ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕНСИВНОГО И ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫМИ БОЛОМЕТРАМИ

S.V. Pogorelov

National University of Pharmacy, Kharkov, Ukraine

Abstract Рассмотрены способы измерений тонкопроволочными болометрами параметров и характеристик интенсивного и широкоапертурного лазерного излучения, достигающего в непрерывном режиме до десятков киловатт, а в импульсном режиме до десятков килоджоулей. Предложенные болометрические измерители способны работать в широком спектральном диапазоне. В данных способах используются болометрические решетки, потребляющие мало энергии интенсивности и являющиеся устройствами проходного типа, максимальный размер входной апертуры которыйх не ограничен. Исследованы нелинейности характеристик преобразования болометра.

Keywords: лазер, болометр, мощность, энергия, поляризация

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение параметров и характеристик интенсивного (до десятков киловатт в непрерывном режиме и десятков килоджоулей в однократном импульсе) широкоапертурного лазерного излучения представляет сложную научную и метрологическую проблему. К измеряемым параметрам лазерного излучения относятся: мощность непрерывного излучения, энергия однократного импульса, средняя мощность модулированного излучения, направление линейной поляризации, параметры эллиптической поляризации, коэффициент неравномерности распределения интенсивности в сечении пучка, координаты энергетического центра, диаметр оптического пучка с заданной долей интенсивности в нем. К характеристикам относят: распределение интенсивности и фазы в сечении пучка, профильное распределение интенсивности вдоль определенных координатных направлений в сечении пучка.

Использовать классические методы измерений [1-3]перечисленных параметров и характеристик практически невозможно, так как они предназначены для низких уровней интенсивности излучения и для малых размеров входных апертур средств измерений, а также, при измерениях возникают трудности с однократными импульсами излучения.

В видимом, ближнем и среднем инфракрасном диапазонах для измерения параметров лазерного излучения широко применяются матрицы из фотодиодных или пироэлектрических элементов. Такие матричные приемники способны измерять параметры лазерного излучения мощностью от 100 мкВт до 10 Вт, а при использовании ослабителей – до десятков киловатт. Размеры входной апертуры таких матриц могут изменяться от единиц до десятков миллиметров.

Одним из приемников лазерного излучения, который можно использовать для измерения параметров интенсивного и широкоапертурного лазерного излучения, является тонкопроволочный решеточный или одиночный сканирующий болометр. Болометрические приемники выдерживают высокие уровни измеряемых плотностей непрерывной мощности и энергии однократных импульсов, способны работать в широком спектральном диапазоне, являются средствами измерений проходного типа с малым коэффициентом поглощения интенсивности излучения и не имеют ограничений на максимальные размеры входной апертуры. Одним из основных недостатков тонкопроволочных болометров является возможность повреждения приемного элемента (плавление или разрыв).

В основе принципа работы тонкопроволочных болометрических измерителей используется явление взаимодействия электромагнитного излучения с металлическим цилиндром, материал которого имеет конечную проводимость. При облучении металлического цилиндра часть попадающего на него излучения поглощается им. В результате нагрева цилиндра происходит изменение его электрического сопротивления (болометрический эффект), величина которого определяется температурным коэффициентом сопротивления материала цилиндра. При этом основные физические параметры болометра зависят от температуры болометра, что приводит к возникновению нелинейности характеристики преобразования болометром лазерного излучения.

В болометрическом эффекте из параметров взаимодействия с излучением используются факторы эффективности поглощения (ФЭП) q^{EH} для E и H- поляризованного излучения и коэффициент дихроизма болометра $K_D = \frac{q^H}{q^E}$. В приближении геометрической оптики, когда диаметр цилиндра

d намного больше длины волны излучения λ , ФЭП болометра равны соответствующим коэффициентам поглощения A^{EH} . ФЭП болометра зависят от угла падения на цилиндр Θ , длины волны излучения λ , комплексного показателя преломления m = m' - im'', где m' и m'' показатели преломления и поглощения материала, из которого изготовлен цилиндр, отношения радиуса цилиндра к длине волны излучения a/λ и степени эллиптичности цилиндра в его поперечном сечении.

Точное решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на поглощающем цилиндре хорошо известно [4]. При использовании этих решений определенные трудности состояли в вычислении функций Бесселя и Ханкеля для больших значений комплексных аргументов этих функций, определяемых комплексным показателем преломления для большинства металлов, излучения с длиной волны 10 мкм, и значениями $a / \lambda > 10$.

Для измерения непрерывной мощности и энергии однократных импульсов лазерного излучения были предложены устройства в виде двух практически идентичных болометрических решеток [5,6], которые изготовлены из тонких металлических нитей. Решетки расположены близко друг к другу, имеют постоянный период, а направления нитей в них – взаимно ортогональны друг другу. При измерении энергии лазерного импульса необходимо, чтобы его длительность была намного меньше тепловой постоянной времени болометра. При этих условиях приращение сопротивления болометра будет пропорционально поглощенной им оптической энергии. Решетки выполняют пространственное интегрирование распределения интенсивности излучения в сечении пучка. Погрешность интегрирования в 1% достигается, если круговой пучок с равномерным распределением пересекает не менее 10 элементов решетки. Для случая гауссова распределения энергии или мощности в сечении лазерного пучка период решетки должен быть меньше двух средних квадратических радиусов пучка.

2. ХАРАКТЕРИСТИКА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ БОЛОМЕТРА

Рассмотрим болометр длиной 2l, направленный вдоль оси, начало координат которой расположено посередине болометра. К окончанию импульса излучения распределение повышения температуры вдоль болометра будет T(x) относительно температуры окружающей среды T_0 . Если зависимость температурного коэффициента сопротивления (ТКС) болометра определяется полиномом второй степени, то полное приращение относительного сопротивления болометра будет:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \left(\alpha_0 + \alpha_1 \delta \overline{T}\right) \overline{T},\tag{1}$$

где R_0 - начальное сопротивление болометра; $\alpha_0 = \alpha'_0 + \alpha_1 T_0$ и α_1 - линейный и квадратичный коэффициенты ТКС болометра (α'_0 - ТКС болометра при $T_0 = 0^{\circ}$ C); $\overline{T} = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T(x) dx$ - средняя температура нагрева болометра; $\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T^2(x) dx = \overline{T^2}$ - средний квадрат температуры нагрева болометра, который выражается $\overline{T^2} = \sigma_T^2 + \overline{T}^2 = (1 + \sigma_{T_0}^2) \overline{T^2} = \delta \overline{T^2}$ (здесь σ_T и σ_{T_0} - абсолютное и относительное средние квадратические отклонения (СКО) температуры от среднего значения \overline{T} ; $\delta = 1 + \sigma_{T_0}^2$ – введенный коэффициент неравномерности распределения температуры вдоль болометра). Соотношение (1) показывает, что неравномерность распределения температуры усиливает нелинейность приращения сопротивления болометра в σ раз.

Одним из лучших материалов для болометров является платина. Она имеет высокую температуру плавления 1769°С, является антикоррозийной и не магнитной. Из [7] взята табличная зависимость удельного сопротивления платины в диапазоне температур 0°С....1500°С и методом наименьших квадратов (МНК) аппроксимирована полиномом второй степени. В результате получены коэффициенты $\alpha'_0 = 3,978 \cdot 10^{-3} \ град^{-1}$ с относительным СКО $\sigma_{\alpha_1} = 5.87 \cdot 10^{-7} \ град^{-2}$ с относительным СКО $\sigma_{\alpha_1} = 5.10^{-4}$.

В приближении классической оптики [8] определялась зависимость комплексного показателя преломления платины на длине волны излучения

10 мкм в указанном диапазоне температур. Необходимым условием возможности использования данного метода является то, чтобы время релаксации свободных электронов τ было меньше периода колебаний электромагнитного поля τ_u . Используя из [9] соотношение для определения времени релаксации, получили для $T_0 = 0$ °C оно соответствует $\tau = 2,17 \cdot 10^{-14}$ с и для $T_0 = 1000$ °C соответствует $\tau = 0,538 \cdot 10^{-14}$ с, а $\tau_u = 3,53 \cdot 10^{-14}$ с. Необходимое условие выполняется. Определив комплексный показатель преломления платины для фиксированных температур, по соотношениям [4] вычислили температурную зависимость ФЭП болометра с диаметром 10 мкм и методом наименьших квадратов аппроксимировали полиномом второй степени в виде

$$q^{E}(T) = q_{0}^{/E} \left(1 + q_{1}^{/} \cdot T + q_{2} \cdot T^{2} \right)$$
(2)

где $q_0^{\prime E} = 0,0377$; $q_1^{\prime} = 1,38 \cdot 10^{-3} cpa \partial^{-1}$; $q_2 = -3,8 \cdot 10^{-7} cpa \partial^{-2}$ с относительными СКО $\sigma_{q_0^{\prime E}} = 0,012$; $\sigma_{q_1^{\prime}} = 0,029$ и $\sigma_{q_2} = 0,063$. Относительное СКО $\sigma_{q_2^{\prime E}}$ увеличивается от 0,012 до 0,038 в диапазоне изменения температур от 0°С до 1500°С.

Потери тепла болометра через теплообмен с внешней средой и через теплопроводность материала болометра с его элементарного участка за время действия оптического импульса ничтожно малы и поэтому распределение температуры нагрева болометра T(x) близко к распределению падающей на него энергии E(x).

Из работы [10] взята табличная температурная зависимость удельной теплоемкости платины от 0°С до 1500°С и аппроксимирована методом наименьших квадратов полиномом второй степени в виде

$$c(T) = c_0' + c_1 T + c_2 T^2, \qquad (3)$$

В

котором

$$c_0' = 0.1321 \frac{\Im \kappa}{2pa\partial};$$
 $c_1 = 2.76 \cdot 10^{-5} \Im \kappa / 2pa\partial^2;$

 $c_2 = 306 \cdot 10^{-9} \, \square \mathcal{R} / cpad^3$ с относительными СКО $\sigma_{c_0'} = 0,0013$; $\sigma_{c_1} = 0,017$ и $\sigma_{c_2} = 0,82$. Получается, что зависимость c(T) очень близка к линейной.

Уравнение теплового баланса для элементарного участка болометра будет

$$mc \left[T(x) \right] dT(x) = q \left[T(x) \right] \cdot E(x)$$
(4)

где m – погонная масса болометра; E(x) – погонная падающая энергия на болометр. Усредненное по длине болометра выражение (4) имеет вид:

$$\frac{c_0' + c_1 \delta \overline{T}}{q_0' + q_1 \delta \overline{T} + q_2 \left(\delta \overline{T}\right)^2} d\left(\delta \overline{T}\right) = d\left(\frac{\delta \overline{T}}{m}\right)$$
(5)

в котором $c_0^{\prime} = c_0 + c_1 T_0$, где T_0 - температура окружающей среды;

 $q_0' = q_0 + q_1 T_0 + q_2 T_0^2$; $q_1 = q_1' - 2q_2 T_0$; $\delta = 1 + \sigma_{E_0}^2$ - коэффициент неравномерности падающей энергии и σ_{E_0} ее относительное СКО. Величины σ_{T_0} и σ_{E_0} очень близки. Введём эффективную температуру $T_e = \delta \overline{T}$ и эффективную погонную падающую энергию $E_e = \delta \overline{E}$. Решение уравнения (5) с начальным условием $E_e/m = 0$ и $T_e = 0$ получится [11,12]

$$\frac{E_e}{m} = \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \left(c_0' - c_1 \frac{q_1}{2q_2} \right) \ln \frac{\left(2q_2 T_e + q_1 - \sqrt{-\Delta} \right) \left(q_1 + \sqrt{-\Delta} \right)}{\left(2q_2 T_e + q_1 + \sqrt{-\Delta} \right) \left(q_1 - \sqrt{-\Delta} \right)} + \frac{c_1}{2q_2} \ln \frac{q_0' + q_1 T_E + q_2 T_E^2}{q_0'},$$
(6)

где $\Delta = 4q_2q'_0 - q_1^2 < 0.$ Зависимости $\frac{E_e}{m}$ от T_e для значений T_e от 0 до 1500°С были вычислены для температуры окружающей среды $T_0 = 0°$ С, 20°С и 40°С. Относи-

тельное СКО вычисления $\frac{E_e}{m}$ составило $\sigma_{E_0} = 0,013$.

Относительное приращение сопротивления болометра (1) можно записать:

$$\frac{\Delta R}{R} = \eta_0 F \left(\frac{E_e}{m}\right) \frac{\overline{E}}{\overline{m}},\tag{7}$$

где $\eta_0 = \frac{\alpha_0 q_0}{c_0}$ и

$$F\left(\frac{E_e}{m}\right) = \frac{c_0}{q_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} T_E\right) \frac{T_e}{E_e / m} = 1 + a_E \frac{E_e}{m} + b_E \left(\frac{E_e}{m}\right)^2.$$
(8)

Вычисленные значения $F(E_e/m)$ аппроксимированы методом наименьших квадратов полиномом второй степени с нахождением коэффициентов a_E и b_E . Полученные результаты приведены в таблице с относительным СКО $\sigma_{\eta_0} = 0,012$, $\sigma_{a_E} = 4 \cdot 10^{-3}$ и $\sigma_{b_E} = 7 \cdot 10^{-3}$

гаолина г	Т	аблина	1	
-----------	---	--------	---	--

$T_0 \circ C$	0	20	40
$\eta_{_0},$ г/Дж	1,136	1,159	1,181
$\eta_{_{0P}}$, см/Вт	0,493	0,494	0,495
<i>а_Е</i> , г/Дж	$1,367 \cdot 10^{-4}$	1,361.10-4	$1,354 \cdot 10^{-4}$
$a_{\scriptscriptstyle P}$, см/Вт	$-6,3 \cdot 10^{-3}$	-8,0·10 ⁻³	-9,6·10 ⁻³
b_E , г ² / Дж ²	$-2,71 \cdot 10^{-8}$	-2,76 10-8	$-2,82 \cdot 10^{-8}$
b_P , $c M^2 / Bm^2$	$-1,5 \cdot 10^{-3}$	$-1,4\cdot 10^{-3}$	$-1,3\cdot 10^{-3}$

Зависимости $F(E_e/m)$ от E_e/m показаны на рис.1. Видно, что систематическая погрешность нелинейности характеристики преобразования $\Theta = F(E_e/m) - 1$ может достигать +18%. Начальный коэффициент преобразования η_0 в указанном диапазоне температур окружающей среды линейно возрастает на 4%.



Рис.1.

Коэффициент преобразования болометра непрерывной мощности определяется ТКС платины $\alpha(T)$, ФЭП q(T) и коэффициентом теплообмена с внешней средой $\gamma(T)$. Используя уравнение теплового баланса для элементарного участка болометра

$$\gamma \left[T(x) \right] dT(x) = q \left[T(x) \right] \cdot dP(x), \tag{9}$$

где P(x) – погонная падающая мощность, и зависимости q(T) и $\gamma(T)$ в виде полиномов второй степени, получено решение для усредненного по длине болометра уравнения (9) в виде зависимости эффективной падающей мощности $\overline{P}_e = \delta \overline{P}$ от эффективной температуры нагрева $T_e = \delta \overline{T}$ [13]. Используя это решение, методом наименьших квадратов получена зависимость нормированного коэффициента преобразования:

$$F\left(\overline{P}_{e}\right) = 1 + a_{p}P_{e} + b_{p}P_{e}^{2} \tag{10}$$

и уравнение измерения болометра:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \eta_{oP} \left(P_e \right) \overline{P} , \qquad (11)$$



Коэффициенты для $\gamma(T)$ получены в [14]. Они имеют такие числовые значения $\gamma = 2,93 \cdot 10^{-4}$ Вт/(см·град) с относительным СКО $\sigma_{\gamma} = 0,01$; $\gamma_1 = 3,6 \cdot 10^{-7}$ Вт/(см·град²) с относительным СКО $\sigma_{\gamma_1} = 0,02$; $\gamma_2 = 0$. Относительные СКО выражения (11) равны: $\sigma_{\eta_{0P}} = 0,01$, $\sigma_{a_P} = 0,05$ и $\sigma_{b_P} = 0,06$ для различных температур T_0 .

На рис 2 показаны зависимости $F(P_e)$ от P_e . Видно, что систематическая погрешность нелинейности характеристики преобразования болометра $\theta = F(P_e) - 1$ может достигать – 15%.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАБОТЕ БОЛОМЕТРА В ЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

В линейном режиме приращение сопротивления болометра пропорционально поглощенной им интенсивности излучения.

Вводится поляризационный коэффициент взаимодействия болометра с излучением. Для линейной поляризации излучения он будет

$$k(\varphi) = \cos^2 \varphi + K_D \sin^2 \varphi , \qquad (12)$$

где φ — угол между направлением поляризации и осью болометра, а $K_D = \frac{q^H}{q^E}$ - коэффициент дихроизма болометра. Для эллиптической поляри-

зации излучения он будет

$$k = K_D - (K_D - 1) \left(\xi_x^2 \cos^2 \psi + \xi_y^2 \sin^2 \psi + \xi_x \xi_y \sin 2\psi \cos \alpha \right),$$
(13)

где ψ – угол направления болометра в сечении пучка излучения; ξ_x и ξ_y – относительные амплитуды поля излучения параллельной и перпендикулярной оси болометра; α – сдвиг фаз между ξ_x и ξ_y .

Для двухрешеточного болометра с углами направлений его элементов $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \frac{\pi}{2}$ сумма поляризационных коэффициентов $k_1 + k_2 = 1 + K_D$ как для линейной, так и эллиптической поляризаций излучения. Сигналом решетки является относительное приращение её сопротивления под действием излучения, то есть

$$U_i = \frac{\Delta R_i}{R_{io}} = \frac{e_i - e_{io}}{e_{io}},$$

где R_{io} и ΔR_i - начальное сопротивление решетки и его приращения; e_{io} - постоянное напряжение электрического смещения на болометре и e_i - максимальное напряжение на решетке под действием излучения. При измерении энергии импульса излучения сумма сигналов решеток U_1 и U_2 в соответствии с (7) будет

$$U_1 + U_2 = \frac{\Delta R_1}{R_{1o}} + \frac{\Delta R_{21}}{R_{2o}} = \frac{\alpha_0 q_0^E}{C_0} (1 + K_D) \frac{\overline{E}}{m}.$$
 (14)

Полная энергия Е пучка лазерного излучения получается:

$$E = S \frac{m}{d_{\delta}} \left(\frac{\overline{E}}{m}\right) = \frac{m l x n c_0}{d_{\delta} \alpha_0 q_0^E \left(1 + K_D\right)} \left(\frac{\Delta R_1}{R_{1o}} + \frac{\Delta R_2}{R_{2o}}\right), \tag{15}$$

где *S* - площадь одной решетки; *d*_{*s*} - диаметр болометра.

Полная мощность Р непрерывного излучения будет:

$$P = S \frac{\overline{P}}{d_{\delta}} = \frac{lxnc_0}{d_{\delta}\alpha_0 q_{0P}^E (1 + K_D)} \left(\frac{\Delta R_1}{R_{1o}} + \frac{\Delta R_2}{R_{2o}}\right).$$
(16)

В суммарную погрешность измерения энергии *E* и мощности *P* при использовании для регистрации сигналов решеток высокочувствительных и малоинерционных аналогово-цифровых преобразователей (АЦП) основной вклад вносит погрешность измерения q_0^E . В работе [15] показано, что относительное СКО энергии импульса $\sigma_{E_0} = 0,2\%$ и непрерывной мощности $\sigma_{P_0} = 0,53\%$.

Пространственные параметры пучка вычисляются по регистрируемым сигналам с элементов решеток $U_{i,j}$, имеющих координаты x_i и y_i и i,j=1,...n,.

Координаты энергетического центра пучка будут

$$\overline{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i \frac{U_i}{\overline{U}_x} ; \quad \overline{y} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{n} y_j \frac{U_j}{\overline{U}_y} . \tag{17}$$

СКР пучка вдоль координаты Х будет

$$r_{x} = \left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} (x_{i} - \bar{x})^{2} \frac{U_{i}}{\bar{U}_{x}}\right]^{1/2}.$$
 (18)

По аналогичному выражению находится СКР пучка r_y вдоль координаты у, а средний СКР пучка будет определяться среднегеометрическим значением из r_x и r_y :

$$r = \left(r_x \cdot r_y\right)^{1/2}.\tag{19}$$

Коэффициенты неравномерности распределения интенсивности излучения вдоль осей координат определяются выражением

$$\delta_{x,y} = \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^{n} \frac{U_{i,j}^2}{U_{x,y}^2},$$
(20)

а данный коэффициент всего пучка будет $\delta = \delta_x \cdot \delta_y$.

Обобщенная площадь пучка получается $S_0 = S / \delta$.

Для определения диаметра пучка с заданной долей интенсивности излучения необходимо построить зависимость $F(x_k) = \sum_{i=1}^{K} \frac{U_i}{\overline{U}_x}$, являющуюся аналогом функции распределения в теории вероятностей и изменяющуюся от 0 до 1.

По заданной доле интенсивности излучения $p = 1 - \beta$ находятся значения координат x' и x'' из соотношений $F(x') = \frac{\beta}{2}$ и $F(x'') = 1 - \frac{\beta}{2}$. Диаметр пучка вдоль координаты x будет равен $d_x = x'' - x'$. Аналогичным образом находят для той же доли интенсивности излучения диаметр пучка вдоль координаты y, который будет равен $d_y = y'' - y'$. Диаметр пучка будет определяться среднегеометрическим значением из d_x и d_y , то есть $d = (d_x d_y)^{1/2}$

3.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯВЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение параметров линейной поляризации лазерного излучения может быть выполнено двухрешеточным болометром [16,17,18]. Углы направлений элементов решеток $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \frac{\pi}{2}$. Нормированные сигналы решеток на величину пропорциональную полной интенсивности излучения, которая есть сумма сигналов решеток (16), будут

$$U_{in} = \frac{U_i}{\eta_0 \overline{E} / m} = (K_D + 1) \frac{U_i}{U_1 + U_2} = k_i, i = 1, 2$$
(21)

и они равны поляризационным коэффициентам взаимодействия k_i . Исходя из выражения (12), получаем значения углов φ_{i_1,i_2} относительно каждой решетки

$$\varphi_{i1,i2} = \psi_i \pm \left\{ \frac{1}{K_D - 1} \left[\left(K_D + 1 \right) \frac{U_i}{U_1 + U_2} - 1 \right] \right\}^{1/2}$$
(22)

Для каждой решетки получаем два угла φ_{i_1,i_2} , а неоднозначность измерения угла φ устраняется совпадением углов относительно решеток в сечении оптического пучка.

Экспериментальные измерения проводились следующим образом. Предварительно для болометров диаметром 10 мкм измерялся коэффициент K_D . Решетки поворачивались относительно направление линейной поляризации излучения. Регистрировались их сигналы и, используя соотношение (21), определялось значение K_D . По 20 измерениям получим среднее значение $K_D = 1,8285$ с абсолютным СКО $\sigma_{K_D} = 0,52 \cdot 10^{-2}$. Для поворота решеток на угол 30⁰ получили сигналы решеток $U_1 = 0,1859$ и $U_2 = 0,2491$. Вычисленные по соотношению (22) углы получились $\varphi_{11,12} = \pm 30,13^0$ и $\varphi_{21,22} = +90 \pm 59,87^0$. Измеренное значение угла поляризации $\bar{\varphi} = \frac{1}{2} (\varphi_{12} + \varphi_{22}) = 30,13^0$, что хорошо совпадает с установленным углом.

Анализ погрешностей показал, что абсолютное СКО измеренного угла направления поляризации составляет $\sigma_{\overline{\varphi}} = 0,23^{\circ}$.

3.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для измерения параметров эллиптической поляризации лазерного излучения используют трёхрешеточный болометр [19,20], углы направлений элементов которых $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = +\frac{\pi}{3}$ и $\psi_3 = -\frac{\pi}{3}$. Сумма поляризационных коэффициентов, соответствующих (13), равна

$$\sum_{i=1}^{3} k_i = 1,5(K_D + 1)$$
(23)

и не зависит от состояния поляризации излучения и пропорциональна полной интенсивности излучения. Нормированные сигналы решеток будут

$$U_{in} = \frac{U_i}{\eta_0 \overline{E} / m} = 1.5 (K_D + 1) \frac{U_i}{\sum_{i=1}^3 U_i} = k_i, i = 1, 2, 3$$
(24)

и они равны поляризационным коэффициентом взаимодействия решеток.

Определяем из соотношения (13) значения проекций относительных интенсивностей излучения ξ_{xi}^2 и ξ_{yi}^2 на ось элементов *i*-ой решетки и перпендикулярную к ней, выбирая начало отсчёта угла от этой решетки

$$\xi_{xi}^{2} = \frac{K_{D} - U_{i}}{K_{D} - 1}; \quad \xi_{xi}^{2} = \frac{U_{i} - 1}{K_{D} - 1}; \quad i = 1, 2, 3.$$
(25)

Можно показать, что угол φ направления большей оси эллипса являющегося суммой углов поворота эллипса с $\alpha = \frac{\pi}{2}$ и дополнительного поворота за счёт того, что $\alpha \neq \frac{\pi}{2}$, удовлетворяет соотношению

$$tg 2\varphi = \frac{A_{ij} \cos 2\varphi_i - \cos 2\varphi_j}{\sin 2\varphi_j - A_{ij} \sin 2\varphi_i},$$
(26)

где

$$A_{ij} = \frac{\xi_{xj}^2 - \xi_{yj}^2}{\xi_{xi}^2 - \xi_{yi}^2}.$$
 (27)

Относительные интенсивности излучения связаны с относительными квадратами осей эллипса излучения ξ_{η}^2 и ξ_{ζ}^2 следующей системой линейных уравнений с двумя неизвестными:

$$\xi_{xi}^{2} = \xi_{\eta}^{2} \sin^{2}(\varphi - \psi_{i}) + \xi_{\eta}^{2} \cos^{2}(\varphi - \psi_{i});$$

$$\xi_{xi}^{2} = \xi_{\eta}^{2} \cos^{2}(\varphi - \psi_{i}) + \xi_{\eta}^{2} \sin^{2}(\varphi - \psi_{i}), i=1,2,3$$
(28)

Решение этой системы уравнений даёт значения ξ_{ξ}^2 и ξ_{η}^2 .

Результаты эксперимента с болометрами, диаметр которых 10 мкм, дает следующие результаты. При повороте решеток относительно линейной поляризации излучения на угол 60° нормированные сигналы имеют значения $U_{1n} = 1,6061$, $U_{2n} = 1,6136$ и $U_{3n} = 1,00018$. Углы направления большей оси эллипса получились $\varphi_{12} = -59,70^{\circ}$, $\varphi_{12} = -59,69^{\circ}$ и $\varphi_{23} = -59,51^{\circ}$. Среднее значение угла $\overline{\varphi} = -59,63^{\circ}$. Вычисления по соотношению (28) дают следующие результаты: $\xi_{\eta_1}^2 = 0.0018$ и $\xi_{\xi_1}^2 = 1.0018$; $\xi_{\eta_2}^2 = 0.0023$ и $\xi_{\xi_2}^2 = 0.9975$; $\xi_{\eta_3}^2 = -0.0016$ и $\xi_{\xi_3}^2 = 0.9999$. Имеем случай вырождения эллипса в отрезок прямой линии.

Среднее значение получаются $\overline{\xi_{\eta}^2} = 0.0003$ и $\overline{\xi_{\xi}^2} = 0.9997$. Анализ погрешностей дает абсолютное СКО $\sigma_{\varphi} = 0,13^0$ и абсолютные СКО $\sigma_{\xi_{\xi}^2} = \sigma_{\xi_{\eta}^2} = 1,2\cdot 10^{-2}$.

Болометром с тремя решетками можно измерить и угол направления линейной поляризации излучения. Для тех же нормированных сигналов решеток угол поляризации излучения относительно них определяется по выражению

$$\varphi_{i1,i2} = \psi_i \pm \arcsin\left\{\frac{1}{K_D + 1} \left[1, 5\left(K_D + 1\right) \frac{U_i}{\sum_{i=1}^3 U_i} - 1\right]\right\}^{1/2}, i = 1, 2, 3.$$
(29)

Вычисления дают следующие результаты: $\varphi_{12} = -59,77^{\circ}$, $\varphi_{21} = -59,71^{\circ}$ и $\varphi_{32} = -60,78^{\circ}$. Среднее значение угла $\bar{\varphi} = -60,09^{\circ}$. Абсолютное СКО измерения угла φ составляет $\sigma_{\varphi} = 0,52^{\circ}$.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

Для определения состояния поляризации используются три профильные решетки [15]. Необходимо определить полную энергию импульса Eи полную мощность P оптического пучка с нахождением поляризационных коэффициентов взаимодействия решеток k_i и коэффициента неравномерности распределение интенсивности излучения δ . После этого определяются линеаризованные сигналы решеток U_i и состояние поляризации излучения.

Рассмотрим метод на примере непрерывного излучения с длиной волны 10,6 мкм, для которой определены нелинейности характеристики преобразования платиновых болометров диаметром 10 мкм. По точным выражениям [10] были вычислены ФЭП болометра для *E*- и *H*-поляризованного излучения $q^{E,H}(T)$ в диапазоне температур $T=0..1500^{\circ}C$ и средний коэффициент $K_D = 1,381$ в указанном диапазоне температур с абсолютным СКО $\sigma_{K_D} = 0,003$. Для нахождения погонной падающей мощности *P* необходимо решить уравнение измерения

$$\sum_{i=1}^{3} U_{i} = \eta_{0P} \overline{P} \sum_{i=1}^{3} F_{i} \left(k_{i} \delta \overline{P} \right) k_{i} .$$
(30)

В этом соотношении $F_i(k_i \delta \overline{P})$ - нормированные коэффициенты преобразования болометра (10), а k_i и δ зависят от уровня интенсивности излучения. Уравнение решается методом последовательных приближений.

За первое приближение считают работу болометров в линейном режиме. Тогда поляризованные коэффициенты взаимодействия будут

$$k'_{i} = \frac{1.5(K_{D}+1)}{1+\frac{U_{i+1}}{U_{i}}+\frac{U_{i+2}}{U_{i}}}, i=1,2,3$$
(31)

а коэффициент неравномерности распределения интенсивности

$$\delta = \left(\delta_1 \delta_2 \delta_3\right)^{2/3},\tag{32}$$

где δ_i - коэффициент неравномерности *i*-ой решетки, соответствующий выражению (20)

Уравнение (30) после подстановки выражений $F_i(k_i \delta \overline{P})$ принимает вид

$$M\left(\overline{P}\right) = -U_{\sum} + c\overline{P} + d\overline{P}^2 + f\overline{P}^3 = 0, \qquad (33)$$

где

$$U_{\Sigma} = \frac{1}{\eta_{0P}} \sum_{i=1}^{3} U_{i}; \ c = \sum_{i=1}^{3} U_{ii}; \ d = a_{P} \delta \sum_{i=1}^{3} U_{ii}^{2}; \ f = b_{P} \delta^{2} \sum_{i=1}^{3} U_{ii}^{3},$$
(34)

а U_{iii} есть нормированные сигналы решеток (24). Уравнение (33) имеет одно действительное решение, которое определяет первое приближение \overrightarrow{P} . В первом приближении определяется и эффективная мощность $\delta \overrightarrow{P}'$. Теперь вводятся поправки на систематические погрешности величин δ и k_i .

Второе приближение коэффициентов k_i'' находится по выражению (31), только вместо величин U_i берутся $F_i'(k_i' \delta \overline{P}') \cdot k_i'$. На рис. 5 показаны зависимости отношения k_i/k_i' в зависимости от k_i' и $\delta \overline{P}'$. По приведенным кривым определяется множитель для второго приближение k_i'' . На рис. 6 показаны аналогичные кривые при измерении энергии импульса.



Рис.5.

На рис. 7 показаны зависимости нормированного на δ_0 коэффициента неравномерности интенсивности излучения δ в зависимости от эффективной мощности $\delta \overline{P}$ или эффективной удельной энергии. Данные кривые получены расчетным путем при фиксированном гауссиане падающего излучения в зависимости от интенсивности излучения. Кривые позволяют определить систематическую погрешность во втором приближении значения δ'' .



Вновь решается уравнение (33) со скорректированными значениями коэффициентов c, d и f и находится второе приближение $\overline{P}^{\prime\prime}$. Аналогичным образом можно проводить последующие приближения до достижения допустимой погрешности определения величины \overline{P} . Полная мощность оптического пучка будет

$$P = \frac{\overline{P}}{d_{\delta}}S.$$
 (35)

Для измерения энергии импульса E или непрерывной мощности \overline{P} лазерного излучения можно использовать двухрешеточный болометр при работе его элементов в нелинейном режиме, используя выражения (31-35), в которых суммирование выполняется по параметрам только двух решеток. Для исключения систематических погрешностей в определении поляризованного коэффициента взаимодействия k_i и коэффициента неравномерности распределения интенсивности δ используются те же зависимости (рис.6,7,8), что и для трехрешеточного болометра.



Определив k_i , δ и \overline{P} , находятся нормированные коэффициенты преобразование $F_i(k_i\delta\overline{P})$ и линеаризованные сигналы решеток

$$U_i' = \frac{U_i}{F_i\left(k_i\delta\overline{P}\right)}, i=1,2,3$$
(36)

а по ним и состояние поляризации лазерного излучения. Используемая аппаратура позволяет получить СКО $\sigma_{II'} = 1,1\cdot 10^{-3}$.

Предложенные, обоснованные, экспериментально исследованные и созданные тонкопроволочные болометрические измерители параметров интенсивного и широкоапертурного лазерного излучения используются в исследованиях по созданию мощных лазеров, а также при использовании их излучения в различных научных и технических применениях.

References

- 1. Ландсберг Г.С. Оптика.- М.:Наука.-1976-926с.
- Иванов В.С. Золотаревский Ю.М., Котюк А.Ф., Либерман А.А., Саприцкий В.И., Столяревский Р. И., Улаковский М.В., Чупдаков В.Ф. Основы оптической радиометрии. Под редакцией проф. А.Ф. Котюка. М.: Физматлит. 2003. 542с.
- Григорук В.І., Іванісік А.І., Коротков П.А. Експериментальна лазерна оптика. - 2007. - ВЦП «Київський університет». – 384 с.
- 4. Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами М.: ИЛ, 1961, 536 с.
- Kuzmichov V.M., Pogorelov S.V., Safronov B.V., Balkashin V.P., Priz I.A., Kohns P. Thin-wire Bolomer of Laser Pulse Energy // Telecommunications and Radioengineering. – 2007. - 66(9) – P. 907-913.
- Пат. №79796 Україна. МПК(2006)G01R35/00, G01J5/20. Спосіб абсолютного калібрування профільного тонкодротяного болометра для вимірювання енергії імпульсу лазера у довгохвильовому діапазоні / В.М. Кузьмичов, С.В. Погорєлов, С.М. Похілько, П. Коонс. – Na200500111; Заявлено 04.01.2005 р. Зареєстровано 25.07.2007 р. Бюл. №11.
- Таблицы физических величин. Справочник под ред. акад. И. К. Кикоина - М.: Атомиздат. 1976. - 1006 с.
- 8. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М: Наука. 1965 464 с.
- 9. Дитчберн Р. Физическая оптика М.: Наука. 1965 632 с.
- Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах М.: Металлургия. 1989 384 с.
- 11. Кузьмичев В.М., Погорелов С.В. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера // Українский метрологічний журнал. – 2003 – вип. 2. - с.42-47.

- Кузьмичев В.М., Погорелов С.В. Определение характеристики преобразования платинового болометра для измерения преобразования энергии импульса лазера // Измерительная техника. - 2004. - № 5 - с. 23-25.
- Кузьмичев В.М., Погорелов С.В., Коонс П. Преобразование тонкопроволочным платиновым болометром непрерывной мощности лазера на длине волны 10,6 мкм // Український метрологічний журнал. – 2005 – вип.3. - с. 39-41.
- Кузьмичев В.М., Перепечай М.П. Малоинерционный измеритель мощности лазера на двуокиси углерода // Квантовая электроника. – 1974 -№11 – С. 2407-2410.
- Кузьмичев В.М., Погорелов С.В., Коонс П. Измерение мощности и энергии импульса лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками//Український метрологічний журнал. - 2007. - № 2. - с. 35-39.
- Катрич А.Б., Кузьмичев В.М. Измерение направления поляризации электромагнитного излучения // Импульсная фотометрия - Л: Машиностроение. – 1978 - вып.5 - С. 129-131.
- Кузьмичев В.М., Кузьмичева Е.В. Измерение угла направления линейной поляризации лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами// Измерительная техника. – 1996. - № 8 – с. 24-26.
- Патент на корисну модель №41595 від 25.05.2009 р. Україна. № и 2009 00465 МПК (2009) G01J1/04 G01J5/00 Спосіб вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання двогратовим болометром /Кузьмичов В.М., Погорєлов С.В., Сафронов Б.В., Балкашин В.П., Приз І.А.
- Пат. №35374 Україна. МПК(2006)G01J1/04 G01J5/00. Вимірювач поляризації лазерного випромінювання / В.М. Кузьмичов (UA), Б.В. Сафронов, В.П. Балкашин, І.А. Приз, С.В. Погорєлов, П. Коонс Nu200805632; Заявлено 30.04.2008 р. Зареєстровано 10.09.2008 р.
- 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.