

Измерение температуры поверхности тел методом лазерной фототермической радиометрии

Л.А.Скворцов, В.М.Кириллов

Рассматриваются особенности бесконтактного измерения температуры поверхности тел с помощью лазерной фототермической радиометрии при импульсно-периодическом воздействии, формулируются требования к параметрам лазерного излучения и измерительной схемы. Приводится оценка чувствительности метода. Обсуждаются преимущества лазерной фототермической радиометрии по сравнению с традиционным пассивным радиометрическим методом измерений.

Ключевые слова: измерение температуры, инфракрасная термометрия, лазерная фототермическая радиометрия.

1. Введение

В последние годы появилось значительное число бесконтактных методов измерения температуры поверхности твердых тел, основанных на различных физических явлениях [1]. Несмотря на это, наиболее распространенным и универсальным остается метод так называемой пассивной радиометрии, основанный на регистрации теплового излучения объекта [1, 2]. Так, для бесконтактного измерения температуры тел в процессе мониторинга и контроля параметров в различных сферах производства широкое применение нашли компактные ИК термометры с пироэлектрическим фотоприемником [2, 3], отличающиеся надежностью и удобством в эксплуатации, а также сравнительно низкой стоимостью.

Однако метод пассивной радиометрии имеет ряд недостатков, ограничивающих области его применения. Например, измерение температуры твердых тел при интенсивном фоновом излучении от посторонних источников может привести к существенным погрешностям. В этом случае достаточно трудно отделить собственное тепловое излучение образца от фонового сигнала, т.е. от отраженного (рассеянного) или проходящего через образец излучения окружающих его нагретых тел. Применение радиационного метода малоэффективно в области низких температур вследствие уменьшения интенсивности регистрируемого теплового излучения.

2. Постановка задачи

С учетом сказанного определенные перспективы в развитии радиометрического метода измерения температуры поверхности твердых тел может иметь способ, основанный на известном методе лазерной фототермической радиометрии [4–7]. Особенностью этого способа является его активный характер, т.к. в процессе измерений исследуемый образец подвергается воздействию пе-

риодических импульсов лазерного излучения. Вследствие поглощения лазерного излучения и выделения при этом тепла имеет место модуляция температуры поверхности и регистрируемого теплового сигнала на частоте повторения лазерных импульсов. Регистрируемый сигнал теплового излучения в данном случае зависит как от измеряемой температуры объекта, так и от ее квазипериодической флуктуации, вызванной воздействием лазерного излучения.

Периодическое воздействие повышает чувствительность метода, т.к. позволяет использовать технику выделения слабого сигнала на уровне или ниже шумов, основанную на реализации режима накопления сигнала. Лазерная фототермическая радиометрия традиционно используется для дистанционного спектрального анализа и измерения оптического поглощения в различных средах. Этот метод может быть весьма эффективным и при измерении температуры поверхности твердых тел [8–11]. Цель настоящей работы – развитие метода лазерной фототермической радиометрии применительно к измерению температуры поверхности твердых тел, оценка его температурного разрешения и сравнение с традиционным пассивным радиометрическим методом при измерениях в диапазоне комнатных температур.

3. Теоретическое рассмотрение

Рассмотрим задачу нагрева полубесконечной среды лазерным излучением с гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении пучка. Будем считать, что среда подвергается воздействию периодических лазерных импульсов прямоугольной формы. При этом предположим, что исследуемый образец представляет собой термически толстую среду, т.е.

$$L \gg (naT_p)^{1/2}, \quad (1)$$

где L – толщина образца; a – температуропроводность образца; T_p – период повторения лазерных импульсов; n – число воздействующих на образец импульсов лазерного излучения.

В этом случае выражение для интенсивности лазерного излучения как функции времени имеет следующий вид:

Л.А.Скворцов, В.М.Кириллов. Институт криптографии, связи и информатики Академии Федеральной службы безопасности РФ, Россия, 117602 Москва, Мичуринский проспект, 70; web-site: www.fssr.ru

Поступила в редакцию 6 мая 2003 г.

$$J(t) = J_0[\Theta(t) - \Theta(t - \tau_p) + \Theta(t - \tau_p - \tau_d) - \dots], \quad (2)$$

где J_0 – интенсивность лазерного излучения, падающего на поверхность; τ_p – длительность лазерного импульса; τ_d – время задержки между импульсами;

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

– функция Хевисайда. Будем предполагать, что пространственное распределение интенсивности лазерного излучения в плоскости образца имеет гауссов профиль и определяется выражением

$$J(r, t) = J(t) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right), \quad (3)$$

где r_0 – радиус гауссова пучка.

Рассмотрим процесс нагрева оптически непрозрачных сред, для которых выполняется соотношение

$$\alpha L \gg 1, \quad (4)$$

где α – коэффициент поглощения образца на длине волны лазерного излучения λ . Будем считать, что поглощение лазерного излучения происходит в тонком слое толщиной $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ см.

Изменение температуры, создаваемое источником (3) на поверхности полубесконечного тела, как функция расстояния r от центра нагреваемого пятна в момент времени t может быть найдено при интегрировании следующего выражения [12]:

$$\Delta T(r, t) = \frac{r_0^2}{k} \left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^t \frac{J(t-t') dt'}{\sqrt{t'(4at' + r_0^2)}} \times \exp\left(-\frac{r^2}{4at' + r_0^2}\right), \quad (5)$$

где k – коэффициент теплопроводности. В дальнейшем нас будет интересовать температура в окрестности центра лазерного пятна, т. е. на расстояниях $r \ll r_0$. В этом приближении для ее расчета можно не учитывать экспоненциальный множитель в подынтегральном выражении. Для вычислений удобно ввести обозначения

$$t_0 = \frac{c\rho r_0^2}{4k}, \quad T_0 = \frac{J_0 r_0}{2k\sqrt{\pi}},$$

где ρ – плотность вещества; c – удельная теплоемкость вещества; t_0 взято в секундах, T_0 – в кельвинах. Тогда выражение (5) будет иметь вид

$$\Delta T(0, t) = T_0 t_0^{1/2} \int_0^t \frac{dt'}{\sqrt{t'(t_0 + t')}} \frac{J(t-t')}{J_0}. \quad (6)$$

Разобьем весь процесс воздействия на образец периодических лазерных импульсов на n циклов. При этом в течение каждого цикла, длительность которого равна периоду повторения импульсов T_p , имеет место нагревание и охлаждение образца. Для n полных циклов, т. е. при $n\tau_p + (n-1)\tau_d < t < n(\tau_p + \tau_d)$, выражение (6) может быть представлено в виде суммы знакопеременного ряда:

$$\begin{aligned} \Delta T(0, t) = 2T_0 \left\{ \arctan \left[\frac{t - (n-1)(\tau_p + \tau_d)}{t_0} \right]^{1/2} \right. \\ - \arctan \left[\frac{t - (n-1)(\tau_p + \tau_d) - \tau_p}{t_0} \right]^{1/2} \\ + \arctan \left[\frac{t - (n-2)(\tau_p + \tau_d)}{t_0} \right]^{1/2} \\ - \arctan \left[\frac{t - (n-2)(\tau_p + \tau_d) - \tau_p}{t_0} \right]^{1/2} \\ \left. + \dots + \arctan \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2} - \arctan \left(\frac{t - \tau_p}{t_0} \right)^{1/2} \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Обрывать эту сумму следует слева, когда $n-1$ обращается в нуль. Например, во время первого импульса, т. е. при $n=1$ и $t < \tau_p$, имеем

$$\Delta T(0, t) = 2T_0 \arctan \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

В то же время в течение первой задержки (проходит 1-й цикл), т. е. при $n=1$ и $\tau_p < t < \tau_p + \tau_d$, получаем

$$\Delta T(0, t) = 2T_0 \left[\arctan \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2} - \arctan \left(\frac{t - \tau_p}{t_0} \right)^{1/2} \right]. \quad (9)$$

В качестве примера рассмотрим процесс нагрева поверхности железа ($k = 0.5 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $c = 0.5 \text{ Дж}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ и $\rho = 8 \text{ г/см}^3$) последовательностью лазерных импульсов. Положим, что характерный размер пучка на поверхности $r_0 = 0.5$ см. Расчет проведем для двух режимов облучения: 1) $\tau_p = 10^{-8}$ с и $\tau_d = 10^{-5}$ с; 2) $\tau_p = 10^{-8}$ с и $\tau_d = 5 \times 10^{-2}$ с. Интенсивность лазерного излучения в обоих случаях одинакова и равна $2.5 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2$, что соответствует энергии в импульсе $W = 0.002$ Дж. Результаты расчета изменения температуры поверхности приведены в табл. 1, а для первых пяти импульсов – на рис. 1. Следует отметить, что параметры современных твердотельных лазеров на алюмоиттриевом гранате ($\lambda = 1.06$ мкм), в частности с полупроводниковой накачкой, вполне удовлетворяют условиям второго режима облучения с учетом коэффициента отражения от поверхности окисленного железа $R \leq 30\%$ [13]. Из рис. 1 видно, что периодическое воздействие лазерного излучения на образец изменяет температуру его поверхности. При этом одновременно с квазипериодической флуктуацией температуры ΔT_τ происходит статическое возрастание температуры поверхности образца ΔT_0 , которое тем больше, чем выше средняя мощность лазерного излучения.

Очевидно, что статическая добавка есть не что иное, как температура к моменту окончания n -го полного цикла: $\Delta T_0 = \Delta T_{0n} = \Delta T(0, n(\tau_p + \tau_d))$. При этом скорость возрастания статической составляющей уменьшается с ростом времени воздействия (табл. 1). В свою очередь, увеличение скважности лазерных импульсов позволяет уменьшить ΔT_0 до требуемого минимума. Квазипериодическая составляющая избыточной температуры $\Delta T_\tau = \Delta T_{\tau n}$ также зависит от времени воздействия. При достаточно больших n ее можно представить как разность приращений температуры после n -го импульса и после окончания n -й задержки, т. е. $\Delta T_{\tau n} = \Delta T(0, n(\tau_d + \tau_p) + \tau_p)$

$-\Delta T(0, n(\tau_d + \tau_p))$). Из табл.1 видно, что уже при $n \geq 10$ величина ΔT_{tn} практически (с точностью $\sim 0.03^\circ\text{C}$) не зависит от времени воздействия и ее можно считать постоянной:

$$\Delta T_{tn} = \Delta T_{\tau_1} = \Delta T(0, t) = 2T_0 \arctan\left(\frac{\tau_p}{t_0}\right)^{1/2} = \text{const.}$$

Табл.1. Результаты расчета изменения температуры поверхности ΔT железа при различных режимах импульсно-периодического лазерного воздействия.

n	Режим 1: $\tau_p = 10^{-8}$ с, $\tau_d = 10^{-5}$ с, $J_0 = 2.5 \times 10^5$ Вт/см ² , $r_0 = 0.5$ см		Режим 2: $\tau_p = 10^{-8}$ с, $\tau_d = 5 \times 10^{-2}$ с, $J_0 = 2.5 \times 10^5$ Вт/см ² , $r_0 = 0.5$ см	
	ΔT (°C)		ΔT (°C)	
	Максимум	Минимум	Максимум	Минимум
1	19.947	0.315	19.947	0.004
2	20.262	0.538	19.951	0.007
3	20.485	0.720	19.954	0.009
4	20.667	0.878	19.956	0.010
5	20.825	1.019	19.957	0.011
6	20.966	1.148	19.958	0.012
7	21.094	1.266	19.959	0.013
8	21.213	1.378	19.960	0.014
9	21.325	1.483	19.961	0.015
10	21.430	1.582	19.962	0.016
...
91	25.481	5.567	19.977	0.03
92	25.514	5.600	19.977	0.03
93	25.546	5.632	19.977	0.03
94	25.579	5.665	19.977	0.03
95	25.612	5.697	19.977	0.03
96	25.644	5.730	19.977	0.03
97	25.676	5.761	19.977	0.03
98	25.708	5.793	19.977	0.03
99	25.740	5.825	19.977	0.03
100	25.771	5.856	19.977	0.03

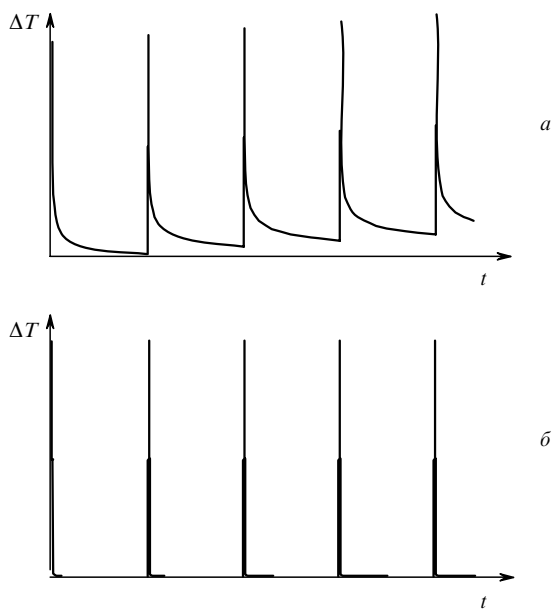


Рис.1. Расчетная зависимость изменения температуры поверхности железа для первых пяти лазерных импульсов при $\tau_p = 10^{-8}$ с, $\tau_d = 10^{-5}$ с (а) и $\tau_p = 10^{-8}$ с, $\tau_d = 5 \times 10^{-2}$ с (б). Интенсивность лазерного излучения $J_0 = 2.5 \times 10^5$ Вт/см².

4. Особенности радиометрического метода измерения температуры тел при лазерной активации поверхности

В соответствии с законом Стефана – Больцмана изменение интегральной плотности теплового потока ΔW_{T_τ} , излучаемого серым телом на всех длинах волн, дается выражением

$$\Delta W_{T_\tau} = 4\varepsilon\sigma(T + \Delta T_0)^3 \Delta T_\tau, \quad (10)$$

где $\sigma = 5.67 \times 10^{-12}$ Вт·см⁻²·К⁻⁴ – постоянная Стефана – Больцмана; ε – интегральная излучательная способность образца. Предполагается, что $\Delta T_\tau/T \ll 1$.

Если можно пренебречь влиянием неинформативной статической составляющей температуры образца ΔT_0 ($\Delta T_0 \ll T$), то, как следует из (10), одинаковые флуктуации ΔT_τ при различных температурах поверхности образца T приводят к различным переменным составляющим теплового потока ΔW_{T_τ} , испускаемого поверхностью. В этом случае по измеряемому сигналу можно однозначно судить о температуре поверхности тела T . Таким образом, в радиометрическом методе измерения температуры тел при лазерной активации поверхности устранение влияния статической составляющей температуры образца ΔT_0 и обеспечение стабильности и постоянства квазипериодической флуктуации температуры поверхности ΔT_τ за время измерения являются принципиальными задачами. Будем считать, что величина ΔT_0 не влияет на результат измерений, если выполняется соотношение $\Delta T_0 \leq \Delta T_{ac} \ll T$, где ΔT_{ac} – требуемое разрешение по температуре.

В общем случае флуктуация температуры $\Delta T_\tau = \Delta T_\tau(x)$, т. е. зависит от коэффициента поглощения лазерного излучения. Поэтому и ΔW_{T_τ} зависит как от оптических, так и от тепловых свойств образца. Однако это имеет место в том случае, когда отсутствуют условия для возникновения режима насыщения, при котором регистрируемый сигнал ΔW_{T_τ} не зависит от оптических свойств среды, т. е. от коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ [4, 7]. Именно этот случай представляет наибольший интерес для лазерной радиометрической ИК термометрии. Существуют два механизма, обеспечивающих регистрацию фототермического сигнала в условиях насыщения. Первый связан с тем, что вклад в регистрируемый сигнал ΔW_{T_τ} дает все тепло, выделяющееся в поверхностном слое вещества, толщина которого соизмерима с глубиной тепловой диффузии l_T . В связи с этим, как и в фотоакустике [14], должно выполняться соотношение

$$l_\alpha \ll l_T, \quad (11)$$

где $l_\alpha = \alpha^{-1}$ – глубина оптического поглощения;

$$l_T \sim (aT_p)^{1/2} = \left(\frac{kT_p}{\rho c}\right)^{1/2}.$$

Второй механизм обусловлен конечной толщиной слоя вещества l_β , прозрачного для испускаемого им теплового излучения, что также приводит к насыщению [4, 7, 11]. Поэтому одновременно должно выполняться условие

$$l_\beta = \beta^{-1} \gg l_\alpha, \quad (12)$$

где β – усредненный коэффициент поглощения образца на длинах волн регистрируемого теплового излучения.

С учетом предположения о поверхностном характере нагрева, т. е. при соответствующем выборе длины волны лазерного излучения, сформулированные выше условия для регистрации теплового сигнала в режиме насыщения выполняются практически для любых режимов лазерного воздействия.

Тем не менее существуют условия, которые косвенным образом ограничивают возможные диапазоны изменения длительности и периода повторения лазерных импульсов и связаны с выполнением соотношений $\Delta T_r/T \ll 1$ и $\Delta T_0 \leq \Delta T_{ac} \ll T$. Первое из них накладывает ограничения на интенсивность лазерного излучения, а второе – на его среднюю мощность.

Коэффициент отражения материалов, особенно металлических, существенно зависит от состояния их поверхности (структуры, качества обработки, степени окисления). Поэтому при термометрии необходимо осуществлять контроль отражательной способности материала $R(\lambda)$. Шероховатость поверхности может являться серьезным препятствием для любой оптической диагностики. Количественная модель взаимодействия лазерного излучения с образцом в этом случае должна учитывать рассеяние либо обосновывать его несущественность. Шероховатость поверхности может вносить заметную систематическую погрешность при измерении коэффициента отражения образца. В связи с этим для применения рассматриваемого метода необходимо исследовать вопрос о влиянии рассеяния на регистрируемый сигнал.

Если влиянием рассеянного излучения можно пренебречь, то техническая реализация такого контроля не вызывает затруднений. Одна из возможных схем измерения температуры поверхности твердых тел методом лазерной радиометрии приведена на рис.2. Оптическую систему в измерительной схеме применяют для увеличения поля зрения фотоприемника. Используют как линзовую, так и зеркальную оптику в зависимости от требований, поставленных при решении конкретных задач [15].

5. Оценка разрешения по температуре радиометрического лазерного термометра

Для определения возможных областей применения

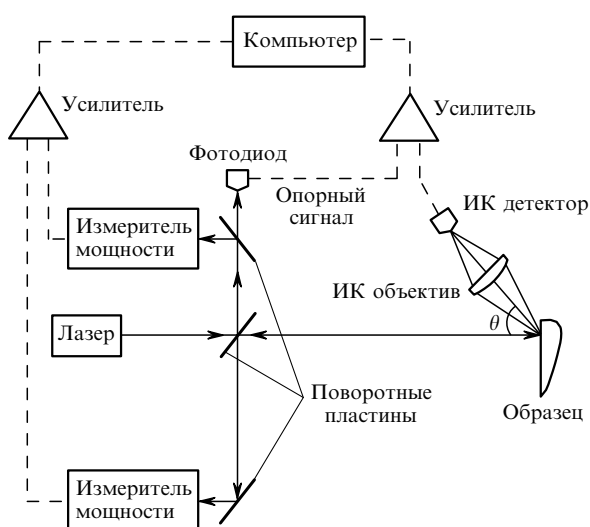


Рис.2. Принципиальная схема лазерного радиометрического термометра.

лазерных радиометрических термометров, а также для корректного сравнения их с приборами, работа которых основана на других принципах, несомненный интерес представляет оценка предельных параметров лазерной радиометрической термометрии. Важнейшими среди них являются разрешение по температуре ΔT_{ac} и пространственное разрешение прибора [2, 15]. При этом ΔT_{ac} определяется как разность температур объекта ΔT , при которой отношение сигнала к шуму равно единице [15]. В свою очередь, пространственное разрешение радиометрического термометра определяется площадью зоны измерения температуры на поверхности объекта S_{ob} . Поскольку весь поток излучения от нее должен собираться на чувствительном элементе фотоприемника площадью S_{ph} , то площадь зоны измерения температуры определяется из простого соотношения:

$$S_{ob} \cos \theta = S_{ph} (L_0 x^{-1})^2, \quad (13)$$

где L_0 – расстояние от плоскости объектива до источника излучения; θ – угол между направлением регистрируемого светового потока и нормалью к освещаемой поверхности (главной плоскости объектива); x – расстояние от оптической системы до приемника. Предполагается, что площадь кружка наименьшего рассеяния используемой оптики $S_{sc} \ll S_{ob}$. При этом для выполнения приближения рассматриваемой задачи ($r_{ob} \approx S_{ob}^{1/2} \ll r_0$) в приведенной схеме измерений (рис.2) возможно использование расширителя лазерного пучка.

Еще одним важным параметром радиометрических термометров является показатель визирования K_{ob} , равный отношению расстояния до объекта к диаметру области измерения температуры на поверхности объекта и характеризующий возможность измерения температуры малоразмерных объектов на значительном расстоянии [2].

Проведем простейшую оценку разрешения по температуре, воспользовавшись выражением для переменной составляющей интегрального теплового потока, попадающего на приемную площадку ИК детектора, в приближении модели серого тела, излучающего по закону Ламберта:

$$\Delta \Phi_{T_r} = \Delta B_{T_r} G K_{\lambda T} \tau_{opt} = 4\epsilon K_{\lambda T} \sigma T^3 \pi^{-1} \tau_{opt} \Delta T_r S_{ob} \Delta \Omega \cos \theta, \quad (14)$$

где $\Delta B_{T_r} = 4\epsilon(\sigma T^3/\pi)\Delta T_r$ – изменение яркости источника; $G = S_{ob} \Delta \Omega \cos \theta$ – геометрический фактор оптической системы; $S_{ob} = \pi r_{ob}^2$ – площадь области, с поверхности которой радиометр принимает переменную составляющую потока ИК излучения; $\Delta \Omega$ – телесный угол потока, направляемого в оптическую систему; коэффициент пропускания оптической системы (поглощением в атмосфере пренебрегаем) и предполагается постоянным для спектральной области $\Delta \lambda$; коэффициент

$$K_{\lambda T} = \int_{\Delta \lambda} \frac{\partial W_{\lambda}(T)}{\partial T} d\lambda \frac{1}{4\epsilon T^3}$$

учитывает долю энергии теплового излучения в интервале регистрируемых длин волн $\Delta \lambda$ при малых ΔT ; $W_{\lambda}(T)$ – спектральная плотность потока излучения черного тела. Предполагая, что $\Delta T/T \ll 1$, можно пренебречь температурной зависимостью $\epsilon(T)$.

В приближении точечного источника $\Delta \Omega$ при конеч-

ном расстоянии до объекта L_0 определяется выражением

$$\Delta\Omega = 2\pi \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{D}{2L_0} \right)^2 \right]^{-1/2} \right\},$$

где D – световой диаметр объектива. В большинстве практических случаев, как правило, выполняется соотношение $[D/(2L_0)]^2 \ll 1$, т. е. $\Delta\Omega = \pi D^2/(4L_0^2)$.

Нас интересует дифференциальное изменение переменной составляющей регистрируемого потока в зависимости от температуры объекта при $\Delta T_\tau = \text{const}$. Поэтому, дифференцируя обе части выражения (14) и полагая величину $\delta(\Delta\Phi_{T_\tau})$ равной пороговой чувствительности детектора Φ_{th} , для оценки разрешения по температуре радиометрического лазерного термометра получим выражение

$$\Delta T_{ac} = \frac{\pi\Phi_{th}}{12\sigma\epsilon\tau_{opt}K_{\lambda T}S_{ob}\Delta\Omega \cos\theta} \frac{1}{T^2\Delta T_\tau}. \quad (15)$$

В ИК области наиболее часто используются линзовые оптические системы. Это обусловлено тем, что существующее разнообразие материалов и возможности обработки их поверхностей позволяют реализовать компактные оптические системы с высокими характеристиками. Чувствительность оптической системы для обнаружения ИК излучения связана с апертурой оптики, поэтому для проведения измерений обычно используется светосильная оптика. В качестве материала линзовой оптики часто используют германий, поскольку он обладает малыми потерями на поглощение и малой дисперсией в спектральном диапазоне 2–16 мкм. Учитывая область прозрачности германия и возможность реализации ахроматического просветляющего покрытия в диапазоне длин волн 8–12 мкм, для коэффициента $K_{\lambda T}$ при $T = 300$ К получаем следующую оценку: $K_{\lambda T} \leq 0.3$ [15].

Для измерения температуры образцов, расположенных на конечном расстоянии от объектива, одна из возможных оптических схем измерительной системы может быть построена так, что приемник излучения и облучаемый участок образца будут располагаться на двойном фокусном расстоянии от плоскости линзы. В этом случае линза измерительной системы полностью изображает источник на чувствительной площадке приемника излучения, т. е. $S_{ob} = S_{ph}$. При условии, что конструктивные параметры линзы обеспечивают примерное равенство площадей кружков рассеяния в плоскостях расположения образца и приемной площадки фотоприемника (при этом $S_{sc} \ll S_{ob} = S_{ph}$), весь тепловой поток от точечного источника (S_{ob}), заключенный в телесном угле $\Delta\Omega$, будет регистрироваться приемником излучения.

В качестве примера рассмотрим простейший однолинзовый объектив с относительным отверстием 2:1. В этом случае $\Delta\Omega = \pi/4 \approx 0.8$ и $\cos\theta \approx 1$ при $D = 40 - 50$ мм. В предположении, что просветление поверхностей позволяет получить в интервале длин волн 8–12 мкм коэффициент пропускания на одну поверхность 95%, получаем коэффициент пропускания оптической линзы $\tau_{opt} = (0.95)^2 \approx 0.9$. Полагая $\epsilon \approx 0.7$ (окисленное железо) [15], преобразуем (15) к виду

$$S_{ph}\Delta T_{ac} \approx \Phi_{th} \frac{3 \times 10^{11}}{T^2\Delta T_\tau}. \quad (16)$$

Видно, что для данной системы существует компромисс между температурным и пространственным разрешениями. С уменьшением размеров чувствительного элемента приемника (увеличивающим пространственное разрешение) повышается ΔT_{ac} и соответственно уменьшается температурное разрешение. Приоритет той или иной величине отдается в зависимости от требований к измерительной системе.

Пороговая чувствительность Φ_{th} пироэлектрического детектора с площадью чувствительного элемента $S_{ph} \sim 1$ мм² в единичной полосе частот $\Delta\nu = 1$ Гц при частоте модуляции регистрируемого сигнала 20 Гц не превышает 1.4×10^{-9} Вт [3, 15]. Принимая в соответствии с приведенным выше примером (табл.1), что периодическая флуктуация температуры поверхности $\Delta T_\tau \approx 20^\circ\text{C}$ при $T = 300$ К, из (16) для рассматриваемой измерительной схемы получаем неравенство

$$S_{ph}\Delta T_{ac} \geq 2 \times 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{К}, \quad (17)$$

из которого следует, что $\Delta T_{ac} \sim 0.02^\circ\text{C}$. Полученное значение соизмеримо со статической составляющей температуры $\Delta T_0 \sim 0.03^\circ\text{C}$ для второго режима облучения (см. табл.1). При этом показатель визирования $K_{ob} = L_0/S_{ob}^{1/2} = 2f/S_{ph}^{1/2} \geq 50$ (при $f = 25 - 30$ мм).

6. Выводы

Таким образом, для исследованной схемы измерений температурное разрешение ΔT_{ac} лазерного радиометрического термометра с пироэлектрическим фотоприемником может не превышать $\sim 0.05^\circ\text{C}$ при относительно высоком показателе визирования $K_{ob} \geq 50$. Для сравнения укажем, что пассивные ИК термометры с пироэлектрическими приемниками в лучшем случае характеризуются параметром $\Delta T_{ac} \geq 0.1^\circ\text{C}$ при том же минимальном размере поля зрения (~ 1 мм) и показателе визирования $K_{ob} \leq 5$ [2]. Как следует из приведенного рассмотрения, отмеченное преимущество лазерной фототермической радиометрии связано с возможностью увеличения переменной составляющей регистрируемого теплового потока без существенного возмущения измеряемой величины. При этом практически исключается влияние фонового излучения от посторонних источников на результат измерений.

1. Магунов А.Н. *Лазерная термометрия твердых тел* (М: Физматлит, 2002).
2. <http://www.dipol.boom.ru>
3. *Laser Focus Buyers' Guide*, **182**, 184, 474 (1987).
4. Nordal P.E., Kanstad S.O. *Phys. Scr.*, **20**, 659 (1979).
5. Зверев Г.М., Скворцов Л.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **45**, 644 (1981).
6. Santos R., Miranda L.C.M. *J. Appl. Phys.*, **52**, 4194 (1981).
7. Лопаткин В.Н., Сидорюк О.Е., Скворцов Л.А. *Квантовая электроника*, **12**, 339 (1985).
8. Loarer T., Greffet J.J., Heutz-Aubert M. *Appl. Opt.*, **29**, 979 (1990).
9. Loarer T., Greffet J.J. *Appl. Opt.*, **31**, 5350 (1992).
10. Chen G., Borca-Tascius T. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **41**, 2279 (1998).
11. Скворцов Л.А. *Тезисы докладов IV Междунар. конф. «Новые идеи в науках о Земле»* (М.: Изд-во МГГА, 1999, т. 3, с.123).
12. Рэди Дж. *Промышленные применения лазеров* (М.: Мир, 1988).
13. <http://www.qpeak.com>.
14. Жаров В.П., Летохов В.С. *Лазерная оптико-акустическая спектроскопия* (М.: Наука, 1984).
15. Госсорж Ж. *Инфракрасная термография* (М.: Мир, 1988).