

УДК 681.78 : 636.521

С. В. Михляев, Ю. Д. Мухин, Е. С. Нежевенко

(Новосибирск)

ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ
В МНОГОВОЛНОВОЙ ПИРОМЕТРИИ

Предложен новый метод обработки спектральной информации в многоволновой пирометрии, использующий теорию различения сигналов. Метод отличается высокой помехоустойчивостью и точностью измерений. Проведена оценка погрешности измерения температуры. Описаны конструкция разработанного сканирующего пирометра и результаты его экспериментальных исследований.

Введение. Точное измерение температуры требуется в различных приложениях науки и техники. При этом особое значение приобретают бесконтактные методы измерений, поскольку соприкосновение с телом, имеющим высокую температуру, зачастую приводит к разрушению датчика. Во многих случаях контактные измерения недопустимы в силу технологических условий, исключающих введение датчика температуры в среду измерения. По оценкам Института стали (США), точные бесконтактные измерения температуры могут сэкономить только в металлургии до 275 млн долларов в год [1].

Бесконтактный метод измерения температуры тел путем анализа их излучения (пирометрия) относится к классу сложных технических задач. Если энергию излучения в настоящее время можно измерять с большой точностью, то определение температуры на основе этих измерений требует знания некоторых параметров излучения контролируемых объектов, прежде всего их излучательной способности. Как правило, эти параметры устанавливаются на основе априорной информации, и даже небольшая ошибка при их определении может привести к большим погрешностям при измерении температуры.

Цель настоящей работы — разработка и исследование новых подходов к обработке информации во многоволновой пирометрии, обеспечивающей дистанционное измерение температуры с высокой точностью при минимальной априорной информации о контролируемом объекте.

1. Роль априорной информации в пирометрии. В основе работы всех пирометров лежит известная формула Планка [2]:

$$E(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)c_1 \lambda^{-5} (\exp(c_2/\lambda T) - 1)^{-1}, \quad (1)$$

где $E(\lambda, T)$ — зависимость энергии излучения от его длины волны λ и температуры T излучающего тела (спектральная энергетическая светимость); $\varepsilon(\lambda, T)$ — излучательная способность вещества; c_1, c_2 — константы.

Для большинства реальных тел зависимость $\varepsilon(\lambda, T)$ неизвестна, и лишь в ограниченном диапазоне длин волн и температур можно считать эти тела серыми ($\varepsilon(\lambda, T) = \text{const} < 1$). Последнее обстоятельство существенно затрудняет использование пирометрических методов для измерения температуры реальных тел.

В настоящее время практическое применение находят в основном два типа пирометров: полного и частичного излучения, частным случаем последних

являются пирометры отношения. Пирометры полного излучения требуют учета излучательной способности во всех случаях измерения температуры серых и реальных тел. Пирометры отношения требуют этого лишь при невозможности пренебречь зависимостью излучательной способности реального тела от температуры. Очевидно, что чем выше требования к точности измерений, тем реже можно пренебрегать этой зависимостью. Существенной особенностью пирометра отношений является то, что вычисление температуры производится на основе всего двух измеренных величин, в то время как информацию о температуре несет распределение излучения в широком спектральном диапазоне. Все это — источник повышенных погрешностей определения температуры. Так если при работе в коротковолновой области (0,4—0,9 мкм), используемой для измерения высоких температур (свыше 1000°), пирометр отношений обеспечивает относительную погрешность измерения температуры порядка 1 %, то при работе в инфракрасной области (для низких температур) погрешность может значительно превышать эту величину [3].

Задача снижения погрешности измерения температуры для серых и реальных тел решается при использовании метода многоволновой пирометрии [1]. Основная идея этого метода — уменьшение количества априорной информации об объекте, необходимой для точного измерения температуры, за счет учета общефизических законов теплового излучения, присущих всем телам со сплошным спектром излучения. Техническая специфика метода — измерение энергии излучения в нескольких участках спектрального диапазона. Пирометры, использующие для определения температуры более двух участков спектра, анализировались и ранее [3]. Фактически они были разновидностями двухволновых пирометров отношения, поскольку процедура обработки сводилась к попарному вычислению отношений энергий в нескольких участках спектра излучения, к их различным комбинациям и усреднению, в результате чего использование более четырех длин волн не приводило к уменьшению погрешности измерения температуры.

Подход к решению поставленной выше задачи, изложенный в [1], заключается в следующем. Для функции $\epsilon(\lambda, T) = \epsilon(\lambda)$ (т. е. для случая, когда игнорируется зависимость излучательной способности тела от температуры) выбирается некоторый вид функциональной зависимости, который комбинируется с законом излучения Планка, что дает в итоге модель для измеренной энергии. Результаты измерений интерполируются в соответствии с принятой моделью, при этом вычисляются неизвестные параметры, одним из которых является температура. Интерполяция производится с использованием метода наименьших квадратов (МНК), который требует, чтобы измерения энергии были сделаны в гораздо большем количестве точек (длин волн), чем число степеней свободы в модели.

Таким образом, можно не только определить температуру объекта, но и оценить его излучательную способность. Теоретически описанный выше метод решает поставленную задачу снижения погрешности измерения температуры при отсутствии какой-либо априорной информации об объекте. Этому методу, однако, присущ существенный недостаток, связанный с неустойчивостью вычислительных процедур, в результате чего небольшие погрешности в определении длин волн могут вызывать значительные погрешности измерения температуры.

В настоящей работе предлагается и анализируется многоволновой метод измерения температуры, в котором обработка результатов измерений осуществляется другим способом. Его отличительной особенностью является то, что процедура аппроксимации излучательной способности и определения температуры делается более устойчивой за счет использования алгоритмов, основанных на теории различения сигналов и учитывающих их статистику.

2. Обработка спектральной информации в многоволновой пирометрии с использованием теории различения сигналов. Сформулируем модель пирометрического измерения в терминах статистической радиотехники [4]. Измеренные пирометром значения спектральной энергетической светимости

$U(\lambda, T)$ будем рассматривать как некоторую комбинацию детерминированного сигнала (1) с неизвестными параметрами и случайной помехи $r(\lambda)$:

$$U(\lambda, T) = R(\lambda)E_0(\lambda, T) + U_0 + r(\lambda), \quad (2)$$

где $E_0(\lambda, T)$ — спектральная энергетическая светимость абсолютно черного тела (АЧТ); $R(\lambda) = \varepsilon(\lambda)S(\lambda)$; $U_0 = \text{const}$; $S(\lambda)$ — функция, учитывающая спектральную чувствительность фотоприемника и спектральную селективность среды, через которую распространяется излучение.

Уточним, от каких параметров зависит $U(\lambda, T)$. Диапазон изменения температур (T_{\max}, T_{\min}) разобьем на N интервалов:

$$T_i = T_{\min} + (i - 1)\Delta T, \quad \Delta T = (T_{\max} - T_{\min})/(N - 1), \quad i = 1, \dots, N. \quad (3)$$

Тогда i — первый из неизвестных параметров. Второй неизвестный параметр — постоянная составляющая U_0 , появление которой обусловлено возможными паразитными засветками и токами утечки фотоприемного устройства. Главной причиной неопределенности сигнала является функция $R(\lambda)$. Представим ее в виде произведения $R(\lambda) = R_0(\lambda)R^*(\lambda)$, где $R_0(\lambda)$ — неизменная часть спектрально зависимой функции; $R^*(\lambda)$ — переменная часть этой функции, зависящая, прежде всего, от излучательной способности и, кроме того, от расстояния до объекта, угла наблюдения площадки измерения на нем, изменения коэффициента пропускания среды и т. д. Представим $R^*(\lambda)$ в виде многочлена:

$$R^*(\lambda) = \sum_{m=0}^M A_m \lambda^m. \quad (4)$$

Тогда неизвестными параметрами являются коэффициенты A_0, A_1, A_2, \dots . Исходя из изложенного, сигнал пирометра можно представить в виде

$$U(\lambda, i) = R^*(\lambda, A_0, A_1, A_2, \dots)R_0(\lambda)E_0(\lambda, i) + U_0 + r(\lambda).$$

Определение температуры в этом случае сводится к решению задачи различения сигналов на фоне помех, где в качестве i -х эталонных сигналов выступают функции Планка АЧТ для различных температур в комбинации с функцией $R(\lambda)$.

Теоретическое значение результата измерения спектральной энергетической светимости при i -й температуре можно записать в приближении Вина в виде

$$U(\lambda, i) = R^*(\lambda)R_0(\lambda)\lambda^{-5}\exp[-c_2/(\lambda T_i)]. \quad (5)$$

Измеренное значение спектральной энергетической светимости при реперной температуре объекта T_p :

$$U(\lambda, i_p) = R^*(\lambda)R_0(\lambda)\lambda^{-5}\exp[-c_2/(\lambda T_p)] + (U_0)_p + r(\lambda). \quad (6)$$

Из (5) и (6) можно рассчитать величину сигнала для любых температур в диапазоне $[T_{\min}, T_{\max}]$, считая, что при многократном измерении и усреднении шумом с нулевым математическим ожиданием можно пренебречь:

$$U(\lambda, i) = [U(\lambda, i_p) - (U_0)_p] \exp[-(c_2/\lambda)(1/T_i - 1/T_p)].$$

Будем называть сигналы $U(\lambda, i)$ эталонными. Измеренный сигнал $U(\lambda)$ представляет собой один из эталонных сигналов, преобразованный в соответствии с неизвестными параметрами и искаженный шумом. Задача определения температуры сводится к нахождению номера эталонного сигнала, являющегося полезным параметром, остальные параметры — мешающие.

Алгоритм вычисления выбирается в зависимости от статистических характеристик помехи и неизвестных параметров сигнала. До тех пор, пока не набрана статистика, логично предположить, что шум является белым, нормальным и аддитивным. В рамках настоящей работы будем считать в выражении (4) $A_m = 0$, $m = 1, \dots, M$. Оптимальным критерием различения сигналов в данном случае является байесовский, однако учитывая, что в большинстве задач определения температуры неизвестна ни матрица потерь, ни априорные плотности вероятности сигналов, логично использовать критерий максимального правдоподобия [4].

Решающее правило в этом случае имеет вид [5]:

$$i = \arg \min_i \min_k \min_{U_0} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [U(\lambda) - U_0 - kU(\lambda, i)]^2 d\lambda, \quad (7)$$

где $k = (A_0)_p/A_0$, A_0 , $(A_0)_p$ — коэффициенты разложения функции $R^*(\lambda)$ при условиях измерения i -й и реперной температур соответственно.

Искомая температура $T = T_i$ определяется согласно (3).

Известно, что основные трудности поиска глобального экстремума связаны с наличием локальных экстремумов. Модельные и натурные эксперименты показывают, что минимизируемая функция (7) не имеет локальных минимумов, поэтому поиск ее глобального минимума не составляет проблемы и может производиться известными методами.

Отметим следующее. Выражение (7) является следствием сделанных выше жестких предположений о статистике сигнала и шума. При дальнейших исследованиях предполагается снять эти ограничения, что приведет к соответствующему изменению решающего правила.

3. Оценка погрешности измерения температуры методом многоволновой пирометрии. При оценке погрешности измерения температуры методом многоволновой пирометрии и реализации предложенного алгоритма, основанного на теории различения сигналов, необходимо учесть следующее. Многоволновой пирометр относится к классу приборов, показания которых не являются явной функцией от измеренных ими физических величин. Температура в таких приборах определяется путем реализации сложной вычислительной процедуры. Соответственно и расчет ошибки измерения является результатом статистического анализа как физических процессов, используемых для измерения температуры, так и погрешностей прибора. Очевидно, что для оценки ошибки необходимо набрать статистику в экспериментах, однако некоторые заключения можно сделать и путем теоретического анализа [4].

Исходя из принятой модели, задача определения температуры сводится к задаче различения многих детерминированных сигналов, в качестве которых выступают рассчитанные по формуле Планка функции $U_i(\lambda)$, а распознаваемый сигнал $U(\lambda)$ представляет собой один из этих сигналов, линейно преобразованный и искаженный аддитивной помехой. Тогда вероятность определения температуры с погрешностью ΔT (вероятность отнесения анализируемого сигнала вместо класса i к классу $i + 1$ или $i - 1$) составит согласно [5]

$$(P_{\text{ош}})_i = 0,5 - f(0,5\sqrt{\rho_i}), \quad (8)$$

где

$$f(z) = \int_0^z v(y) dy,$$

$v(y)$ — безразмерная плотность вероятности помехи.

Параметр ρ_i в (8), задающий отношение сигнал/помеха, определяется выражением

$$\rho_i = d_i^2 / D_i(\eta). \quad (9)$$

Здесь d_i — расстояние между сигналами, отличающимися по температуре на ΔT в используемом спектральном диапазоне $[\lambda_1, \lambda_N]$:

$$d_i = \sum_{j=1}^N \left[U(\lambda_j, T_{i+1}) - U(\lambda_j, T_i) \right]^2 \approx \sum_{j=1}^N U(\lambda_j, T_i)^2 \left(\frac{c_2}{\lambda_j T_i} \frac{\Delta T}{T_i} \right)^2, \quad (10)$$

η — скалярное произведение расстояния между сигналами и помехой. Дисперсия этой величины определяется выражением

$$D_i(\eta) = \sum_{j=1}^N \left[U(\lambda_j, T_{i+1}) - U(\lambda_j, T_i) \right]^2 D(\delta U(\lambda_j, T_i)).$$

Дисперсия помехи $D[\delta U(\lambda_j, T_i)] = D_i(\delta U)$ находится как квадрат функции ошибок δU , вычисляемой путем разложения в ряд Тейлора функции $U(\epsilon, S, \lambda)$ в окрестностях точки $(\epsilon_0, S_0, \lambda_0)$, где $\epsilon_0, S_0, \lambda_0$ — номинальные параметры пирометра (здесь в отличие от разд. 2 мы вновь возвращаемся к функции S , поскольку именно она характеризует аппаратную часть).

В предположении, что $(\lambda_N - \lambda_1) \ll \lambda_0 = 0,5(\lambda_N + \lambda_1)$, можно получить:

$$D_i(\delta U) = U(\lambda_0, T_i)^2 \left\{ \left(\frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left(\frac{\delta S}{S} \right)^2 + \left[\left(\frac{c_2}{\lambda_0 T_i} - 5 \right) \frac{\delta \lambda}{\lambda_0} \right]^2 \right\}. \quad (11)$$

Из (9) — (11) найдем:

$$\rho_i \approx \frac{N \left(\frac{c_2}{\lambda_0 T_i} \frac{\Delta T}{T_i} \right)^2}{\left(\frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left(\frac{\delta S}{S} \right)^2 + \left[\left(\frac{c_2}{\lambda_0 T_i} - 5 \right) \frac{\delta \lambda}{\lambda_0} \right]^2}. \quad (12)$$

Если, как предполагалось ранее, помеха представляет собой белый нормальный шум, то

$$(P_{\text{ош}})_i = 0,5 \left[1 - \Phi(\sqrt{0,125\rho_i}) \right], \quad (13)$$

где $\Phi(z)$ — функция Лапласа [4].

Из (12), (13) можно получить оценку погрешности измерения температуры ΔT многоволновым пирометром при реализации алгоритма, основанного на теории различения сигналов.

4. Экспериментальные результаты. Изложенный выше метод положен в основу разработанного авторами многоволнового пирометра, предназначенного для измерения температур в диапазоне 1000—1500 °С.

Цель экспериментальных исследований — практическая проверка метода многоволновой пирометрии, в котором обработка спектральной информации основана на теории различения сигналов, и определение метрологических характеристик пирометра.

Основными узлами пирометра являются спектрометр с отражательной дифракционной решеткой и фотоприемным устройством на базе фотодиодной линейки, состоящей из 1024 элементов; зеркальная система сканирования, обеспечивающая возможность измерения температуры объекта вдоль заданного направления; микропроцессор, осуществляющий управление системой сканирования и фотоприемным устройством и реализацию необходимых вычислительных процедур.

Оценим погрешность измерения пирометра, исходя из следующих параметров прибора:

$\lambda_0 = 0,85$ мкм (определяется настройкой спектрометра);

$\delta S/S = \pm 0,005$ (обуславливается разбросом чувствительности элементов фотодиодной линейки [6]);

$\delta\lambda/\lambda_0 = \pm 0,015$ (определяется оптико-геометрическими характеристиками спектрометра в целом);

$T_p = 1523$ К (температура, соответствующая середине диапазона измерений пирометра).

Параметр $\delta\varepsilon/\varepsilon$ в выражении (11) определяется объектом измерения. Проведем расчет для 5 %-ного изменения излучательной способности, т. е. $\delta\varepsilon/\varepsilon = 0,05$. (Заметим, что это достаточно высокая относительная погрешность, например, для вольфрама она достигается при изменении температуры на 1000° [7].)

Подставив эти данные в (12), (13), получим среднеквадратичное отклонение $\sigma(\Delta T) = 0,98^\circ$ и предельное отклонение, определяемое по уровню 3σ , $\Delta T = \pm 2,94^\circ$.

Полученная оценка погрешности, по порядку величины совпадающая с приведенной в [1], существенно ниже той, которая обеспечивается пирометром отношений, тем не менее имеются резервы ее дополнительного уменьшения. Действительно, проанализировав выражение (11), отметим, что все составляющие, влияющие на точность измерения температуры, могут быть уменьшены: погрешность задания длины волны путем совершенствования оптики спектрометрической части пирометра, погрешность измерения энергии с помощью улучшения параметров фотоприемного устройства, ошибка определения излучательной способности путем уточнения $\varepsilon(\lambda)$ способом, изложенным в разд. 1. Заметим, что в последнем случае потребуется дальнейшее развитие предложенного многоволнового метода и модификация вычислительных процедур с учетом особенностей измерения температуры реальных тел.

Экспериментальные исследования проводились на стенде, оборудованном электронагревательной печью и измерительной лампой с вольфрамовым телом накаливания. Максимальная температура нагрева печи не превышала 1300°C . В качестве нагреваемых в ней тестовых объектов использовались металлический и графитовый цилиндры диаметром 15 мм. Температура объектов контролировалась помещаемой внутрь цилиндров термопарой Pt—Pt/Ro (10 %), температура тела накала лампы оценивалась с помощью пирометрических преобразователей ПЧД-131 (диапазон измерений $1100\text{—}1700^\circ\text{C}$, показатель визирования 1 : 300) и пирометра отношений, откалиброванного по АЧТ. Измерение температуры осуществлялось многоволновым пирометром, направляемым на торец цилиндра или матовый рассеиватель, освещаемый измерительной лампой. Размер зондируемой области при этом составлял 3×3 мм. Пирометр калибровался по реперной температуре, выбираемой произвольно из допустимого диапазона измерений.

На рис. 1 представлены графики зависимости показаний пирометра от температуры, измеренной термопарой, для металлического и графитового цилиндров. Серия измерений, выполненных при различных реперных температурах, показала, что отклонение характеристик от линейных не превышает

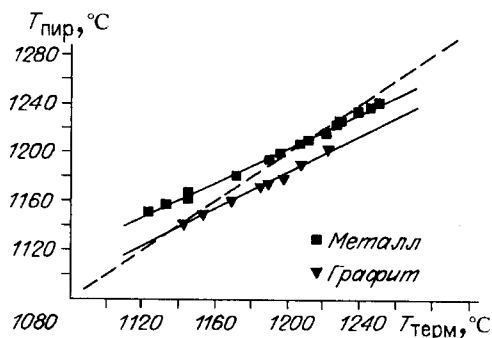


Рис. 1

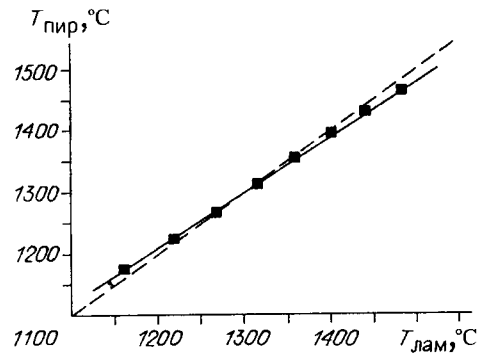


Рис. 2

3 °C для металла в диапазоне 1120—1250 °C и графита в диапазоне 1140—1230 °C. Тангенс наклона линейных градуировочных характеристик $\text{tg}(\varphi)$ при этом составляет $0,75 \pm 0,03$. Наиболее вероятной причиной отличия реальных градуировочных характеристик от идеальной, представляющей собой прямую с $\text{tg}(\varphi) = 1$ (на рис. 1 штриховая линия), является зависимость излучательной способности исследуемых материалов от температуры и длины волны.

Результаты экспериментов с лампой накаливания представлены на рис. 2. Заметим, что поскольку при использовании ПЧД-131 поправка на излучательную способность не вводилась, его показания и показания пирометра отношений существенно отличались друг от друга, но в то же время наклоны линейных градуировочных характеристик лампы (зависимости показаний пирометров от протекающего по лампе тока) при этом практически совпадали. В связи с этим существовал определенный произвол в выборе конкретного значения температуры калибровки пирометра, соответствующей определенному току (эта ситуация эквивалентна различию яркостной и цветовой температуры объекта). На графиках рис. 2 температура лампы условно определялась в соответствии с показаниями ПЧД-131. Диапазон линейной зависимости показаний пирометра от температуры тела накала лампы (без изменения апертуры входного объектива пирометра и времени накопления фотоприемного устройства) составил 1150—1450 °C при наклоне градуировочной характеристики $\text{tg}(\varphi) = 0,9 \pm 0,02$. Отклонение от линейности при этом, как и в экспериментах с печью, не превышало 3 °C. Отличие $\text{tg}(\varphi)$ от 1, а также от значения, полученного для металла и графита, может быть объяснено отмеченными выше причинами и возможной дополнительной погрешностью, вносимой пирометрическим преобразователем ПЧД-131.

Приведенные результаты, полученные на начальном этапе экспериментальных исследований, подтверждают эффективность предложенного многоволнового метода измерения температуры, линейность градуировочной характеристики и высокую потенциальную точность измерений разработанного пирометра. Дальнейшие исследования многоволнового пирометра предполагается провести в составе промышленной установки для выращивания монокристаллов кремния.

Заключение. Многоволновая пирометрия — перспективное направление в технологии измерения температуры. Основное достоинство этого метода по сравнению с другими заключается в высокой точности измерений при минимальной априорной информации об излучающем объекте. Это достигается благодаря использованию специализированных алгоритмов анализа излучения объекта в широком спектральном диапазоне. Реализация многоволнового метода измерений требует увеличения вычислительных затрат, но при современном уровне развития вычислительной техники это не является проблемой.

Показано, что даже без учета зависимости излучательной способности тела от температуры, когда для измерения можно использовать пирометры отношений, многоволновые пирометры обеспечивают существенно меньшую погрешность измерения температуры. Главные же их преимущества должны проявиться при контроле температуры реальных тел, когда вместе с температурой определяется $\varepsilon(\lambda)$, а при дальнейшем развитии метода — и $\varepsilon(\lambda, T)$. Для реализации этих возможностей спектрометрическая часть пирометра должна быть широкополосной, что определяется в основном спектральной чувствительностью фотоприемника. Для обеспечения быстродействия фотоприемник должен быть еще и многоэлементным. Такие многоэлементные широкополосные фотоприемники существуют пока только в виде опытных образцов.

Важная роль в многоволновой пирометрии отводится алгоритму обработки спектральной информации и его программной реализации. Метод наименьших квадратов, использованный в основополагающей работе [1], неустойчив и может приводить к большим ошибкам, которые сложно контролировать. Одна из возможных альтернатив этому методу представлена в настоящей статье. В этом направлении еще предстоит большая работа, в случае успеха которой может быть создан измеритель температуры, не требующий знания излучательной способности объекта. Погрешность измерений такого пирометра будет зависеть только от качества спектрометрических измерений, достигших к настоящему времени достаточно высокого уровня.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khan A. Noncontact temperature measurement 1,2: Interpolation based techniques, Least squares based techniques // Rev. Sci. Instrum. 1991. 62, N 2.
2. Фарзани Н. Г. Технологические измерения и приборы. М.: Высш. шк., 1989.
3. Поскачей Ф. Ф., Чубаров Е. П. Опико-электронные системы измерения температуры. М.: Энергоатомиздат, 1988.
4. Харкевич А. А. Борьба с помехами. М.: Наука, 1965.
5. Ковалевский В. А. Методы оптимальных решений в распознавании изображений. М.: Наука, 1976.
6. Наймарк С. И. Многоэлементные МДП интегральные фотодиодные преобразователи оптических сигналов // Обзоры по электронной технике. Сер. 3. Микроэлектроника. Вып. 1 (936). М.: ЦНИИ «Электроника», 1983.
7. Излучательные свойства твердых материалов: Справочник /Под ред. А. И. Шейндлина. М.: Энергия, 1974.

Поступила в редакцию 20 ноября 1997 г.