

Термографическая система с лазерным сканирующим устройством

Л.А.Скворцов, В.М.Кириллов

Показано, что применение метода лазерной фототермической радиометрии (ЛФТР) в сочетании со сканированием лазерного пучка в пределах мгновенного поля зрения одноэлементного фотоприемника делает возможным создание теплового микроскопа со сканирующей лазерной системой. Получено выражение для оценки его температурного разрешения. Представлены результаты расчетов и анализ факторов, влияющих на поперечное разрешение метода и время формирования изображения при использовании акустооптического дефлектора.

Ключевые слова: инфракрасная термография, лазерная фототермическая радиометрия, дистанционный анализ тепловых явлений, тепловизионная микроскопия, активный тепловой контроль.

1. Введение

Классическая термография является пассивным методом, основанным на регистрации собственного ИК излучения от объекта. Классический тепловизор с одноэлементным приемником по сути является радиометром с узким мгновенным полем зрения, который осматривает объект с помощью механического сканирования. В последнее время получили распространение тепловизионные системы с матричными фотоприемными устройствами (ФПУ) без использования оптико-механических схем развертки изображения [1].

К сожалению, при электронном сканировании возникают трудности, связанные с неоднородностью параметров фоточувствительных элементов матрицы и наличием зазоров между ними. Обнаружение малых температурных контрастов между изображениями отдельных пикселей при этом становится затруднительным [1]. Так как пространственное разрешение пассивных тепловизоров не может быть меньше мгновенного поля зрения отдельного элемента матрицы ФПУ, это не позволяет измерять температуру малоразмерных объектов, когда их угловой размер меньше углового размера мгновенного поля зрения приемной системы ИК излучения. Отмеченное обстоятельство имеет принципиальное значение при исследованиях малоразмерных объектов в медицине, биологии, микроэлектронике, криминалистике и других областях науки и техники. И наконец, тепловизоры с матричными ФПУ являются достаточно дорогостоящими изделиями.

В связи с этим несомненный интерес представляет создание тепловизора с одноэлементным ФПУ для исследования температурных полей малоразмерных объектов без использования оптико-механических систем сканирования.

Следует ожидать, что применение метода лазерной фототермической радиометрии (ЛФТР) [2–6] совместно со сканирующей системой позволит решить поставленную задачу. При этом анализ точек объекта может осуществляться без применения оптико-механических устройств, например путем двумерного акустооптического сканирования лазерного пучка в пределах мгновенного поля зрения ИК радиометра. Существенно, что поле зрения системы одновременно является и мгновенным полем зрения ФПУ.

2. Основные параметры сканирующей системы

Сканирование объекта, т. е. управляемое по заданному закону перемещение лазерного излучения в пространстве, можно осуществлять с помощью дефлекторов, которые делятся на оптико-механические и электронные (акустооптические и электрооптические). Для решения поставленной задачи в наибольшей степени подходит дискретный акустооптический дефлектор (АОД) [7]. Метод дискретного отклонения служит для адресации (позиционирования) лазерного излучения в любое из разрешимых положений и особенно удобен при цифровой обработке поступающей информации. Кроме того, в этом случае возможно многократное воздействие лазерного излучения на одну и ту же позицию с целью накопления полезного сигнала.

Основными характеристиками дефлектора являются разрешающая способность и быстродействие. Под разрешающей способностью понимают число N разрешенных в пространстве световых пятен (позиций), укладываемых вдоль линии сканирования на объекте. Разрешающая способность дефлектора в одном из взаимно перпендикулярных направлений, например в направлении оси x (N_x), определяется известным выражением [7]

$$N_x = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} = \frac{\Delta v_a \tau}{\gamma}, \quad (1)$$

где $\Delta\theta$ – максимальный угол отклонения светового пучка при изменении акустической частоты (угол сканирова-

Л.А.Скворцов, В.М.Кириллов. Академия ФСБ РФ, Институт криптографии, связи и информатики, Россия, 117602 Москва, Мичуринский просп., 70; web-site: www.academy.fsb.ru; e-mail: laserpolus@stream.ru

ния); $\delta\theta$ – угловая ширина дифрагировавшего светового пучка в дальней зоне; $\Delta\nu_a$ – полоса акустических частот, в пределах которых возможно отклонение лазерного пучка; τ – время переключения дефлектора с одной позиции на другую; γ – параметр, зависящий от выбранного критерия разрешения двух соседних направлений с учетом закона распределения интенсивности света в поперечном сечении пучка.

Угловой размер $\delta\theta$ отклоненного светового поля в дальней зоне обусловлен дифракцией падающего света на апертуре дефлектора. Он зависит от распределения падающей волны на апертуре и от выбранного критерия разрешения двух соседних световых пятен. При оценке разрешения обычно используют критерий Рэлея [8]. Если принять этот критерий, то для однородного пучка прямоугольного сечения параметр $\gamma_R = 1$, а для однородного пучка круглого сечения $\gamma_R = 1.22$. Практически важным является случай, когда на дефлектор падает волна с гауссовым распределением поля. При этом угловой размер пятна в дальней зоне будет зависеть от степени ограничения падающего света апертурой дефлектора D и от ее формы [7, 9, 10]. Для гауссова пучка, ограниченного круглой апертурой дефлектора на уровне $1/e^2$ от максимальной интенсивности ($D = 2r'_0$, r'_0 – характерный радиус лазерного пучка, измеренный на уровне $1/e^2$ от максимальной интенсивности), $\gamma_R = 1.34$. Если гауссов пучок не ограничен апертурой дефлектора, то $\gamma_R = 4/\pi \approx 1.27$. Это приближение справедливо при $D \geq 3r'_0$, т. к. в этом случае дифракционные потери на краях апертуры пренебрежимо малы. В технической документации на дефлектор число разрешенных в пространстве позиций обычно указывают для однородного пучка прямоугольного сечения, полагая $\gamma_R = 1$ [9, 10]. Разрешающая способность дефлектора в направлении оси y (N_y) определяется аналогичным образом. Следовательно, двухкоординатный дефлектор способен адресовать лазерный пучок в одну из $N = N_x N_y$ позиций в плоскости xy .

В классической термографии время формирования кадра T_f – это время между моментом, когда система сканирования визирует первую точку поля зрения, и моментом, когда система, завершив сканирование всех остальных точек поля зрения, возвращается к исходной точке [1]. Пусть τ_p – время, в течение которого лазерное излучение воздействует на отдельную позицию, другими словами, это длительность лазерного импульса. При $\tau_p \gg \tau$ время формирования кадра в рассматриваемой задаче можно оценить из соотношения $T_f = nN\tau_p$, где n – число проходов вдоль каждой строки.

3. Поперечное разрешение метода ЛФТР со сканирующим устройством

Метод лазерной фототермической радиометрии основан на том, что температуру поверхности образца модулируют лазерным излучением. При этом происходит модуляция интенсивности теплового излучения, испускаемого тем участком объекта, который подвергается воздействию [2–6]. Принимая во внимание эти особенности, следует внести пояснения в определения ряда важнейших параметров, характеризующих термографическую систему, в основу работы которой положен метод ЛФТР со сканирующим устройством.

Рассмотрим случай, когда изображение прямоугольного формата получено путем построчного сканирова-

ния объекта лазерным пучком, дискретно перемещающимся в плоскости объекта с постоянным шагом. Выше были указаны значения параметра γ_R , соответствующие критерию Рэлея. При определении разрешающей способности дефлектора, предназначенного для работы в составе активной термографической системы в указанном режиме, необходимо исходить из другого критерия, согласно которому степень разрешения соседних световых пучков должна зависеть от требований по температурному разрешению. Это связано с тем, что в рассматриваемом методе регистрируемая переменная составляющая теплового потока $\Delta\Phi_\lambda \sim \Delta T_\tau$, где ΔT_τ – максимальное значение температуры поверхности, нагреваемой лазерным излучением [2–6].

В результате термодиффузии происходит поперечное распространение тепла вдоль поверхности образца. При отклонении пучка на соседнюю позицию влияние этого процесса на температуру в месте нового позиционирования лазерного пучка должно ограничиваться требуемым разрешением по этому параметру. В связи с этим принципиальным становится знание поверхностного профиля температуры при нагреве образца лазерным импульсом. Общую формулу для избыточной температуры $\Delta T(r, t)$ поверхности как функции координат и времени в явном виде получить невозможно. Поэтому мы приведем результаты численного расчета этой зависимости для ряда случаев, представляющих, на наш взгляд, наибольший интерес.

Рассмотрим задачу нагрева поверхности полубесконечной среды лазерным импульсом прямоугольной формы, что с хорошим приближением отражает реальную ситуацию при использовании АОД при условии $\tau_p \gg \tau$. Тогда интенсивность $J(t) = J_0\theta(\tau_p - t)$, где J_0 – интенсивность лазерного излучения, падающего на поверхность; τ_p – длительность лазерного импульса, примерно совпадающая со временем, в течение которого акустическая частота имеет определенную величину из набора дискретных значений;

$$\theta(t) = \begin{cases} 1, & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}$$

– функция Хевисайда.

В качестве конкретного пространственного профиля пучка выберем гауссов, поскольку он представляет наибольший интерес. Температура на поверхности образца как функция расстояния r от центра лазерного пятна в момент времени t может быть получена путем интегрирования [11]:

$$\Delta T(r, t) = \frac{r_0^2}{k} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^t \frac{J(t-t') dt'}{\sqrt{t'(4at' + r_0^2)}} \exp\left(-\frac{r^2}{4at' + r_0^2}\right), \quad (2)$$

где r_0 – характерный радиус гауссова пучка на уровне $1/e$ от максимальной интенсивности; k – теплопроводность; a – температуропроводность образца.

Особый интерес с точки зрения применения рассматриваемого метода представляет нагрев вещества сфокусированным пучком лазера. В этом случае диаметр лазерного пятна, определяемый дифракционной расходимостью излучения, может находиться в пределах $d = 2r_0 \approx 1 - 10$ мкм, что значительно меньше размеров чувствительного элемента существующих фотоматриц ИК диапазона спектра [12].

Для примера сравним два образца, которые выполнены из материалов, существенно различающихся по вели-

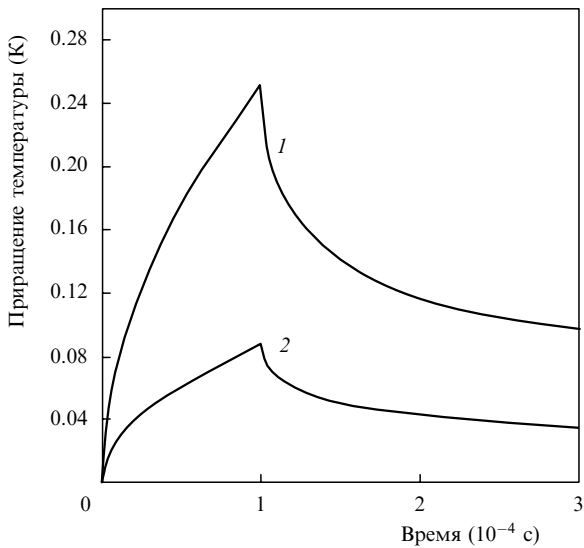


Рис.1. Расчетные зависимости приращения температуры поверхности образца на расстояниях от центра лазерного пятна $r = 0.0040$ (1) и 0.0045 см (2) в случае низкой теплопроводности материала. Параметры задачи: $a = 1.5 \times 10^{-3}$ см²/с, $k = 4 \times 10^{-3}$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, $r_0 = 0.002$ см, $\tau_p = 10^{-4}$ с, приращение температуры в центре лазерного пятна $\Delta T_{\tau} = \Delta T_{\max}(0) = 13.24$ К.

чине теплопроводности (биологическая ткань и железо). Расчетные временные зависимости приращения температуры поверхности образцов на различных расстояниях от центра лазерного пятна представлены на рис.1 и 2. Из их сравнения следует, что формы кривых различаются между собой. Отметим, что значения максимальной температуры в центре лазерного пятна в обоих случаях практически совпадают. Для кривых, представленных на рис.1, температура достигает максимума за время, равное длительности импульса, а затем уменьшается. Это значит, что распространения тепла на интересующие нас расстояния в направлениях, параллельных

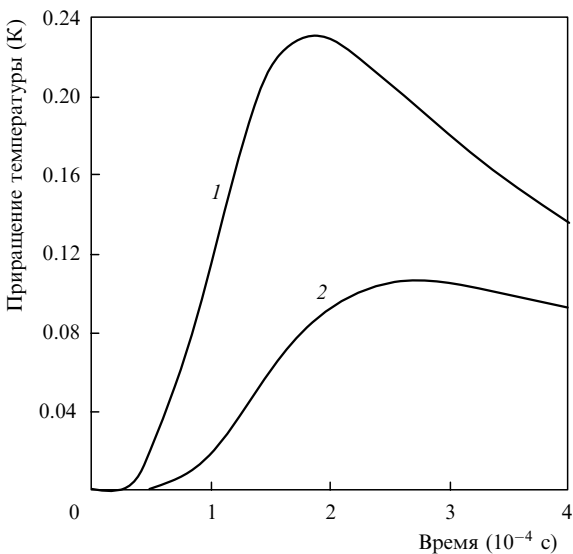


Рис.2. Расчетные зависимости приращения температуры поверхности образца на расстояниях от центра лазерного пятна $r = 0.010$ (1) и 0.013 см (2) в случае высокой теплопроводности материала. Параметры задачи: $a = 0.125$ см²/с, $k = 0.5$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, $r_0 = 0.002$ см, $\tau_p = 10^{-4}$ с, приращение температуры в центре лазерного пятна $\Delta T_{\tau} = \Delta T_{\max}(0) = 13.38$ К.

поверхности, не происходит. В то же время характер поведения зависимостей, представленных на рис.2, свидетельствует о существенном влиянии поперечного распространения тепла, т. к. максимумы температуры достигаются после окончания лазерного импульса.

Если принять достаточным разрешение по температуре $\Delta T_{th} = 0.1$ К, то, как видно из приведенных на рис.1 кривых, минимальным расстоянием между двумя разрешимыми позициями можно считать $r = 2r_0$, где $r_0 = r'_0/\sqrt{2}$ – радиус пятна на уровне $1/e$ от максимальной интенсивности. Это означает, что в формуле (1) параметр $\gamma = \gamma_R/\sqrt{2}$, где $\gamma_R = 1.34$ – значение параметра для гауссова пучка, ограниченного круглой апертурой дефлектора на уровне $1/e^2$ от максимальной интенсивности. Таким образом, разрешающая способность дефлектора в одном из направлений примерно в $\sqrt{2}$ раз больше разрешения по Рэлею. В то же время во втором случае, т. е. для материала с высокой теплопроводностью, минимальное расстояние между двумя разрешимыми позициями $r = 6.5r_0$ и $\gamma = 2.3\gamma_R$. Следовательно, разрешающая способность дефлектора в 2.3 раза меньше получаемой по критерию Рэлея.

4. Схема измерений

В самом общем виде лазерная термографическая система состоит из сканирующего устройства, ИК оптики, приемника теплового излучения и блока визуализации. Для сканирования светового пучка по двум координатам используют два расположенных последовательно одномерных АОД, ориентированных в ортогональных направлениях [7]. Для примера рассмотрим дефлекторы с круглой апертурой, в промежутке между которыми не требуется установка дополнительной оптики. Поскольку разрешающая способность дефлектора пропорциональна его апертуре, то диаметр лазерного пучка на входе отклоняющей системы делают близким к апертуре дефлектора. Лазерное излучение, отклоненное дефлектором в

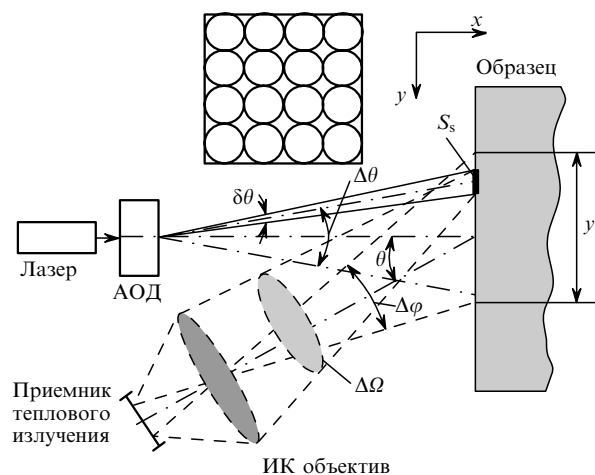


Рис.3. Схема лазерного сканирующего радиометра с одноэлементным ИК приемником излучения: $\Delta\theta$ – угол сканирования; $\delta\theta$ – угловая ширина дифрагировавшего светового пучка; $\Delta\Omega$ – телесный угол теплового потока, направляемого в оптическую систему; θ – угол между направлением регистрируемого светового потока и нормалью к поверхности; $\Delta\phi$ – угловой размер фотоприемника (линейный угол, ограничивающий его мгновенное поле зрения).

сторону исследуемого объекта, образует пучок, который фокусируется линзой на определенной позиции плоскости объекта с заданным адресом в пределах мгновенного поля зрения приемника ИК излучения. Эта же позиция с помощью ИК объектива отображается на чувствительной площадке приемника излучения. Схема измерений согласно рассматриваемому методу представлена в упрощенном виде на рис.3, на котором не показана оптика, формирующая лазерное излучение.

5. Оценка параметров лазерной термографической системы

Важнейшим параметром любой термографической системы является эквивалентная шуму разность температур (NETD), которую в дальнейшем будем обозначать ΔT_{th} [1]. Формулу для ее вычисления получим исходя из выражения для спектрального потока $\Delta\Phi_\lambda$, воспринимаемого ИК приемником при лазерном облучении поверхности [3, 6]:

$$\Delta\Phi_\lambda = \Delta B_\lambda G t_\lambda = \Delta T_\tau \Delta\Omega S_s \cos\theta \frac{1}{\pi} \varepsilon_\lambda t_\lambda \frac{\partial W_\lambda(T)}{\partial T} d\lambda, \quad (3)$$

где ΔB_λ – изменение спектральной яркости абсолютно черного тела; W_λ – спектральная плотность излучаемого им потока теплового излучения; ε_λ – спектральная излучательная способность; $G = \Delta\Omega S_s \cos\theta$ – геометрический фактор оптической системы; T – измеряемая температура тела; ΔT_τ – максимальное значение температуры нагрева поверхности объекта лазерным излучением; $\Delta\Omega$ – телесный угол теплового потока, направляемого в оптическую систему; θ – угол между направлением регистрируемого светового потока и нормалью к поверхности, облучаемой лазерным излучением; S_s – площадь лазерного пятна на поверхности образца; t_λ – спектральный коэффициент пропускания оптической системы.

Нас интересует дифференциальное изменение потока в зависимости от температуры при постоянном значении ΔT_τ . Взяв дифференциал от обеих частей выражения (3), положим его равным спектральной пороговой чувствительности детектора $\Phi_{th}(\lambda)$:

$$\begin{aligned} d(\Delta\Phi_\lambda) &= \frac{\Delta\Omega}{\pi} \Delta T_\tau S_s \cos\theta \varepsilon_\lambda t_\lambda \frac{\partial^2 W_\lambda(T)}{\partial T^2} d\lambda dT \\ &= \frac{\sqrt{S_d \Delta f}}{D^*(\lambda)} = \Phi_{th}(\lambda), \end{aligned} \quad (4)$$

где $D^*(\lambda)$ – удельная спектральная обнаружительная способность ИК детектора; Δf – ширина электрической полосы пропускания; S_d – площадь приемной площадки детектора.

Интегрируя выражение (4) в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, для разрешения по температуре метода ЛФТР получаем следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \Delta T_{th} &= \sqrt{S_d \Delta f} \left[\frac{\Delta\Omega}{\pi} \sqrt{n} \Delta T_\tau S_s \cos\theta \right. \\ &\quad \left. \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda \frac{\partial^2 W_\lambda}{\partial T^2} t_\lambda D^*(\lambda) d\lambda \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для улучшения температурного разрешения можно использовать накопление сигнала при многократном прохождении лазерного пучка вдоль каждой строки. В этом случае полезная электрическая полоса пропускания уменьшится в \sqrt{n} раз, что отражено в полученной формуле (n –

число проходов). В рассматриваемом случае ширина электрической полосы пропускания измерительной системы $\Delta f \approx 1/\tau_p$. Принимая $\tau_p = 10^{-4}$ с, получаем оценочное значение $\Delta f = 10^4$ Гц. Заметим, что $\tau_p \gg \tau, \tau_d$ (τ – постоянная времени приемника)

Зададимся значением температурного разрешения $\Delta T_{th} = 0.1$ К и проведем оценку параметров рассматриваемого метода, исходя из существующей элементной базы. В качестве фотоприемника рассмотрим стандартный детектор МСТ-13-0.50 на основе соединения HgCdTe, оптимизированный для диапазона длин волн 2–13 мкм [12]. Постоянная времени приемника $\tau_d = 0.4 \times 10^{-6}$ с, размер чувствительного элемента составляет 0.5×0.5 мм ($S_d = 2.5 \times 10^{-3}$ см²), удельная обнаружительная способность $D^*(12, 10000, 1) > 4 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹, ее среднее значение $\bar{D}^* = 2.5 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹. В указанном диапазоне длин волн при $T = 300$ К интеграл $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\partial^2 W_\lambda / \partial T^2) \times d\lambda = 5.34 \times 10^{-6}$ Вт·см⁻²·К⁻².

В качестве ИК оптики рассмотрим германиевый объектив с числовой апертурой $NA = 0.7$. Оценки проведем для случая, когда объект и его изображение находятся на двойном фокусном расстоянии от объектива. Будем считать, что диаметр лазерного пятна (по уровню $1/e^2$ от максимальной интенсивности) на поверхности образца $2r'_0 = d_s = 30$ мкм ($S_s = 7 \times 10^{-6}$ см²). При этом геометрический фактор оптической системы $G = 2.4 \times 10^{-6}$ см²·ср. Для рассматриваемого диапазона длин волн примем $\varepsilon_\lambda = \varepsilon = 0.9$ и $t_\lambda = t = 0.8$. Кроме того, положим $\Delta T_\tau = 10$ К ($\Delta T_\tau \ll T$) [5, 6]. С учетом приведенных значений параметров, входящих в соотношение (5), минимальное число проходов n , необходимых для формирования изображения, будет равно ~ 50 .

При выборе АО дефлектора будем исходить из требований к двум его основным параметрам – быстродействию и пространственному разрешению. Учитывая приведенные в разд.3 результаты, для материала с низкой температуропроводностью количество разрешенных позиций двухкоординатного дефлектора в два раза превышает значение, соответствующее критерию Рэлея, т.е. для выбранной оптической схемы $N_1 \geq 2S_d/d_s^2$. При оценке числа позиций мы пренебрегли влиянием расфокусировки лазерного излучения в процессе сканирования в силу малого поля обзора системы. Таким образом, дефлектор должен разрешать в каждом из направлений не менее $\sqrt{N_1} \geq 30$ позиций. В этом случае время формирования кадра не должно превышать $T_f = nN_1\tau_p = 4$ с, если быстродействие дефлектора $\tau \ll \tau_p$. Аналогичные оценки, выполненные для материала с высокой температуропроводностью, показывают, что число разрешенных позиций в каждом из направлений не превышает $\sqrt{N_1} \leq 10$. Соответственно время формирования кадра $T_f \leq 1.3$ с. Этим условиям удовлетворяет, например, двухкоординатный акустооптический дефлектор DTXY-100 [10]. Его основные параметры: время переключения $\tau = 2.6 \times 10^{-6}$ с, число разрешенных (по Рэлею) позиций для гауссова пучка (длина волны излучения $\lambda = 532$ нм) $N = N_x N_y = 100 \times 100$, апертура $D = 1.7$ мм, угол сканирования $\Delta\theta = (41 \times 41) \times 10^{-3}$ рад, полоса рабочих частот $\Delta\nu_a = 50$ МГц.

6. Заключение

Показано, что метод ЛФТР с акустооптическим сканированием лазерного излучения может найти применение в тепловидении при анализе температурных полей.

Поскольку сканирование сфокусированного лазерного пучка происходит в пределах мгновенного поля зрения одноэлементного фотоприемника, то рассматриваемый метод особенно эффективен при исследовании малоразмерных объектов. Как следует из результатов работы, метод позволяет исследовать профиль температуры на поверхности объекта с микронным поперечным разрешением, что делает перспективным его применение в тепловизионной микроскопии. Необходимо подчеркнуть, что пространственное (поперечное) разрешение метода не следует из критерия Рэлея, а связано с конкретными требованиями по температурному разрешению. Увеличение поперечного разрешения при неизменном температурном разрешении приводит к возрастанию затрат времени на получение одной термограммы, так что выбор этих параметров должен быть компромиссным. Рассмотренные в работе примеры свидетельствуют о том, что для ряда задач температурные поля можно исследовать в динамике с высокими температурным и пространственным разрешениями. При этом время формирования тер-

мограммы можно сократить путем увеличения геометрического фактора оптической системы, используя, например, более совершенную инфракрасную оптику [4, 13].

1. Госсорг Ж. *Инфракрасная термография* (М.: Мир, 1988).
2. Лопаткин В.Н., Сидорюк О.Е., Скворцов Л.А. *Квантовая электроника*, **12**, 339 (1985).
3. Loarer T., Greffet J.J., Heutz-Aubert M. *Appl. Opt.*, **29**, 979 (1990).
4. Nicolaidis L., Mandelis A. *Opt. Express*, **7**, 13 (2000).
5. Скворцов Л.А., Кириллов В.М. *Квантовая электроника*, **33**, 1113 (2003).
6. Кириллов В.М., Скворцов Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 797 (2006).
7. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
8. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
9. <http://www.brimrose.com>
10. <http://www.eopc.com>
11. Рэди Дж. *Действие мощного лазерного излучения* (М.: Мир, 1974).
12. <http://www.irassociates.com>
13. Vanniasinkam J., Munidasa M., Othonos A., Kokta M., Mandelis A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33** (12), 2301 (1997).