

# Применение метода двухцветной пирометрии для измерения температуры поверхности тела при ее активации импульсным лазерным излучением

В.М.Кириллов, Л.А.Скворцов

*Рассматриваются особенности бесконтактного измерения температуры поверхности тел с применением техники двухцветной пирометрии при активации образца периодически следующими импульсами лазерного излучения. Сформулированы требования к параметрам лазерного излучения и измерительной схемы. Экспериментально показано, что при устранении неинформативной статической составляющей избыточной температуры возможно измерение температуры поверхности тел вблизи комнатной с погрешностью не более 3%. Приводится оценка чувствительности метода. Обсуждаются преимущества лазерной фототермической радиометрии с импульсно-периодическим возбуждением поверхности по сравнению со случаем, когда образец подвергается воздействию гармонически модулированного по амплитуде лазерного излучения.*

**Ключевые слова:** бесконтактный метод измерения температуры, фототермическая радиометрия, инфракрасная пирометрия.

## 1. Введение

В большинстве случаев коэффициент излучательной способности  $\varepsilon$  исследуемых объектов неизвестен. Установлено, что различие коэффициентов излучения отдельных участков объекта на 1% эквивалентно разности температур 1 К [1]. Один из основных способов устранения влияния излучательной способности на результат измерений состоит в применении так называемой техники двухцветной пирометрии [2]. Суть способа заключается в измерении радиометрического сигнала в двух достаточно узких спектральных диапазонах  $\Delta\lambda_1$  и  $\Delta\lambda_2$ , для которых предполагается равенство спектральных коэффициентов излучения  $\varepsilon_\lambda$ . Этот способ применяется как в пассивной, так и в активной фототермической радиометрии [3, 4]. В последнем случае он исследовался при воздействии на образец гармонически модулированного по амплитуде лазерного излучения. В то же время в импульсно-периодическом режиме метод активной фототермической радиометрии имеет свои особенности [5]. Импульсное воздействие позволяет осуществлять измерение температуры объекта за более короткое время, что особенно важно для движущихся объектов. Кроме того, импульсный режим дает возможность в широких пределах варьировать параметры лазерного излучения и тем самым устранять влияние на результат измерений неинформативной статической составляющей избыточной температуры. Влияние последней, как показано в [3], приводит к нелинейной зависимости регистрируемого фототермического сигнала от температуры образца. Целью настоящей работы является развитие техники двухцветной пи-

рометрии для измерения температуры объекта при импульсно-периодической активации его поверхности лазерным излучением.

## 2. Теоретическое рассмотрение основ метода применительно к фототермической радиометрии при импульсной активации поверхности

Рассмотрим метод двухцветной пирометрии применительно к активной лазерной радиометрии при импульсно-периодическом режиме активации поверхности лазерным излучением. В этом случае тепловой сигнал воспринимается ИК приемником на частоте повторения лазерных импульсов и поступает с участка поверхности образца, температура которого модулируется периодически воздействующими импульсами лазерного излучения. Это позволяет не учитывать в расчетах отраженное или прошедшее через образец фоновое излучение от других источников [5].

Избыточная температура поверхности  $\Delta T$  складывается из двух составляющих:  $\Delta T = \Delta T_0 + \Delta T_\tau$  где  $\Delta T_\tau$  – квазипериодическая составляющая избыточной температуры на частоте повторения лазерных импульсов;  $\Delta T_0$  – так называемая статическая добавка к температуре поверхности образца, медленно возрастающая со временем воздействия. Заметим, что эту составляющую можно практически устранить, например путем увеличения времени задержки между импульсами (рис.1) [5]. В дальнейшем будем считать, что  $\Delta T_0 \ll \Delta T_\tau \ll T$ , где  $T$  – температура образца, подлежащая измерению.

Аналогично приведенному в работе [5] рассмотрению запишем выражение для переменной составляющей теплового потока, попадающего на приемную площадку ИК детектора в малом интервале длин волн  $\Delta\lambda$ , в приближении модели серого тела, излучающего по закону Ламберта, в следующем виде:

В.М.Кириллов, Л.А.Скворцов. Академия ФСБ РФ, Институт криптографии, связи и информатики, Россия, 117602 Москва, Мичуринский просп., 70; web сайт: www.fssr.ru; e-mail: hitmanpnd@mail.ru

Поступила в редакцию 21 марта 2006 г., после доработки – 18 мая 2006 г.

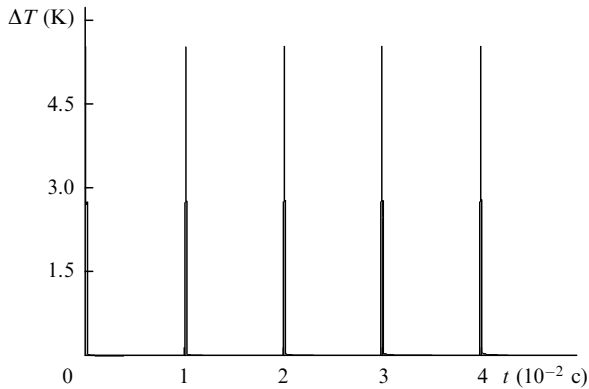


Рис.1. Расчетная временная зависимость избыточной температуры  $\Delta T$  поверхности железа для первых пяти импульсов лазерного излучения с длительностью  $\tau_p = 10^{-8}$  с, временем задержки  $\tau_d = 10^{-2}$  с и интенсивностью  $J_s = 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.

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

где  $\Delta B_\lambda$  – переменная составляющая спектральной яркости;  $W_\lambda$  – спектральная плотность потока теплового излучения абсолютно черного тела;  $G = \Delta\Omega S_s \cos \theta$  – геометрический фактор оптической ИК системы;  $\Delta\Omega$  – телесный угол, в котором распространяется тепловой поток, направляемый в оптическую систему;  $\theta$  – угол между направлением распространения регистрируемого светового потока и нормалью к облучаемой поверхности объекта;  $S_s$  – облучаемая площадь на поверхности образца;  $\tau_\lambda$  – спектральный коэффициент пропускания оптической ИК системы.

Легко убедиться, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_\lambda}{\partial T} &= \frac{c_1 c_2 \exp[c_2/(\lambda T)]}{\lambda^6 T^2 \{\exp[c_2/(\lambda T)] - 1\}^2} \\ &= W_\lambda \frac{c_2 \exp[c_2/(\lambda T)]}{\lambda T^2 \{\exp[c_2/(\lambda T)] - 1\}^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $c_1 = 2\pi h c^2 = 3.74 \times 10^4$  Вт·мкм<sup>4</sup>·см<sup>-2</sup>;  $c_2 = ch/k_B = 1.44 \times 10^4$  мкм·К;  $c$  – скорость света;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $h$  – постоянная Планка. При выполнении условия  $\exp[c_2/(\lambda T)] \gg 1$  (приближение Вина), получаем

$$\frac{\partial W_\lambda}{\partial T} \approx W_\lambda \frac{c_2}{\lambda T^2}. \quad (3)$$

В области комнатных температур ( $T \sim 300$  К) это условие справедливо, если  $\lambda \ll c_2/T \sim 40$  мкм, так что приближение Вина можно использовать во многих практически важных случаях, в частности для оценки температуры образца при температуре окружающей среды  $T \approx 300$  К.

Дифференциальный сигнал фотоприемника  $S_\lambda$  (в вольтах), обусловленный квазипериодической флуктуацией температуры поверхности  $\Delta T_\tau$ , можно получить, умножив соотношение (1) на чувствительность приемника  $D_\lambda$  (в В/Вт):

$$S_\lambda = D_\lambda \Delta B_\lambda G \tau_\lambda = D_\lambda \frac{1}{\pi} \varepsilon_\lambda \frac{\partial W_\lambda(T)}{\partial T} \Delta\lambda \Delta T_\tau \Delta\Omega S_s \cos \theta. \quad (4)$$

Используя соотношения (3) и (4), легко показать, что, регистрируя сигналы ИК приемника с помощью интерфе-

ренционных фильтров с ширинами полос пропускания  $\Delta\lambda_1$  и  $\Delta\lambda_2$ , центрированных соответственно на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , температура поверхности исследуемого тела определяется из следующего выражения:

$$T = c_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left\{ \ln \left[ \frac{S_{\lambda_1} \tau_{\lambda_2} D_{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda_2} \Delta\lambda_2}{S_{\lambda_2} \tau_{\lambda_1} D_{\lambda_1} \varepsilon_{\lambda_1} \Delta\lambda_1} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^6 \right] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Видно, что в это выражение не входят амплитуды квазипериодических флуктуаций температуры и геометрический фактор оптической ИК системы.

Ввиду близости длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , а также малых ширины пропускания интерференционных фильтров ( $\Delta\lambda_1 \ll \lambda_1$  и  $\Delta\lambda_2 \ll \lambda_2$ ), будем считать, что  $D_{\lambda_1} = D_{\lambda_2}$ . Это условие хорошо выполняется для ИК фотоприемников на основе твердого раствора теллурида кадмия и ртути HgCdTe [6]. Для просветленной германиевой оптики можно также положить равными коэффициенты пропускания оптической системы  $\tau_\lambda$  в достаточно близких спектральных диапазонах. Кроме того, в двухцветном методе длины волн ИК излучения выбираются настолько близкими друг другу, а соответствующие им спектральные интервалы настолько узкими, что можно было считать равными спектральные излучательные способности  $\varepsilon_{\lambda_1}$  и  $\varepsilon_{\lambda_2}$ .

Учитывая сказанное выше, для измеряемой температуры поверхности образца получаем достаточно простое для вычисления выражение

$$T = c_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left\{ \ln \left[ \frac{S_{\lambda_1} \Delta\lambda_2}{S_{\lambda_2} \Delta\lambda_1} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^6 \right] \right\}^{-1}. \quad (6)$$

### 3. Обоснование выбора параметров импульсного лазерного двухцветного ИК радиометра

Прежде чем воспользоваться полученным результатом, оценим поток теплового излучения, приходящего на чувствительную площадку приемника в узком спектральном интервале длин волн  $\Delta\lambda$ . Очевидно, что полоса пропускания интерференционного фильтра должна попадать в одно из окон прозрачности атмосферы. Большое значение имеет окно прозрачности 8–13 мкм, поскольку оно соответствует максимуму теплового излучения тел при  $T \approx 300$  К.

Наиболее чувствительным в данном диапазоне спектра является фоторезистор на базе HgCdTe, охлаждаемый до температуры жидкого азота. Постоянная времени такого приемника  $\tau \leq 10^{-6}$  с [6]. Размер фоточувствительного элемента составляет  $350 \times 350$  мкм (площадь приемной площадки элемента  $S_d = 1.2 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>). Для указанного диапазона длин волн излучения при частоте сигнала  $\sim 10^2$  Гц средняя удельная обнаружительная способность  $D^* = 2 \times 10^9$  см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>, что соответствует пороговой чувствительности в единичном интервале частот  $\Phi_{th} = 2 \times 10^{-11}$  Вт [6].

Для оценок величины регистрируемого теплового потока рассмотрим лазерный радиометр со следующими оптико-геометрическими параметрами. Однолинзовый германиевый объектив с относительным отверстием 2:1 имеет световой диаметр  $D = 50$  мм. Просветляющее покрытие обеспечивает коэффициент пропускания  $\sim 90\%$  в указанном диапазоне длин волн. Используемые интерференционные светофильтры, центрированные на длины волн  $\lambda_1 = 8.7$  мкм и  $\lambda_2 = 9.1$  мкм, имеют ширины полос

пропускания  $\Delta\lambda_1 = 0.2$  мкм и  $\Delta\lambda_2 = 0.15$  мкм и коэффициенты пропускания  $\sim 80\%$ . Соответственно пропускание всей оптической системы  $\tau_\lambda$  в указанном диапазоне длин волн составляет 0.7. В свою очередь, производная  $\partial W_\lambda / \partial T \approx W_\lambda c_2 / (\lambda T^2)$  при температуре  $T = 300$  К и длине волны излучения  $\lambda = 8 - 10$  мкм равна  $\sim 0.5$  Вт·м<sup>-2</sup> × мкм<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>. В этом спектральном диапазоне коэффициент излучения  $\varepsilon_\lambda \sim 0.2$  (железо) [6].

Пусть расстояние между образцом и плоскостью объектива  $L \sim 1$  м. Считая источник излучения точечным, размеры которого определяются диаметром пятна лазерного излучения на образце  $d_s \sim 1$  мм, для телесного угла  $\Delta\Omega = \pi D^2 / (4L^2)$ , в котором тепловой поток падает на оптическую систему, получаем значение  $\sim 2 \times 10^{-3}$  ср (предполагается, что  $\cos\theta \approx 1$ ). При этом мгновенное поле зрения приемника соответствует в плоскости объекта области размером  $d' \sim \sqrt{S_d} L / F \sim 1$  см (где  $F$  – фокусное расстояние объектива), что значительно превышает диаметр лазерного пучка на образце ( $d_s \sim 1$  мм). Напомним, что мгновенное поле зрения ИК приемника определяет пространственное разрешение радиометра в пассивном режиме работы.

Для оценки переменной составляющей температуры поверхности в случае импульса прямоугольной формы при однородном распределении интенсивности в плоскости пучка используем выражение [7]:

$$\Delta T_\tau = \frac{2J_s(\tau_p)^{1/2}}{(\pi k c_{sp} \rho)^{1/2}} (1 - R), \quad (7)$$

где  $J_s$  – интенсивность лазерного излучения, воздействующего на образец;  $\tau_p$  – длительность лазерного импульса;  $k, c_{sp}, \rho$  – теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала исследуемого образца соответственно;  $R$  – коэффициент отражения лазерного излучения. Для исследуемого образца из железа  $k = 0.5$  Вт·см<sup>-1</sup> × град<sup>-1</sup>,  $c_{sp} = 0.5$  Дж·г<sup>-1</sup>·град<sup>-1</sup>,  $\rho = 8$  г/см<sup>3</sup>,  $R \approx 0.3$ . Образец представлял собой цилиндр диаметром 8 мм и длиной 4 мм.

Оценку  $\Delta T_\tau$  проведем для режима облучения, при котором длительность импульсов  $\tau_p$  и время задержки между ними  $\tau_d$  соответственно равны  $10^{-8}$  и  $10^{-2}$  с (частота повторения импульсов  $f = 1/\tau_d$ ). Для достижения периодической флуктуации температуры на поверхности образца  $\Delta T_\tau \sim 5$  К интенсивность лазерного излучения  $J_s$  (с учетом коэффициента отражения) должна быть равной  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует мощности импульса  $P_s = 10^3$  Вт и энергии  $W_s = 10^{-5}$  Дж. В свою очередь, средняя мощность излучения лазера  $\bar{P}_s = P_s f \tau_p = 1$  мВт.

Учитывая приведенные выше параметры, для теплового потока получаем

$$\Delta\Phi_\lambda = \frac{1}{\pi} \varepsilon_\lambda \frac{\partial W_\lambda(T)}{\partial T} \Delta\lambda \Delta T_\tau \tau_\lambda \Delta\Omega S_s \cos\theta \geq 3 \times 10^{-10} \text{ Вт.}$$

Найденное значение более чем на порядок превышает пороговую чувствительность используемого в работе ИК приемника на основе соединения HgCdTe, что свидетельствует о возможности применения импульсного лазерного ИК радиометра для измерения температуры поверхности твердых тел при температурах, близких к комнатной. Особо следует отметить, что достигаемое в рассматриваемом примере пространственное разрешение ( $\sim 1$  мм) существенно (примерно на порядок) превы-

шает его значение, реализуемое в пассивных ИК радиометрах (не менее 1 см).

#### 4. Экспериментальная часть

Схема экспериментальной установки представлена на рис.2. В качестве источника излучения использовался лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом с активным элементом диаметром 3 мм и длиной 50 мм, работающий в одномодовом (TEM<sub>00</sub>) режиме генерации. Диаметр пятна излучения на выходе лазера  $d_0 = 2r_0 = 0.8$  мм (по уровню 1/e от максимальной интенсивности  $J_0$ ). Однородность распределения интенсивности лазерного излучения на образце достигалась путем шестикратного расширения лазерного пучка с помощью телескопического объектива и выделения диафрагмой его центральной части. Достигнутая при этом неравномерность освещенности на поверхности образца не превышала  $\sim 3\%$  в пятне диаметром  $\sim 1$  мм.

Оценка импульсной мощности излучения  $P_0$  на выходе лазера проводилась по формуле

$$P(r) = P_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0'^2}\right) \right],$$

где

$$P_0 = 2\pi J_0 \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r^2}{r_0'^2}\right) r dr = J_0 \pi r_0'^2$$

– полная мощность в импульсе;  $P(r)$  – мощность излучения, прошедшего через диафрагму диаметром  $d = 2r = 1$  мм;  $r_0'$  – характерный радиус гауссового пучка после объектива ( $r_0' = 6r_0 = 2.4$  мм). Для обеспечения требуемых параметров лазерного пучка на поверхности образца мощность излучения в импульсе на выходе лазера  $P_0$  должна составлять  $\sim 2.5 \times 10^4$  Вт. В свою очередь, энергия в импульсе  $W_0 \approx 0.25$  мДж, а средняя мощность излучения на выходе  $\bar{P}_0 = 25$  мВт. С учетом дифракционных потерь на диафрагме параметры используемого в настоящей работе лазера на  $\sim 15\%$  превышали приве-

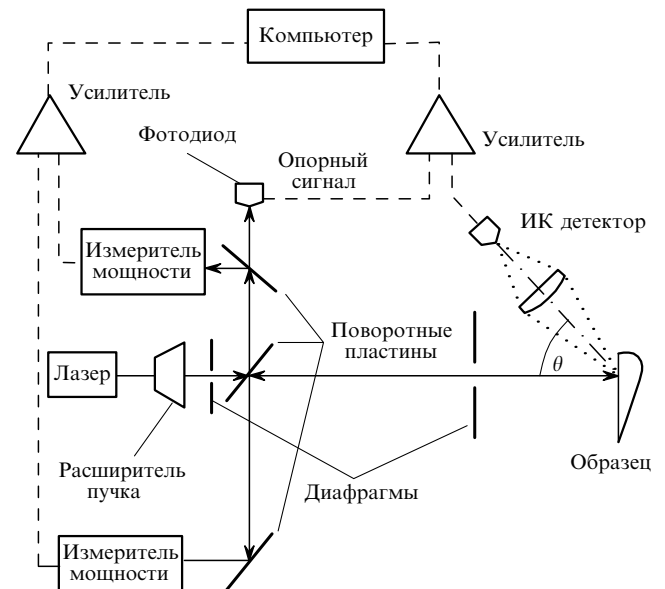


Рис.2. Экспериментальная схема импульсного лазерного радиометра.

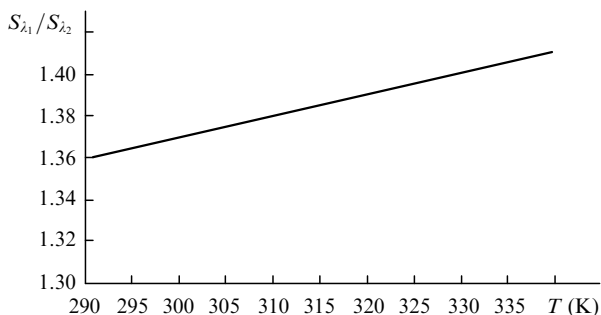


Рис.3. Расчетная зависимость отношения амплитуд регистрируемых с выхода ИК приемника сигналов  $S_{\lambda_1}/S_{\lambda_2}$  от температуры поверхности железа в диапазоне  $T = 290 - 340$  К.

денные выше. При этом нестабильность средней мощности лазерного излучения при кратковременном воздействии на образец не превышала 1 %. Приведенные значения параметров легко достигаются в лазерах на алюмоиттриевом гранате с неодимом в режиме модуляции добротности резонатора, работающих на основной поперечной моде, в том числе и в малогабаритных устройствах с полупроводниковой накачкой [8, 9].

Температура образца контролировалась с помощью хромель-алюмелевой термопары. При этом образец размещался в нагревательном устройстве (печке), в котором обеспечивалось изменение температуры в пределах 290–400 К. Постоянство температуры в этом диапазоне поддерживалось с погрешностью  $\pm 1$  К.

Результаты численного расчета по формуле (6) зависимости отношения амплитуд переменных составляющих сигналов  $S_{\lambda_1}/S_{\lambda_2}$  от температуры образца  $T$  показаны на рис.3. В диапазоне температур 290–400 К эта зависимость может быть представлена в виде линейной аппроксимации

$$\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} = 1.063 + 0.001T, \quad (8)$$

которая отличается от приведенной на рис.3 зависимости не более чем на 0.1 %.

Измерения проводились в накопительном режиме с помощью усилителя-преобразователя импульсов типа УПИ-2М. Чтобы избежать влияния статической составляющей температуры, время одного измерения не превышало  $\sim 1$  с. Результаты измерений представлены на рис.4. Видно, что температура поверхности образца  $T$ , измеренная с помощью импульсной лазерной фототермической радиометрии, отличается от истинного значения  $T_{\text{ref}}$  не более чем на 2 %–3 %. В то же время в области температур  $T \sim 300$  К при активации поверхности лазерным излучением, гармонически модулированным по амплитуде, имеет место заметное отклонение (более чем на 10 %) измеряемой температуры объекта  $T$  от ее значения  $T_{\text{ref}}$ , получаемого с помощью термопары. По всей види-

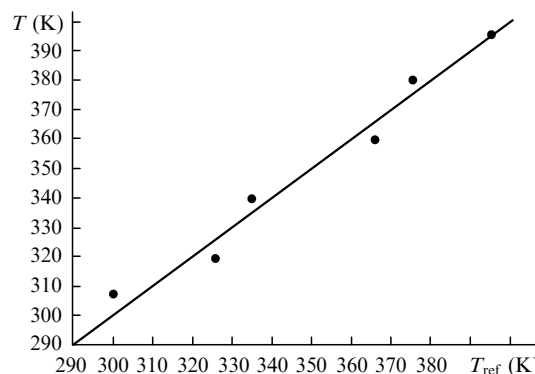


Рис.4. Зависимость измеренной температуры  $T$  поверхности образца (точки) от ее истинного значения  $T_{\text{ref}}$ , полученного с помощью термопары (сплошная линия).

мости, это является следствием влияния неустраняемой в этом режиме облучения статической составляющей избыточной температуры  $\Delta T_0$  [3].

## 5. Заключение

В настоящей работе показано, что техника двухцветной радиометрии позволяет дистанционно измерять температуру поверхности твердых тел при ее активации импульсным лазерным излучением в диапазоне 290–400 К с погрешностью не более 2 %–3 %. Однако это возможно при соответствующем выборе параметров лазера, приемника ИК излучения и времени измерения. Приведенная оценка пространственного разрешения рассматриваемого метода показывает, что на расстояниях до объекта  $\sim 1$  м оно примерно на порядок превышает пространственное разрешение традиционных пассивных методов. Кроме того, сохраняются преимущества активной лазерной фототермической радиометрии в части устранения влияния фонового излучения. Наконец, импульсная фототермическая радиометрия позволяет существенно быстрее измерять температуру поверхности образца, чем при амплитудной модуляции лазерного излучения по гармоническому закону, что особенно важно при исследовании объектов, находящихся в движении.

1. Курбатов Л.Н. *Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра* (М.: Изд-во МФТИ, 1999).
2. DeWitt D.P., Kunz H. In: *Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry* (Pittsburg: Instrument Society of America, 1972, Vol. 4, pt 1, pp 596–610).
3. Loarer T., Greffet J.J., Heutz-Aubert M. *Appl. Opt.*, **29**, 979 (1990).
4. Borca-Tascius T., Chen G. *Rev. Sci. Instrum.*, **68** (11), 4080 (1997).
5. Скворцов Л.А., Кириллов В.М. *Квантовая электроника*, **33** (12), 1113 (2003).
6. Госсорг Ж. *Инфракрасная термография* (М.: Мир, 1988).
7. Рэди Дж. *Промышленные применения лазеров* (М.: Мир, 1988).
8. <http://www.qpeak.com>.
9. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М.: Радио и связь, 1994).