

Измерение линейной или эллиптической поляризации лазерного излучения трехрешеточным болометром

В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин,
И. А. Приз, П. Коонс

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: svpog@yahoo.co.uk*

Статья поступила в редакцию 5 ноября 2008 г.

Приводятся результаты экспериментальных исследований метода измерения состояния поляризации широкоапертурного лазерного излучения неодимового импульсного генератора трехрешеточным тонкопроволочным платиновым профильным болометром. Сигналы 48-ми болометрических элементов решеток регистрировались многоканальными быстродействующими и высокочувствительными аналогово-цифровыми преобразователями и запоминались в ЭВМ. Измерение угла направления линейной поляризации излучения производилось со среднеквадратическим отклонением (СКО) 0.52° , относительные квадраты полуосей эллипса поляризации – с абсолютным СКО $1.2 \cdot 10^{-2}$ и углы их направления – с абсолютным СКО 0.13° . Рассмотренный метод измерения может быть использован в широком спектральном диапазоне частот.

Введение

Измерение состояния поляризации интенсивного и широкоапертурного непрерывного и импульсного лазерного излучения представляет значительные трудности, так как методы измерений классической оптики [1], в которых довольно часто применяют различные кристаллические устройства с малыми входными апертурами, способные работать на низких уровнях интенсивности излучения, практически трудно осуществить. Одним из возможных способов таких измерений является использование трех тонкопроволочных болометрических решеток [2, 3], по сигналам которых определяются угол направления линейной и параметры эллиптической поляризации излучения. В работе [4] приведены методики определения состояния поляризации лазерного излучения по сигналам трех болометрических решеток, работающих в линейном режиме, когда прира-

щения сопротивлений болометров решеток пропорциональны поглощенной ими оптической энергии.

Цель работы состоит в экспериментальной проверке обоснованного в [4] метода измерений линейной или эллиптической поляризации импульсного лазерного излучения с длиной волны 1.06 мкм платиновыми тонкопроволочными болометрическими решетками. Излучение можно считать однородно поляризованным, когда его поляризация не изменяется по сечению пучка.

Методика измерений

Как показано в работе [4], основным параметром болометра при измерении состояния поляризации излучения является его коэффициент дихроизма K_D , представляющий собой отношение фактора эффективности поглоще-

ния (ФЭП) болометра для H -поляризованного излучения, когда вектор электрического поля перпендикулярен оси болометра, к ФЭП болометра для E -поляризованного излучения, когда вектор электрического поля параллелен оси болометра. Зависимость ФЭП болометра от состояния поляризации излучения определяется его коэффициентом поляризационного взаимодействия k .

В рассматриваемом методе измерений используются три идентичные тонкопроволочные болометрические решетки с равномерным периодом размещения элементов, обеспечивающие пространственное интегрирование распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка с погрешностью менее 1 %. Для углов направлений болометрических элементов решеток $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = +\pi/3$ и $\psi_3 = -\pi/3$ их поляризационные коэффициенты взаимодействия с линейно поляризованным излучением равны

$$k_i = \cos^2(\varphi - \psi_i) + K_D \sin^2(\varphi - \psi_i), \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

а с эллиптически поляризованным излучением –

$$k_i = K_D - (K_D - 1) \times (\zeta_{x_i}^2 \cos^2 \psi_i + \zeta_{y_i}^2 \sin^2 \psi_i + \zeta_{x_i} \zeta_{y_i} \sin 2\psi_i \cos \alpha), \quad i = 1, 2, 3, \quad (2)$$

где φ – угол направления линейной поляризации относительно угла направления болометрических элементов первой решетки, и за положительное направление отсчета углов выбирается изменение против часовой стрелки, если смотреть со стороны прошедшего через решетки излучения; $\zeta_{x_i}^2$ и $\zeta_{y_i}^2$ – проекции относительной интенсивности излучения на ось с углом ψ_i и перпендикулярную к ней; α – угол сдвига фаз между относительными составляющими электрического поля ζ_{x_i} и ζ_{y_i} .

Рассмотрение будем проводить при воздействии на болометры импульса лазерного излу-

чения, длительность которого t_u намного меньше тепловой постоянной времени болометров τ . При работе болометров в линейном режиме поглощенная ими оптическая энергия прямо пропорциональна максимальному приращению их сопротивлений. Сигналами решеток U_i являются относительные приращения их сопротивлений ΔR_i к начальным сопротивлениям R_{i0} , т. е.

$$U_i = \frac{\Delta R_i}{R_{i0}} = \eta_0 \frac{\bar{E}}{m} k_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (3)$$

где $\eta_0 = \alpha_0 q_0^E / c_0$ – коэффициент преобразования болометра, α_0 – температурный коэффициент сопротивления болометра, q_0^E – ФЭП болометра для E -поляризованного излучения, c_0 – удельная теплоемкость материала болометра; $m = \frac{\pi d^2}{4} \rho$ – погонная масса болометра, d – его диаметр, ρ – его удельная плотность; $\bar{E} = \frac{E}{S} d$ – средняя погонная энергия, падающего на болометр излучения, E – энергия излучения, падающего на решетку с площадью S .

Нормированный на $\eta_0 \frac{\bar{E}}{m}$ сигнал каждой решетки U_{in} в соответствии с формулой (9) из работы [5] выражается через сигналы всех решеток и коэффициент дихроизма болометров K_D и равен поляризационному коэффициенту взаимодействия болометров данной решетки k_i .

Коэффициент k_i в зависимости от состояния поляризации излучения в соответствии с выражениями (1), (2) может изменяться от 1.0 до K_D . Выражение (2) и измеренные значения $\zeta_{x_i}^2$ и $\zeta_{y_i}^2$ позволяют по формуле (3) из работы [4] найти значение косинуса угла между составляющими электрического поля ζ_{x_i} и ζ_{y_i} :

$$\cos \alpha_i = \pm \frac{\sqrt{3}(K_D + 1 - 2U_{in})}{2[(K_D - U_{in})(U_{in} - 1)]^{1/2}}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (4)$$

Если среднее значение $\overline{\cos \alpha}$ для трех решеток равняется единице, то угол α равен нулю и излучение – линейно поляризованное, а угол его направления поляризации определяется по одной из методик, описанных в [4], например, по выражению

$$\varphi_{i1,i2} = \psi_i \pm$$

$$\pm \arcsin \left\{ \frac{1}{K_D - 1} \left[1.5(K_D + 1) \frac{U_i}{\sum_{i=1}^3 U_i} - 1 \right] \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

$i = 1, 2, 3.$

В результате получаем по два угла $\pm \varphi_{i1,i2}$ для угловых направлений болометрических элементов каждой из решеток. Неоднозначность измерения угла φ устраняется совпадением углов у различных решеток в сечении оптического пучка, а их среднее значение повышает точность измерения.

Если $\cos \alpha \neq 1$, то излучение – эллиптически поляризованное и его параметры определяются следующим образом.

Используя анализ эллипсов в аналитической геометрии [6] и анализ эллипсов в параметрическом виде [7], можно показать [8], что угол направления большей полуоси эллипса φ , вызванный поворотом канонического эллипса в параметрическом виде с $\alpha = \pi/2$ и дополнительного угла поворота за счет сдвига фаз между электрическими составляющими поля излучения, когда $\alpha \neq \pi/2$ соответствует выражению:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{A_{ij} \cos 2\psi_i - \cos 2\psi_j}{\sin 2\psi_j - A_{ij} \sin 2\psi_i}, \quad (6)$$

где

$$A_{ij} = \frac{\zeta_{x_j}^2 - \zeta_{y_j}^2}{\zeta_{x_i}^2 - \zeta_{y_i}^2}. \quad (7)$$

Связь проекций относительных интенсивностей излучения $\zeta_{x_i}^2$ и $\zeta_{y_i}^2$ с относительными квадратами большой полуоси эллипса ζ_{ξ}^2 и малой полуоси ζ_{η}^2 выражается в виде:

$$\begin{cases} \zeta_{x_i}^2 = \zeta_{\eta}^2 \sin^2(\varphi - \psi_i) + \zeta_{\xi}^2 \cos^2(\varphi - \psi_i), \\ \zeta_{y_i}^2 = \zeta_{\eta}^2 \cos^2(\varphi - \psi_i) + \zeta_{\xi}^2 \sin^2(\varphi - \psi_i). \end{cases} \quad (8)$$

Решая эту систему из двух линейных уравнений, получаем значения ζ_{ξ}^2 и ζ_{η}^2 .

Направление вращения электрического вектора излучения определить нельзя, так как углы α_i входят в четную функцию.

Экспериментальная установка

Для экспериментальных исследований было изготовлено приемное устройство, которое состояло из трех тонкопроволочных платиновых болометрических решеток, расположенных параллельно друг другу в близких сечениях оптического пучка. Углы между направлениями элементов решеток составляли $\pi/3$ (рис. 1). Каждый платиновый болометрический элемент решеток имел диаметр $d \approx 10$ мкм, длину $l_0 \approx 80$ мм, начальное сопротивление $R_{i_0,j_0} \approx 10^2$ Ом. В каждой решетке было по

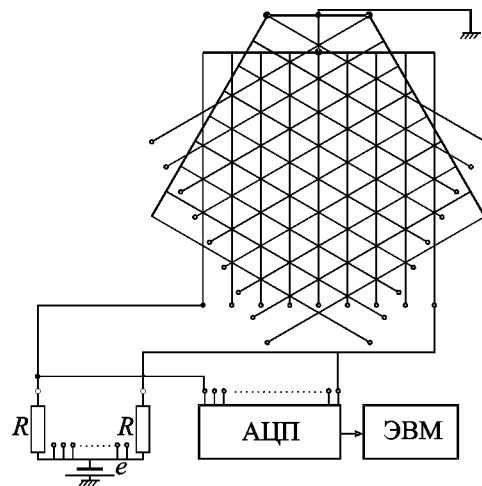


Рис. 1. Приемное устройство трехрешеточного болометра

$n = 16$ элементов, и их период следования составлял 4 мм. Диаметр входной апертуры болометрического устройства был равен 65 мм. Одни концы болометрических элементов были заземлены, а через другие они запитывались от источника постоянного напряжения e через индивидуальные сопротивления нагрузок R , которые намного больше R_{i0} и R_{j0} . Сигналы болометрических элементов регистрировались многоканальными быстродействующими и высокочувствительными аналого-цифровыми преобразователями (АЦП) и запоминались в ЭВМ. Входные сопротивления каналов АЦП составляли более 1 МОм, и поэтому регистрируемые сигналы были пропорциональны напряжению на болометрических элементах.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2, где 1 – неодимовый лазер ГОС-1001, работающий в режиме свободной генерации с длительностью импульса излучения 0.8 мс; 2 – стеклянная плоскопараллельная пластина, расположенная вертикально и под углом Брюстера к падающему на нее излучению; 3 – приемное устройство болометра; 4 – два АЦП типа ЛА-2USB-14; 5 – ЭВМ; 6 и 7 – калориметры. Отраженное от пластины 2 излучение имеет вертикальную линейную поляризацию, оно проходит через болометр 3 и поглощается калориметром 6. Болометр имел возможность поворачиваться на произвольный угол относительно оси оптического луча.

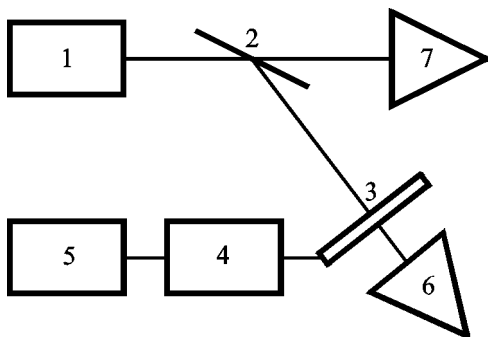


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Результаты измерений и их метрологический анализ

Сигналом болометрического элемента решеток U_{ij} считаем относительное повышение его сопротивления под действием излучения лазера, т. е.

$$U_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}}{R_{ij0}} = \frac{e_{ij} - e_{ij0}}{e_{ij0}}, \quad (9)$$

$$i = 1, 2, 3, \quad j = 1, 2, \dots, 16,$$

где ΔR_{ij} – приращение сопротивления ij -го элемента при воздействии излучения; e_{ij0} – напряжение постоянного смещения на ij -ом элементе от источника e ; e_{ij} – максимальное напряжение на данном элементе под действием излучения. Сигналом решетки U_i считаем относительное повышение ее суммарного сопротивления, равное среднему повышению относительных приращений сопротивлений ее элементов:

$$U_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{16} U_{ij}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Проанализируем случайные погрешности сигналов решеток. Можно считать, что абсолютное среднеквадратическое отклонение (СКО) измерения напряжений e_{ij} и e_{ij0} при однократном измерении с использованием АЦП остается постоянным. Абсолютное СКО сигнала болометрического элемента U_{ij} в соответствии с (9) будет определяться выражением

$$\sigma_{U_{ij}}^2 = \frac{1}{e_{ij0}^2} \left(\sigma_{e_{ij}}^2 + \frac{e_{ij}^2}{e_{ij0}^2} \sigma_{e_{ij0}}^2 \right), \quad (10)$$

где $\sigma_{e_{ij}}$ и $\sigma_{e_{ij0}}$ – абсолютные СКО сигналов e_{ij} и e_{ij0} . При частоте измерений АЦП 400 кГц длительность эдс, возникающей под дейст-

вием импульса лазерного излучения, будет составлять около 800 мкс, и поэтому $\sigma_{e_{ij}}$ следует определять по 10 измерениям флуктуации напряжения e_{ij0} перед воздействием оптического импульса, а $\sigma_{e_{ij0}}$ по более чем 90 измерениям e_{ij0} . В измерениях $e_{ij}^2/e_{ij0}^2 < 2$, а $\sigma_{e_{ij}}^2/\sigma_{e_{ij0}}^2 > 10$, и поэтому вторым слагаемым в выражении (10) можно пренебречь. При условии, что $\sigma_{U_{ij}} = \text{const}$ и не зависит от i и j , относительное СКО сигнала i -й решетки будет равно

$$\sigma'_{U_{i0}} = \frac{\sigma_{U_{ij}}}{U_{ij}} = \frac{\sigma_{e_{ij}}}{(e_{ij} - e_{ij0})\sqrt{n}}.$$

Среднее значение постоянного напряжения смещения на болометрических элементах решеток составляло $e_{ij0} \approx 2000$ уровней квантования АЦП при определенном коэффициенте усиления, а среднее значение $e_{ij} - 2300$ уровней квантования. Абсолютное СКО $\sigma_{e_{ij}}$, определенное по 10 измерениям до поступления оптического импульса, составило ± 1.1 уровней квантования.

Чувствительность болометрических элементов решеток обратно пропорциональна их диаметрам. Измеренные значения их сопротивлений имеют среднеквадратический разброс 1.2 %, вызванный в основном разбросом их длин, так как место припайки концов элементов имеет разброс ± 1 мм. Он не влияет на точность измерения сигналов U_{ij} . Будем считать, что в разброс значений сопротивлений элементов половину вносит разброс их диаметров, тогда к величине $\sigma'_{U_{i0}}$ добавится еще ± 0.3 %, и относительное СКО сигнала i -й решетки составляет $\sigma_{U_{i0}} = 4.5 \cdot 10^{-3}$.

Систематические погрешности сигналов решеток за счет конечности действия оптического импульса t_u и тепловых постоянных времени решеток τ_i в виде множителей $\theta_i = 1 + \frac{1}{2} \frac{t_u}{\tau_i}$ близки между собой, они сокращаются в нормированных сигналах U_{in} и на измерение поляризации излучения не влияют.

При используемых диаметрах болометрических элементов и периодах решеток систе-

матические погрешности сигналов решеток за счет их экранировки друг другом довольно малы, и ими пренебрегли.

Были проведены измерения для углов направления линейной поляризации излучения относительно угла направления болометрических элементов первой решетки: 0, 30, 60, и 90°. Результаты измерений нормированных сигналов решеток U_{in} применялись для определения коэффициента дихроизма тонкопроволочных болометрических элементов K_D с использованием значений их поляризационных коэффициентов взаимодействия k_i и отношения сигналов решеток с известными поляризационными коэффициентами. Для каждого из указанных углов направления поляризации излучения получалось пять измерений коэффициента дихроизма. Результат ряда измерений составил $\overline{K_D} = 1.8132$ с абсолютным СКО $\sigma_{\overline{K_D}} = 6.3 \cdot 10^{-3}$.

Проанализируем одно из измерений для поворота решеток относительно направления поляризации излучения на -60° . Были зарегистрированы сигналы решеток $U_1 = 0.2566$, $U_2 = 0.2578$, $U_3 = 0.1598$, а энергия импульса излучения составила $E = 28.4$ Дж. Сумма сигналов решеток составила $\sum_{i=1}^3 U_i = 0.6742$. Нормированные сигналы решеток: $U_{1n} = 1.6061$, $U_{2n} = 1.6136$, $U_{3n} = 1.00018$. Нормированный сигнал третьей решетки с погрешностью 0.02 % близок к единице, и это говорит о том, что поляризация излучения линейная и направлена параллельно болометрическим элементам третьей решетки. Линейность поляризации излучения подтверждается и вычисленными значениями в соответствии с выражением (4) косинусов угла α для первой и второй решеток: $\cos \alpha_1 = 1.0244$ и $\cos \alpha_2 = 0.9754$. Среднее значение составляет $\cos \alpha = \pm 0.9999$.

Согласно выражению (5) определены углы направления поляризации излучения относительно решеток: $\varphi_{11,12} = \pm 59.77^\circ$; $\varphi_{21,22} = +60^\circ \pm 60.29^\circ$, что соответствует $\varphi_{21} = 120.29^\circ$ или $\varphi_{21} = -59.71^\circ$ и $\varphi_{22} = -0.29^\circ$; $\varphi_{31,32} = -60^\circ \pm 0.78^\circ$. В сечении оптического пучка близкими углами будут $\varphi_{12} = -59.77^\circ$, $\varphi_{21} = -59.71^\circ$ и $\varphi_{32} = -60.78^\circ$.

В качестве результата измерения берем среднее значение $\varphi = -60.09^\circ$.

Случайную погрешность определения угла направления поляризации излучения будем оценивать исходя из выражения (5). Абсолютное СКО угла φ_i

$$\sigma_{\varphi_i}^2 = \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial X_i} \right)^2 \sigma_{X_i}^2,$$

где $X_i = U_i / \sum_{i=1}^3 U_i$; σ_{K_D} и σ_{X_i} – абсолютные СКО величин K_D и X_i . Беря частные производные, получаем:

$$\sigma_{\varphi_i} = \frac{1}{(1-A)^{1/2}} \frac{1}{2A^{1/2}} \frac{1}{K_D-1} \times \left[\frac{(1-3X_i)^2}{(K_D-1)^2} \sigma_{K_D}^2 + 2.25(K_D+1)^2 \sigma_{X_i}^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где A есть выражение в фигурных скобках в формуле (5). Абсолютное СКО величины X_i при равенстве всех σ_{U_i} имеет вид:

$$\sigma_{X_i} = \left[\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial X_i}{\partial U_i} \right)^2 \sigma_{U_i}^2 \right]^{1/2} = \frac{[(U_{i+1} + U_{i+2})^2 + 2U_i^2]^{1/2}}{\left(\sum_{i=1}^3 U_i \right)^2} \sigma_{U_i}. \quad (12)$$

Значения σ_{φ_i} будут близкими. Оценим σ_{φ_1} . Значение $X_1 = 0.3806$, и в соответствии с (12) $\sigma_{U_1} = U_1 \sigma_{U_{10}} = 1.5 \cdot 10^{-3}$. Значение $A = 0.7453$. Вычисляя по формуле (11), получаем абсолютное СКО измерения угла направления линейной поляризации излучения $\sigma_{\varphi_1} = 9 \cdot 10^{-3}$ рад = 0.52° .

Рассмотрим полученные результаты измерений сигналов решеток для определения параметров эллиптической поляризации излучения. Проекции относительных интенсивностей излучения составляют: $\zeta_{x1}^2 = 0.2547$, $\zeta_{y1}^2 = 0.7453$, $\zeta_{x2}^2 = 0.2455$, $\zeta_{y2}^2 = 0.7542$, $\zeta_{x3}^2 = 0.9999$, $\zeta_{y3}^2 = 0.000184$. Так как начало отсчета угла φ можно выбирать произвольно, то эти результаты получены для случая, когда начало отсчета берется от углового направления болометрических элементов каждой решетки.

Угол направления большей оси эллипса поляризации φ определяется выражением (6).

Вычисления приводят к следующим результатам: по сигналам первой и второй решеток $\varphi_{12} = -59.70^\circ$, по сигналам первой и третьей решеток $\varphi_{13} = -59.69^\circ$, по сигналам второй и третьей решеток $\varphi_{23} = -59.51^\circ$. Среднее значение $\varphi = -59.63^\circ$.

Относительные квадраты полуосей эллипса поляризации находятся решением системы линейных уравнений (8) для любой решетки. Вычисления дают следующие результаты: для первой решетки $\zeta_{\eta_1}^2 = -0.0018$ и $\zeta_{\xi_1}^2 = 1.0018$, для второй решетки $\zeta_{\eta_2}^2 = 0.0023$ и $\zeta_{\xi_2}^2 = 0.9975$, для третьей решетки $\zeta_{\eta_3}^2 = -0.00016$ и $\zeta_{\xi_3}^2 = 0.9999$. Средние значения составляют $\overline{\zeta_{\eta}^2} = 0.0003$ и $\overline{\zeta_{\xi}^2} = 0.9997$.

Сделаем оценку случайных погрешностей определения параметров эллиптической поляризации излучения. Исходя из выражения (7) и считая близкими дисперсии $\sigma_{\zeta_{x_i}}^2 \approx \sigma_{\zeta_{y_i}}^2 \approx \sigma_{\zeta_{x_j}}^2 \approx \sigma_{\zeta_{y_j}}^2$, получим абсолютное СКО величины A_{ij} :

$$\sigma_{A_{ij}} = \frac{\sqrt{2}}{|\zeta_{x_i}^2 - \zeta_{y_i}^2|} \left[1 + \frac{(\zeta_{x_j}^2 - \zeta_{y_j}^2)^2}{(\zeta_{x_i}^2 - \zeta_{y_i}^2)^2} \right]^{1/2} \sigma_{\zeta_{x_i}^2}.$$

Значение $A_{13} = -2.0377$, а его абсолютное СКО $\sigma_{A_{13}} = 2.0 \cdot 10^{-2}$.

Согласно выражению (6) абсолютное СКО $\sigma_{\text{tg}2\varphi}$ определяется как

Выводы

Таким образом, экспериментально подтверждена методика измерения состояния поляризации широкоапертурного лазерного излучения тремя тонкопроволочными болометрическими решетками. Показано, что при регистрации сигналов решеток с относительными СКО $4.5 \cdot 10^{-3}$ измерение угла направления линейной поляризации излучения производится с абсолютным СКО 0.52° . Определяется угол направления большей полуоси эллипса излучения с абсолютным СКО $\sigma_\varphi = 0.13^\circ$ и квадраты полуосей эллипса с абсолютными СКО $1.2 \cdot 10^{-2}$.

Рассмотренный метод измерения состояния поляризации широкоапертурного лазерного излучения может быть использован в широком спектральном диапазоне частот.

Литература

1. Снопко В. Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения. – Минск: Навука і техника, 1992. – 263 с.
2. Катрич А. Б., Кузьмичев В. М. Измерение направления поляризации электромагнитного излучения // Импульсная фотометрия. – Л.: Машиностроение. – 1978. – Вып. 5. – С. 129-131.
3. Кузьмичев В. М., Кузьмичева Е. В. Измерение эллиптической поляризации интенсивного лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами // Измерительная техника. – 1998. – №6. – С. 19-22.
4. Кузьмичев В. М., Погорелов С. В., Коонс П. Измерение состояния поляризации лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками // Український метрологічний журнал. – 2007. – Вип. 3. – С. 38-42.
5. Кузьмичев В. М., Погорелов С. В., Коонс П. Измерение мощности и энергии импульса лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками // Український метрологічний журнал. – 2007. – Вип. 2. – С. 35-39.
6. Ильин В. А., Позняк Э. Г. Аналитическая геометрия. – М.: Наука, 1981. – 232 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
8. Кузьмичев В. М., Погорелов С. В., Кузьмичева Е. В. Измерение параметров эллиптической поляризации лазерного излучения тонкопроволочных болометров // Український метрологічний журнал. – 2009. – Вып. 2.

$$\sigma_{\text{tg } 2\varphi} = \left| \frac{\sin 2(\psi_j - \psi_i) - A_{ij} \sin 4\psi_i}{\sin 2\psi_j - A_{ij} \sin 2\psi_i} \right| \sigma_{A_{ij}},$$

а абсолютное СКО угла φ для A_{13} запишется в виде

$$\sigma_\varphi = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{1+B^2} \frac{1}{\sin 2\psi_3} \right| \sigma_{A_{13}},$$

где $B = \frac{A_{13} - \cos 2\psi_3}{\sin 2\psi_3}$. Вычисления дают $\sigma_\varphi = 0.23 \cdot 10^{-2}$ рад = 0.13° .

Определитель системы уравнений (8) можно записать как

$$\Delta_i = -\cos 2(\varphi - \psi_i),$$

а квадраты полуосей эллипса излучения в виде

$$\zeta_{\eta_i}^2 = \frac{\cos^2(\varphi - \psi_i) - \zeta_{x_i}^2}{\cos 2(\varphi - \psi_i)},$$

$$\zeta_{\xi_i}^2 = \frac{\cos^2(\varphi - \psi_i) - \zeta_{y_i}^2}{\cos 2(\varphi - \psi_i)}.$$

Абсолютное СКО квадрата полуоси эллипса $\zeta_{\xi_i}^2$ будет иметь вид

$$\sigma_{\zeta_{\xi_i}^2} = \frac{1}{|\cos 2(\varphi - \psi_i)|} \times \left[(2\zeta_{y_i}^2 - 1) \text{tg}^2 2(\varphi - \psi_i) \sigma_\varphi^2 + \sigma_{\zeta_{y_i}^2}^2 \right]^{1/2}.$$

Аналогичным будет выражение и для $\sigma_{\zeta_{\eta_i}^2}$, только с заменой величин $\zeta_{y_i}^2$ и $\sigma_{\zeta_{y_i}^2}^2$ на $\zeta_{x_i}^2$ и $\sigma_{\zeta_{x_i}^2}^2$.

Из выражения для $\zeta_{y_i}^2$ получаем значения $\sigma_{\zeta_{y_i}^2}^2 = 24 \cdot 10^{-6}$. И тогда абсолютное СКО $\sigma_{\zeta_{\xi_i}^2} = 1.2 \cdot 10^{-2}$.

Вимірювання лінійної або еліптичної поляризації лазерного випромінювання тригратковим болометром

**В. М. Кузьмичов, С. В. Погорєлов,
Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин,
І. А. Приз, П. Коонс**

Надаються результати експериментальних досліджень метода вимірювання стану поляризації широкоапертурного лазерного випромінювання неодимового імпульсного генератора тригратковим тонкодротяним платиновим профільним болометром. Сигнали 48-ми болометричних елементів ґраток реєструвалися багатоканальними швидкодіючими та високочутливими аналогово-цифровими перетворювачами і запам'ятовувалися у ЕОМ. Кут напрямку лінійної поляризації випромінювання вимірювався з середньоквадратичним відхиленням (СКВ) 0.52° , відносні квадрати півосей еліпсу поляризації – з абсолютним СКВ $1.2 \cdot 10^{-2}$, а кути їх напрямку – з абсолютним СКВ 0.13° . Розглянутий метод вимірювання може бути використаний у широкому спектральному діапазоні частот.

Measurement of Linear or Elliptic Polarization State of Laser Radiation with Three-Grating Bolometers

**V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov,
B. V. Safronov, V. P. Balkashin,
I. A. Priz, and P. Kohns**

The results of experimental analysis of polarization state of wide-aperture laser radiation of a neodymium generator with a three-grating platinum profile bolometer are shown. Signals of 48 bolometer elements of gratings have been recorded with multichannel high-speed and highly sensitive analog-to-digit transformers and stored to computer. The direction angle of linear polarization of radiation has been measured with the root-mean-square deviation (RMSD) 0.52° , relative squares of semi-axes of polarization ellipse with the absolute RMSD $1.2 \cdot 10^{-2}$ and their direction angles with the absolute RMSD 0.13° . The method of measurements considered can be used within a wide spectral band.