, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_a, a_{AB}$  выражаются в радианах, а  $y_0$  — в миллиметрах. При  $y_0 = 0.2$  мм и  $a_{AB} = 1.4 \cdot 10^{-3}$  рад/мм чувствительность к однородному магнитному полю достигает 0.9 Гц/Э. Учитывая, что магнитные экраны позволяют уменьшить величину магнитного поля примерно в сто раз, можно сделать вывод о допустимом значении  $\varepsilon_a, a_{AB}$  и  $y_0$ .

Важная особенность совместного действия анизотропных призм состоит в том, что результирующий сдвиг частот равняется нулю при одинаковой величине и ориентации напряжений относительно плоскости осевого луча во всех призмах.

Результаты исследования влияния непланарности на невзаимность встречных волн в кольцевом призмённом резонаторе КМ-11 приведены в таблице, где приняты следующие значения параметров призмённого резонатора:

$V = 4.35 \cdot 10^{-6}$  рад/см Э (для кварца),

$d_1 = 4.58$  мм,  $L = 0.44$  м,  $\theta_t = 34.5^\circ$  (см. рис. 1).

Так, при повороте призмы в сагиттальной плоскости на угол  $\sigma$  максимальная локальная чувствительность к магнитному полю определяется соотношением:  $\Delta v / H \approx 0.057 \sigma$  ( $\sigma$  выражается в угловых минутах), а в случае однородного магнитного поля:  $\Delta v_0 / H \approx 0.062 \sigma$ .

Как видно, в однородном магнитном поле в данном случае в отличие от линейной фазовой анизотропии не происходит усиления локальных магнитных чувствительностей. Это связано с тем, что при непланарном изломе осевого контура угол эллиптичности примерно одинаков по величине во всех плечах и не изменяет свой знак, что приводит к компенсации локальных векторов  $S_i$  в однородном магнитном поле.

### 3. ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ПРИЗМЕННОГО РЕЗОНАТОРА

Как отмечалось в [1], даже в идеально съюстированном резонаторе несовпадение кривизны волнового фронта и оптической поверхности приводит к поляризационной неоднородности

Характеристики	Непланарный осевой контур		Напряжения (двулучепреломление)
	Децентрировка отражающей сферической грани призмы	Наклон преломляющей грани призмы в сагиттальной плоскости	
Параметр ошибки	$\sigma_g = 3.7' = 10.7 \cdot 10^{-4}$	$\sigma = 10' = 2.9 \cdot 10^{-3}$	$\varepsilon_a = 2^\circ, y_0 = 0.5$ мм
Параметр возмущения (здесь углы $\sigma, \sigma_g$ — в радианах)	$\Delta_y = \sqrt{2} \sigma_g = 1.5 \cdot 10^{-3}$	$\Delta_\sigma = (\sin \theta_t / n - \cos \theta_t) \sigma = 0.44 \sigma$	$\varepsilon = 0.16 \varepsilon_a y_0 / y_v = 7.2 \cdot 10^{-4}, y_v = 4$ мм
Максимальный угол эллиптичности	$\chi_m = 2'$	$\chi_m = 3'$	$\chi_m = 6'$
Поляризационные потери, %	$A_y = 5 \cdot 10^{-5}$	$A_y = 1.8 \cdot 10^{-4}$	$A_y = 0.9 \cdot 10^{-4}$
Максимальная чувствительность к локальному магнитному полю, Гц/Э	$\Delta v_{im} / H \approx 0.38$	$\Delta v_{im} / H \approx 0.57$	$\Delta v_{im} / H \approx 0.8$
Максимальная чувствительность к однородному магнитному полю, Гц/Э	$\Delta v_{0m} / H \approx 0.45$	$\Delta v_{0m} / H \approx 0.62$	$\Delta v_{0m} / H \approx 2.3$

излучения, т. е. пространственной зависимости эллипсометрических параметров в поперечном и продольном направлениях.

Аналогичная ситуация имеет место для напряженной призмы. Если осевой луч проходит в плоскости симметрии напряжений, где касательные напряжения равны нулю ( $y_0 = 0$ ), угол эллиптичности на периферии пучка, где амплитуда поля спадает в  $e$  раз ( $w_y = 0.35$  мм), достигает  $b'$ , при этом на противоположном крае пучка угол эллиптичности имеет такую же величину, но с обратным знаком. Встает вопрос, какое влияние данная поляризационная неоднородность оказывает на невзаимный сдвиг частот встречных волн? Ответ на него возможен при использовании метода поляризационно-волновых матриц [8–10]. Кратко суть метода состоит в следующем: поляризационно-неоднородное лазерное излучение представляется в виде когерентной векторной суперпозиции поперечных мод Эрмита-Гаусса с различными состояниями поляризации. Как правило, интенсивность мод убывает по мере возрастания их порядка, и в параксиальной области можно ограничиться только модами нулевого, первого и второго порядков. Поляризационно-волновой вектор включает в себя комплексные амплитуды всех этих мод, а каждому элементу резонатора ставится в соответствие матрица. Для поляризационно-однородных элементов она является диагональной, а для поляризационно-неоднородных описывает взаимодействие между поперечными модами.

Собственные волны находятся из решения матричного уравнения, при этом определяются поправки к собственным значениям циклического оператора Джонса, поправка к поляризационной переменной на оси пучка и распределение эллипсометрических параметров волны как в поперечном, так и продольном направлениях резонатора. Опуская достаточно громоздкий, хотя и простой расчет по методу поляризационно-волновых матриц призмного резонатора, приведем здесь основные результаты данного исследования.

#### 4. ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА НЕВЗАИМНОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН. КРАТКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Если напряженность внешнего магнитного поля равна нулю, поправки к собственному значению оператора Джонса, обусловленные поляри-

зационной неоднородностью, одинаковы для встречных волн. Это означает, что отсутствуют невзаимные сдвиг частот  $\Delta\nu_n$  и потери  $\Delta A_n$ .

Если призмный резонатор помещен в магнитное поле, но нет искажений линейной поляризации на оси пучка (поляризационная переменная  $\Gamma_0 \approx \psi + i\chi$  равна нулю [7]), то невзаимность частот и потерь встречных волн также отсутствует. Таким образом, условием взаимности встречных волн является симметрия поляризационной неоднородности относительно меридионального и сагиттального сечений гауссовых пучков в кольцевом резонаторе.

При наличии асимметрии поляризационной неоднородности сдвиг частот  $\Delta\nu_n$  и потери  $\Delta A_n$  собственных волн призмного резонатора, помещенного в магнитное поле, пропорциональны произведению  $B_{02} \Gamma_0 V H d$ , где  $d$  — длина оптического пути во всех призмах;  $B_{02}$  — параметр поляризационной неоднородности. Для напряженной призмы:  $B_{02} = a^2 w_y^2$ , где  $w_y$  — размер пучка в сагиттальной плоскости, и для реальных значений  $a$  и  $w_y$  —  $B_{02} \approx 10^{-7}$ .

Аналогичный порядок величины имеют параметры поляризационной неоднородности для оптических поверхностей призм. Поэтому поляризационная неоднородность дает малую добавку к уже имеющейся невзаимности встречных волн, и ею можно пренебречь при вычислении  $\Delta\nu_0/H$  в призмном резонаторе.

Для случая частотного вырождения поперечных мод ( $\phi = 0$ ) используемый метод не применим (поправки резко возрастают), и требуется дополнительное исследование.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ невзаимности встречных волн в призмном резонаторе позволяет сделать следующие выводы.

1) При изготовлении резонатора необходимо следить за строгой симметрией напряжений относительно плоскости осевого луча в призме. Если эта плоскость отклоняется на  $y_0 = 0.2$  мм, а параметр наведенной амплитудно-фазовой анизотропии призм  $a_{AB}$  равен  $1.4 \cdot 10^{-3}$  рад/мм, чувствительность к однородному магнитному полю достигает 0.9 Гц/Э (без магнитного экрана).

2) Непланируемая деформация осевого контура влияет на сдвиг частот призмного резонатора в магнитном поле слабее, чем механические напряжения. В резонаторе, помещенном в однородное магнитное поле, в данном случае не происходит сложения локальных магнитных чувствительностей (сдвига частот), рассчитанных при действии

магнитного поля на одно плечо призмы. При повороте призмы в сагитальной плоскости на угол  $\sigma = 1'$  максимальная чувствительность к однородному магнитному полю составляет:  $\Delta\nu_0/H \approx 0.062$  Гц/Э.

3) Оптические элементы призмного резонатора формируют поляризационно-неоднородные волны. Несмотря на значительный перепад в значениях угла эллиптичности (от  $-6'$  до  $+6'$ ) в поперечном сечении лазерного пучка, дополнительным сдвигом частот в магнитном поле, обусловленным поляризационной неоднородностью призмного резонатора, можно пренебречь.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курятов В. Н., Соколов А.Л. Поляризационные потери в кольцевом призмном резонаторе // Квантовая электроника. 2000. Т. 30, № 2. С. 125–127.
2. Ароновиц Ф. Применения лазеров / Пер. с англ. под ред. Тычинского В.П. М.: Мир, 1974. 182 с.
3. Курятов В.Н., Журавлева Е.Н., Орлов М.В. А. с. № 520883. МКИ НО 153/083(1968).
4. Иценко Е.Ф., Курятов В.Н., Юкаров О.С. Чувствительность кольцевого резонатора к магнитному полю // Труды МЭИ. 1976. Т. 281. С. 324–326.
5. Иценко Е.Ф., Курятов В.Н., Соколов А.Л. Резонатор бегущей волны с малой непланарностью // Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1986. Т. 38. С. 78–84.
6. Лившиц А.А., Соколов А.Л. Изменение эллиптичности света при прохождении напряженной призмы переменной толщины // Сб. научн. тр. М.: Моск. энерг. инст., 1988. Т. 164. С. 92–97.
7. Иценко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризационный анализ. М.: Знак, 1998. 208 с.
8. Соколов А. Л. Метод поляризационно-лучевых матриц // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1993. Т. 3–4. С. 98–105.
9. Соколов А. Л. Гауссовы пучки в лазерной системе с поляризационно-неоднородными элементами // Вестник МЭИ. 1997. № 3. С. 67–76.
10. Соколов А. Л. Метод расчета собственных волн резонатора с поляризационно-неоднородными элементами // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 6, № 83. С. 1005–1012.

*Научно-исследовательский институт "Полюс",  
г. Москва (В. Н. Курятов)*

*Московский энергетический институт  
(А. Л. Соколов)*

Материал поступил в редакцию 16.08.2000

## ANALYSIS OF THE NONRECIPROcity OF POLARIZATION-INHOMOGENEOUS WAVES IN A RING PRISM RESONATOR

V. N. Kuryatov, A. L. Sokolov<sup>1</sup>

*Research Institute "Polus", Moscow  
<sup>1</sup>Moscow Power Engineering Institute*

The nonreciprocity of frequencies of counter-propagating waves and polarization characteristics of a ring resonator formed by totally reflecting prisms are studied. This resonator is shown to be characterized by the formation of polarization-inhomogeneous waves whose ellipsometric parameters depend on transverse coordinates. This is caused, on the one hand, by the spatial distribution of anisotropy in stressed totally reflecting prisms and, on the other hand, by the disagreement between the radii of curvature of the radiation wavefront and the optical surfaces of prisms. Polarization-inhomogeneous elements produce additional polarization loss, but have no effect on the nonreciprocity of frequencies of counter-propagating waves of a ring resonator in the absence of magnetic field.