

УДК @@@

ТЕРМОМЕТРИЯ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ В СПЕКТРЕ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2006 г. В. А. Копьев, И. А. Косый, А. Н. Магунов, Н. М. Тарасова

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38*

Поступила в редакцию 11.11.2005 г.

Обсуждается модификация метода измерения температуры по тепловому излучению, состоящая в регистрации широкого участка спектра в виновской области и представлении данных в координатной плоскости, в которой функция Планка спрямляется. При этом температуру определяют по наклону прямой без привлечения гипотез о коэффициенте черноты. Непосредственное наблюдение распределения, параметром которого является искомая температура, позволяет повысить надежность и точность определения температуры. С помощью спектрометра с кремниевой п.з.с.-линейкой, чувствительной в диапазоне 200–850 нм, проведено определение температуры реагентов в ходе твердофазной экзотермической химической реакции.

PACS: @@@@

ВВЕДЕНИЕ

Термометрия по тепловому излучению (пирометрия) основана на описании реальных объектов с помощью функции $0 \leq \epsilon(\lambda, T) \leq 1$, которая является обобщением коэффициента излучения серого тела ($\epsilon = \text{const}$) на произвольный случай и учитывает отклонения спектра от формы, задаваемой функцией Планка (здесь λ – длина волны, T – температура). Предполагается, что тепловое излучение любого объекта характеризуется произведением $\epsilon(\lambda, T)R(\lambda, T)$, где R – функция Планка, описывающая излучение абсолютно черного тела. Имеющиеся данные по функции излучения $\epsilon(\lambda, T)$ разных материалов содержатся в справочниках [1, 2]. Измерениям излучательной способности $\epsilon(\lambda, T)$ реальных тел уделяется большое внимание [3, 4].

Однако для многих объектов (новые материалы, тонкие пленки, многослойные структуры, гетерогенные смеси) функция $\epsilon(\lambda, T)$, как правило, неизвестна. Число таких объектов быстро растет, и лабораторные исследования излучательных свойств не успевают проводиться в том же темпе. Для пламени и газоразрядной плазмы табличные данные отсутствуют, при этом спектры излучения характеризуются наложением неравновесной компоненты (молекулярные полосы, атомарные линии) на спектр теплового излучения.

Проблема измерения температуры в отсутствие данных по коэффициенту излучения часто возникает в научных и технологических исследованиях. Ошибки при измерении температуры – яркостной (по интенсивности излучения на одной длине волны) или цветовой (по отношению интенсивностей на двух длинах волн) – связаны

обычно с неверным выбором коэффициентов излучения объекта. Чтобы исключить влияние неопределенности данных по $\epsilon(\lambda, T)$, исследуются возможности пирометрии на нескольких длинах волн [5], различные методы обработки экспериментальных данных [6, 7].

В последние годы появилась возможность в каждом эксперименте непосредственно наблюдать распределение интенсивности в спектре излучения с помощью спектрометров на п.з.с.-фотоприемниках. При этом можно проверить соответствие (хотя бы в отдельных диапазонах) наблюдаемого спектра формуле Планка и определить температуру излучения как параметр равновесного распределения [8].

В данной работе обсуждается модификация метода пирометрии, основанная на регистрации излучения в широком спектральном диапазоне и определении температуры без привлечения экспериментальных данных или модельных представлений о коэффициенте излучения.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАнных

Рассмотрим спектральную интенсивность $I(\lambda, T)$ теплового излучения, т.е. мощность, излучаемую единичной поверхностью в единичном спектральном интервале:

$$I(\lambda, T) = \epsilon C_1 \lambda^{-5} / [\exp(C_2/\lambda T) - 1], \quad (1)$$

где $C_1 = 37418 \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^4/\text{см}^2$, $C_2 = 14388 \text{ мкм} \cdot \text{К}$; длина волны выражена в микрометрах, интенсивность в $\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{мкм}$.

Влияние неопределенности $\Delta\epsilon$ на результат измерения существенно различается для двух областей планковской кривой. В области Вина, т.е. на коротких длинах волн ($C_2/\lambda T \gg 1$) выполняется условие $\Delta\epsilon/\epsilon = (C_2/\lambda T)\Delta T/T$; в длинноволновой области Рэлея–Джинса ($C_2/\lambda T \ll 1$) выполняется $\Delta\epsilon/\epsilon = \Delta T/T$. Это означает, что относительная неопределенность $\Delta\epsilon/\epsilon$ коэффициента излучения приводит к такой же относительной неопределенности искомой температуры в области Рэлея–Джинса и к существенно меньшей (в $C_2/\lambda T$ раз) неопределенности температуры в области Вина. Таким образом, в отсутствие точных данных по коэффициентам излучения измерения лучше проводить в виновской области теплового спектра. Например, при температуре объекта $T = 1000$ К неопределенность $\Delta\epsilon/\epsilon = 0.1$ приводит к неопределенности $\Delta T/T = 0.1$ на длине волны $\lambda = 10$ мкм и к неопределенности $\Delta T/T = 0.02$ на длине волны $\lambda = 290$ нм. Однако интенсивность теплового излучения в у.ф.-области очень низка: на длине волны 290 нм в спектральном интервале $\Delta\lambda = 10$ нм плотность излучаемой мощности составляет всего $5 \cdot 10^{-15}$ Вт/см² (или 7600 квантов/см² · с), тогда как на длине волны 10 мкм плотность мощности в том же интервале составляет 0.089 Вт/см². Поэтому использование у.ф.-диапазона для термометрии возможно лишь в случае, когда применяется фотоприемник, регистрирующий полное число фотоэлектронов.

Для области Вина ($C_2/\lambda T \gg 1$) выражение (1) после преобразований принимает вид

$$\ln(\lambda^5 I) - \ln(\epsilon C_1) = -C_2/(\lambda T). \quad (2)$$

При $\epsilon = \text{const}$ участок спектра в этой области спрямляется в координатной плоскости (X, Y), где $X = \ln(\lambda^5 I)$ и $Y = C_2/\lambda$, причем наклон прямой определяется температурой излучения. Зависимость $\epsilon(\lambda)$ проявляется лишь логарифмически. Если ϵ постоянно или слабо меняется в выбранном диапазоне, его влияние проявляется в параллельном переносе прямой вдоль оси X , но наклон прямой и искомая температура остаются неизменными.

В случае импульсного источника излучения регистрация спектра может проводиться в режиме счета фотонов, т.е. $I = Nh(c/\lambda)$, где N – число фотонов в единичном спектральном интервале за время импульса, h – постоянная Планка, c – скорость света. При этом выражение (2) принимает вид

$$\ln(\lambda^4 N) - \ln(\epsilon C_1/hc) = -C_2/(\lambda T). \quad (3)$$

В этом случае график строится в координатной плоскости, где $X = \ln(\lambda^4 N)$ и $Y = C_2/\lambda$. Наличие прямого участка графика, построенного с использованием экспериментальных данных, означает, что спектр в пределах этого участка является планковским, и по наклону прямой можно определить температуру.

Таким образом, если в спектре излучения объекта имеются спектральные участки, где распределение интенсивности ведет себя подобно функции Планка (т.е. спрямляется в соответствующих координатах), то допустимо определение температуры по наклону полученного отрезка прямой. Если полученная зависимость заметно отклоняется от прямой, т.е. проявляется зависимость $\ln\epsilon(\lambda)$, приближенное определение температуры надо проводить на коротковолновом участке графика, при этом погрешность уменьшается с уменьшением длин волн. Поскольку для определения температуры необходимо регистрировать лишь относительную интенсивность излучения на разных длинах волн, геометрические факторы (размеры объекта, расстояние до него) не влияют на результат.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерение температуры проводилось с помощью дифракционного спектрометра с волоконно-оптическим входом и кремниевой п.з.с.-линейкой для регистрации спектра в диапазоне 200–850 нм. Линейка включает 2048 пикселей. Спектр регистрируется в течение 1–3 мс.

Мы проводили измерение температуры твердофазной смеси химических реагентов в ходе экзотермической реакции. Излучение с.в.ч.-источника (гиротрона) с длиной волны 4 мм фокусировали на образец, состоящий из двух кварцевых стекол толщиной по 1 мм с помещенной между ними смесью порошков Ti и CuO. Мощность гиротрона в импульсе длительностью 1 мс составляла 100 кВт. В порошковой смеси во время облучения возникает с.в.ч.-пробой, который инициирует экзотермическую реакцию между компонентами смеси [9]. Оптическое излучение разряда и продуктов реакции с помощью волоконного световода длиной 1 м направляли на вход спектрометра, спектр в реальном времени наблюдали на мониторе компьютера. Для обработки выбирали участок спектра 450–700 нм, достаточно удаленный от областей низкой чувствительности фотоприемника (как со стороны коротких, так и со стороны длинных волн).

Относительную спектральную чувствительность фотоприемника определяли с помощью лампы СИ-8-200 с известной температурой вольфрамовой ленты.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1а представлен спектр излучения реагирующей порошковой смеси, нагретой за счет теплового эффекта реакции $Ti + CuO \rightarrow TiO_2 + Cu$. После коррекции спектра с учетом спектральной чувствительности проведено представление данных в координатной плоскости $\ln(\lambda^4 I) - C_2/\lambda$ (рис. 1б).

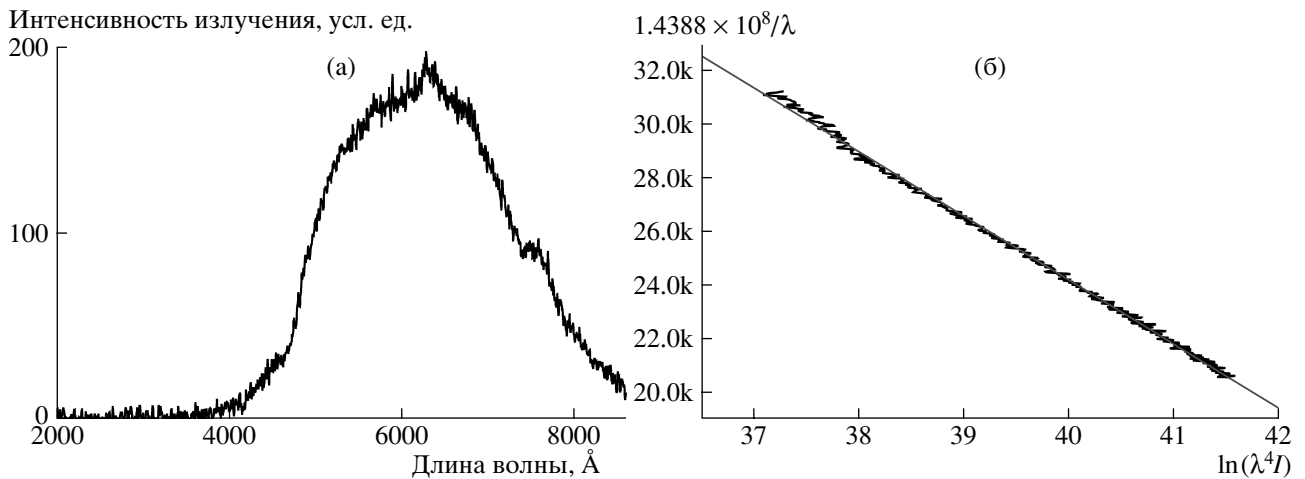


Рис. 1. а – спектр излучения реагирующей смеси Ti–CuO после окончания с.в.ч.-импульса; б – спрямление участка спектра.

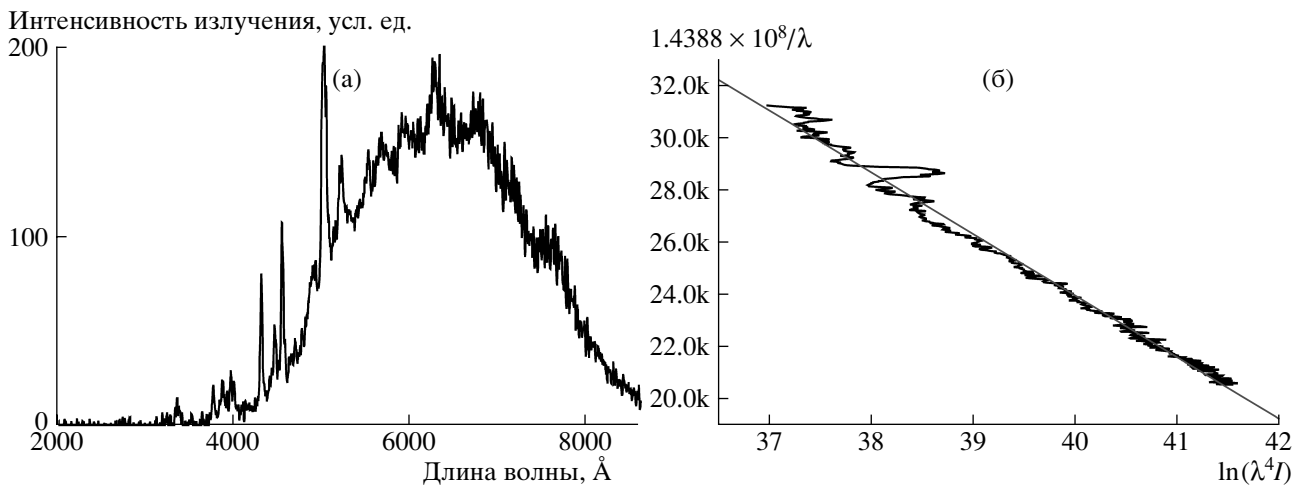


Рис. 2. а – спектр излучения разряда и реагирующей смеси Ti–CuO; б – спрямление участка спектра.

Прямая получена в результате обработки 730 экспериментальных точек. По наклону прямой нашли температуру планковского излучателя – $T \approx 2400$ К. Для определения температуры никаких данных о коэффициентах излучения порошковой смеси не потребовалось. Погрешность нахождения температуры, связанная с проведением прямой, не превышает 3%. Погрешность снижается при расширении спектрального диапазона, используемого для построения прямой. В данном случае регистрация спектра проведена после окончания с.в.ч.-импульса и рекомбинации плазмы поверхностного разряда, поэтому температура излучения характеризует нагретую смесь реагентов.

На рис.2а показан спектр свечения такой же смеси, полученный накоплением сигнала как за время с.в.ч.-импульса, так и за время последую-

щей реакции. Кроме сплошного спектра, видны спектральные линии атомарного титана, возникающие при с.в.ч.-пробое в областях контакта металл–диэлектрик.

На рис. 2б показан результат спрямления этого спектра методом наименьших квадратов. По наклону прямой, проведенной с использованием 730 точек, нашли температуру $T \approx 2400$ К. Погрешность, обусловленная включением в обрабатываемый массив точек, относящихся к спектральным линиям, составляет для этого эксперимента 15%. Для увеличения точности в данном случае необходимо разделить спектр на составляющие, обусловленные разными механизмами, и провести прямую с использованием лишь тех точек, которые относятся к температурному континууму. Тем не менее, в обоих экспериментах по-

лучено совпадение температур вследствие большого числа регистрируемых точек спектра.

Аналогичные эксперименты проведены при с.в.ч.-инициировании реакций в других порошковых смесях. Например, температура, достигаемая при горении смеси Ti–B, составляет, по результатам трех экспериментов, 3150 ± 130 К. По литературным данным [10], температура в ходе этой хорошо изученной реакции самораспространяющегося высокотемпературного синтеза составляет 3190 К.

Применение традиционной “пирометрии отношения” в данном случае приводит к намного большей погрешности, которую, однако, маскирует то, что прямую через две точки можно провести безошибочно. Кажущаяся высокая точность традиционной пирометрии базируется на отсутствии спектральной информации, необходимой для нахождения реальной погрешности измерений. Это легко проверить, выбирая произвольным образом две точки из массивов, используемых для построения прямых (рис. 1б и 2б). Когда измерение дает не две, а 10^3 точек спектра, неизбежно появляется и статистическая неопределенность. Однако в этом случае результат измерения является более надежным, так как определение температуры проводится в присутствии широкого спектра, а не “вслепую”, как это принято в традиционной пирометрии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Непосредственное наблюдение распределения, параметром которого является искомая температура, дает возможность определять температуру, не прибегая к гипотезам о величине коэффициента излучения исследуемого объекта. Доказательством планковской формы спектра служит спрямление экспериментальных данных в соответствующих координатах. Это новое свойство, повышающее надежность получаемых результатов, обусловлено тем, что число регистрируемых в каждом эксперименте точек спектра на три порядка больше, чем в традиционной пирометрии. Регистрация панорамного спектра в каждом эксперименте позволяет исключить из рассмотрения участки, где присутствует неравновесная составляющая.

Подобным образом, регистрируя участок спектра на фотопленке и аппроксимируя полученное распределение участком планковского спектра, ранее [11] проводили термометрию плазмы при воздействии лазерного излучения на вещество. Однако при этом очень высока трудоемкость об-

работки данных. Сравнение спектра излучения, полученного с помощью и.к.-фурье-спектрометра, с функцией Планка позволило [12] определить температуру твердых тел, нагретых в пламени. Однако в фурье-спектрометре имеется движущееся зеркало, поэтому быстродействие прибора невелико. Быстродействие п.з.с.-линеек дает возможность регистрировать спектры за время порядка 10^{-3} или даже 10^{-6} с и наблюдать эволюцию температуры нестационарных объектов. Применение п.з.с.-спектрометра позволяет провести несколько тысяч измерений в день. Для проведения аналогичных измерений при температурах <1000 К вместо кремниевой п.з.с.-линейки можно воспользоваться, например, фотоприемником CdHgTe.

Насколько широк температурный диапазон и класс объектов, для которых можно найти спектральные участки, где тепловое излучение описывается планковским законом и спрямляется без привлечения каких-либо данных о коэффициенте излучения, в настоящее время неизвестно. Этот вопрос требует дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Излучательные свойства твердых материалов/Под ред. А.Е.Шейндлина, М.: Энергия, 1974.
3. *Rozenbaum O., De Sousa Meneses D., Auger Y. et al. // Rev. Sci. Instrum.* 1999. V. 70. № 10. P. 4020.
4. *Xi F., Xiaogang S., Righini F. // Int. J. Thermophys.* 2003. V. 24. № 3. P. 849.
5. *Свет Д.Я.* Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982.
6. *Михляев С.В., Мухин Ю.Д., Нежевенко Е.С. // Автометрия.* 1998. № 1. С. 39.
7. *Леонов А.С., Русин С.П. // Теплофизика и аэромеханика.* 2001. № 3. С. 475.
8. *Копьев В.А., Косый И.А., Магунов А.Н., Тарасова Н.М. // Тез. II Всеросс. конф. по проблемам термометрии “Температура-2004”. Обнинск, 2004. С. 66.*
9. *Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P. // Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2004. V. 26. P. 11.
10. *Левашов Е.А., Рогачев А.С., Юхвид В.И., Боровинская И.П., Физико-химические и технологические основы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. М.: Бином, 1999.*
11. *Морачевский Н.В. // Труды ФИАН. М.: Наука, 1978. Т. 103. С. 118.*
12. *Markham J.R., Best P.E., Solomon P.R. // Appl. Spectrosc.* 1994. V. 48. № 2. P. 265.