

02;07;12

Спектральная пирометрия объектов с неоднородной температурой

© А.Н. Магунов

Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий МИЭМ (ТУ),
115054 Москва, Россия
e-mail: almag@mail.ru

(Поступило в Редакцию 28 мая 2009 г.)

Температура прозрачного газового пламени ($T \approx 1900$ К) определена по спектру теплового излучения без привлечения данных об излучательной способности. Обсуждается связь значения температуры, вычисленного по интегральному спектру всей светящейся области пламени, с максимальным и среднеарифметическим значениями. С помощью моделирования показано, что для неоднородно нагретого объекта при регистрации спектра в области Вина различие измеренной и максимальной температур не превышает 10%.

Введение

Метод спектральной пирометрии основан на том, что в оптических спектрах теплового излучения многих объектов имеются участки, где наблюдается подобие с планковским спектром, т.е. исследуемые объекты являются серыми излучателями в этих спектральных интервалах. Чтобы найти эти интервалы и определить температуру излучателя, надо регистрировать широкий непрерывный спектр излучения.

Процесс измерения состоит в регистрации спектра излучения объекта, проверке подобия зарегистрированного и планковского спектров и определения температуры как параметра распределения интенсивности в тех участках, где имеется подобие. При этом данные по излучательной способности объекта не требуются. Так, были измерены температуры различных веществ при сжатии и нагревании в алмазных наковальнях [1] и при ударном сжатии [2], газоразрядной плазмы [3], газового пламени [4,5], полупроводниковых кристаллов [6,7], металлов [8,9], продуктов экзотермических химических реакций в конденсированных средах [10,11].

В случаях, когда объект можно считать нагретым однородно, смысл определяемой температуры однозначен. Если объект заведомо имеет неоднородную температуру, а в результате измерения определяется одно значение температуры, смысл полученной величины необходимо выяснить.

Связь между измеряемой усредненной температурой и характерными значениями температуры (среднеарифметическим и максимальным) представляет интерес для правильной интерпретации результатов температурных и тепловых измерений. В настоящей работе проведено измерение температуры пламени и показано, как различаются измеряемая и максимальная температуры в случае, когда в области визирования имеется градиент температуры.

Спектр излучения пламени

С помощью ПЗС-спектрометра с волоконно-оптическим входом (HR 2000+, Ocean Optics) зарегистрирован

оптический спектр излучения ламинарного пламени при горении пропана в воздухе. Входной торец оптического волокна находится на расстоянии 10 см от пламени. В поле зрения спектрометра находится вся светящаяся область пламени, ее размер примерно $1 \times 1 \times 3$ см. Время накопления спектра 5 ms, спектральный диапазон 350–760 nm. Определение относительной спектральной чувствительности проведено с помощью лампы СИ-8-200 с вольфрамовой лентой при температуре 2100 К.

Полученный спектр пламени показан на рис. 1, а. Визуально пламя выглядит желтым. Непрерывный спектр излучения пламени обусловлен присутствием микрочастиц углерода (сажи) [12]. Пламя является прозрачным: лазерное излучение с длиной волны 654 nm, проходящее сквозь пламя, ослабляется не более чем на 1% (детектирование проводили кремниевым фотодиодом, установленным на расстоянии 3 м от пламени).

Обработка спектра проводится следующим образом. Из формулы Планка, в которую введена излучательная способность объекта $\varepsilon \leq 1$

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

получаем для области Вина ($C_2/\lambda T \gg 1$)

$$\ln(\lambda^5 I) - \ln(\varepsilon C_1) = -C_2/(\lambda T). \quad (1)$$

Здесь I — интенсивность излучения, λ — длина волны, T — температура, $C_1 = 37418 \text{ W}\mu\text{m}^4/\text{cm}^2$, $C_2 = 14388 \mu\text{m} \cdot \text{K}$, длина волны в микрометрах, интенсивность — в $\text{W}/\text{cm}^2\mu\text{m}$.

Построив экспериментальный спектр в области Вина в координатной плоскости (x, y) , где $x = C_2/\lambda$ и $y = \ln(\lambda^5 I)$, получим из (1) прямую, если выполняется условие $\varepsilon \approx \text{const}$. Наклон прямой определяется значением температуры.

Приемники с переносом заряда регистрируют не интенсивность света (W/cm^2), а полное число фотоэлектронов за время накопления спектра Δt . Полное число электронов (N) в каждом пикселе связано с интенсивностью в выражении (1) соотношением $I \sim N(h\nu)/\Delta t$, где $h\nu$ — энергия кванта, h — постоянная Планка,

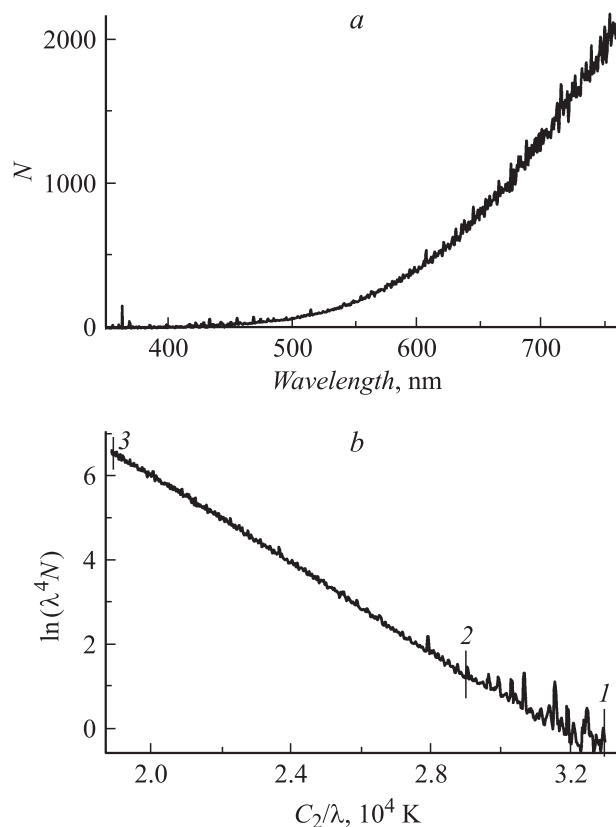


Рис. 1. Спектр излучения газового пламени (*a*); тот же спектр в координатах Вина (*b*). Вертикальными отрезками обозначена длина волн (nm): 435 (1), 495 (2), 760 (3). Температура $T = 1960$ К (по интервалу 1–3) и $T = 1899$ К (по интервалу 2–3).

частота $\nu = c/\lambda$ (c — скорость света). Поэтому вместо выражения (1) можно записать

$$\ln(\lambda^4 N) - \ln(\varepsilon C_1 \Delta t / hc) = -C_2 / \lambda T, \quad (2)$$

при этом спрямление спектра происходит в координатах $x = C_2/\lambda$ и $y = \ln(\lambda^4 N)$.

На рис. 1, *b* показан результат обработки спектра пламени. Калибровка спектрометра проводилась с использованием зависимости $N \sim \lambda^{-4}$.

Аппроксимация полученного графика линейной зависимостью проведена с помощью метода наименьших квадратов. Температура пламени, вычисленная по участку спектра 435–760 nm, равна $T = 1960 \pm 4$ К. Однако в интервале длин волн 435–490 nm наблюдаются интенсивные спектральные полосы, обусловленные хемолюминесценцией молекул CN, CO, CH и C₂. При вычислении температуры по спектру в интервале длин волн 495–760 nm, где интенсивность полос пренебрежимо мала, получаем $T = 1899 \pm 2$ К. Среднеквадратичное отклонение характеризует здесь степень разброса экспериментальных точек относительно прямой (разброс обусловлен как флуктуациями интенсивности света, так и возможным отклонением экспериментальной зависимости от линейности).

Таким образом, спектральная пирометрия пламени с пространственно-неоднородной температурой приводит к нахождению единственного значения, весьма точно описывающего экспериментальный интегральный спектр в области Вина.

Спектр излучения в случае неоднородной температуры

Интегральный спектр теплового излучения неоднородно нагретого объекта состоит из наложенных друг на друга непрерывных спектров, соответствующих разным значениям температуры. Суммирование спектров неизбежно в случаях, если исследуемый неоднородно нагретый объект имеет малые размеры по сравнению с областью визирования или является оптически тонким. Градиенты температур в отдельных случаях достигают порядка 100 К/μm [13]. При определении температуры такого объекта получается значение, усредненное по области визирования.

Чтобы выяснить смысл измеряемой температуры, проведены вычисления интегральных спектров излучения для двух областей визирования. Одна из них имеет форму квадрата. На одной из сторон квадрата поддерживается фиксированное значение температуры T_{\max} . По направлению к противоположной стороне температура линейно уменьшается, перепад температур ΔT изменяется в интервале от нуля до $\Delta T = T_{\max} - T_r$ (где $T_r = 300$ К). Вторая область визирования имеет форму круга. На одном конце диаметра зафиксирована температура T_{\max} . Вдоль диаметра имеется градиент температуры. Перепад температур ΔT вдоль диаметра изменяется в интервале от нуля до $\Delta T = T_{\max} - T_r$.

Интегрируется тепловое излучение со всей площади визируемого объекта. Интегральный спектр вычисляется для диапазона длин волн 200–1000 nm, характерного для кремниевых ПЗС-линеек. При вычислениях полагаем, что шумы фотоприемника отсутствуют, и можно зарегистрировать спектр во всей области фоточувствительности спектрометров. Полученный спектр строится в координатах, в которых область Вина ($\lambda T \ll 14388 \mu\text{m} \cdot \text{K}$) планковской кривой спрямляется. По вычислительной зависимости методом наименьших квадратов находится прямая, наклон которой определяет температуру, соответствующую полученному спектру. Вычислительные спектры построены с использованием координаты $y = \ln(\lambda^5 I)$.

На рис. 2 приведены интегральные спектры излучения для круга и квадрата при перепаде температур $\Delta T = 1000$ К для $T_{\max} = 2000$ и 3000 К. Наклон зависимостей для круга и квадрата при одинаковых значениях T_{\max} почти одинаков. Для каждого спектра в коротковолновой и длинноволновой областях наклоны несколько различаются. Это означает, что для каждого спектра можно определить по крайней мере три характерных температуры: одна (T_1) соответствует всему

Значения температуры, вычисленные по спектру излучения при перепаде температур по области визирования $\Delta T = 1000$ К

Параметр	Круг ($T_{\max} = 2000$ К)	Квадрат ($T_{\max} = 2000$ К)	Круг ($T_{\max} = 3000$ К)	Квадрат ($T_{\max} = 3000$ К)
T_1 , К	1871	1907	2753	2801
T_2 , К	1922	1947	2833	2878
T_3 , К	1763	1813	2622	2657
T_4 , К	1828	1872	2692	2738

спектру (200–1000 nm), вторая (T_2) коротковолновому краю (200–300 nm), третья (T_3) — длинноволновому краю (900–1000 nm). Кроме того, вычислена температура T_4 , соответствующая интервалу спектра 495–760 nm, по которому была определена температура пламени (см. рис. 1).

В таблице приведены значения этих температур для круга и квадрата при $T_{\max} = 2000$ и 3000 К.

На рис. 3 показаны зависимости температуры, вычисленной по всему интегральному спектру, от перепада ΔT в области визирования.

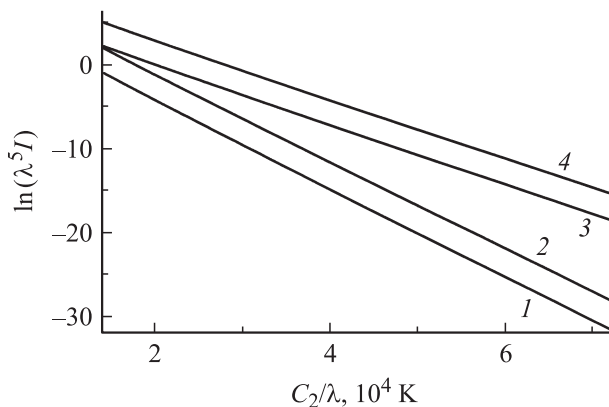


Рис. 2. Спектры излучения круга (1, 3) и квадрата (2, 4) при перепаде температур $\Delta T = 1000$ К для $T_{\max} = 2000$ К (1, 2) и $T_{\max} = 3000$ К (3, 4). Интервал длин волн 200–1000 nm.

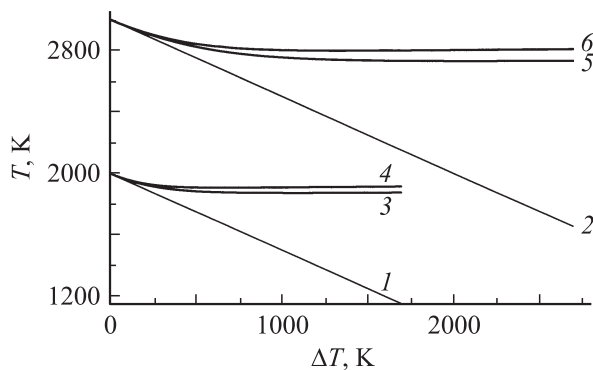


Рис. 3. Зависимость вычисленной температуры T от перепада температур ΔT по области визирования. Среднеарифметическое значение (1, 2), круг (3, 5), квадрат (4, 6). Температура $T_{\max} = 2000$ К (1, 3, 4) и $T_{\max} = 3000$ К (2, 5, 6).

Обсуждение результатов

Различие результатов для круга и квадрата (на рис. 2–3 и в таблице) обусловлено тем, что площадь областей с максимальной температурой в случае круга мала, и при больших перепадах температур основной вклад в спектр дают участки не с максимальными температурами, тогда как для квадрата вклад области с максимальной температурой всегда является доминирующим.

Видно, что во всех случаях (рис. 3) температура, вычисленная по спектру, близка к среднеарифметическому значению лишь при малых перепадах визирования, когда $(T_{\max} - T_{\min})/T_{\max} \ll 1$. При увеличении перепада ΔT вычисляемая температура значительно выше среднеарифметической и принимает практически постоянное значение, поскольку в формировании интегрального спектра основную роль играют наиболее нагретые участки области визирования.

Существенно, что при больших перепадах температур измерения по широкому спектру в области Вина дают температуру, достаточно близкую к максимальной: разность максимальной и вычисленной (T_1) температур не превышает 5–6% для $T_{\max} = 2000$ и 7–8% — для 3000 К. Возможность более точного определения максимальной температуры объекта связана с использованием коротковолнового края интегрального спектра. Разность значений максимальной и вычисленной (T_2) температур при этом не превышает 3–4% для $T_{\max} = 2000$ и 4–6% — для 3000 К. В этом состоит отличие от измерений в области Рэля–Джинса, где в результате усреднения по неоднородному температурному профилю определяется среднеарифметическая (или среднемассовая) температура (так как интенсивность излучения в этой области зависит от температуры линейно, а не экспоненциально, как в области Вина).

Реальные спектры излучения нагретых объектов, регистрируемые с помощью спектрометров с кремниевой ПЗС-линейкой, обычно лежат в узком интервале длин волн. Основная причина состоит в том, что в области Вина имеется экспоненциальная зависимость интенсивности от длины волны, поэтому весь динамический диапазон фотоприемника оказывается задействованным на сравнительно узком интервале длин волн. Кроме того, из-за падения чувствительности как в коротковолновой, так и длинноволновой области, значительная часть зарегистрированных спектров маскируется шумами. По-

этому ширина спектра теплового излучения, пригодная для определения температуры, обычно не превосходит 200–300 nm. Например, используется интервал длин волн 650–800 [1], 600–800 [14], 500–800 nm [15]. Это не позволяет определять несколько значений температуры по одному спектру. Для узкого (по сравнению с диапазоном чувствительности ПЗС-линейки) спектра (рис. 1) удастся определить только одно значение температуры, соответствующее величине T_4 в таблице.

Для двумерных температурных полей с осевой симметрией (гауссов, треугольный и другие профили) аналогичные вычисления были проведены ранее [3,9]. Показано, что при низкой температуре в максимуме (менее 1000 K) различие вычисленной и максимальной температуры не превышает 2%, при высокой температуре (более 3000 K) различие достигает 10%. Полученные соотношения между определяемой по интегральному спектру и максимальной температурой позволили объяснить, почему происходит плавление металла в случае, когда вычисленная температура ниже температуры плавления [9].

Таким образом, различные одномерные и двумерные пространственные распределения температуры приводят к близким результатам при определении температуры по спектру излучения: во всех случаях вычисленная температура близка к максимальной. Исключением является случай, когда вдоль направления, в котором уменьшается температура, происходит экспоненциальный рост площади излучателя, при этом экспоненциальное уменьшение интенсивности излучения компенсируется увеличением площади, и вычисляемая при интегральному спектру температура может быть близка к среднеарифметической.

Оптически тонкое пламя является объектом с трехмерным распределением температуры. Его можно представить в виде набора круглых слоев с максимальной температурой в центре, при этом основной вклад в интегральный спектр дает небольшая часть слоев, а в пределах этих светящихся слоев — небольшая часть площади. Температура, вычисляемая по интегральному спектру прозрачного пламени, должна сильнее отличаться от максимальной температуры, чем в случае одномерных и двумерных температурных полей, поскольку относительный вклад менее нагретых областей в трехмерном случае выше. Оценочные вычисления дают отличие того же порядка ($\sim 10\%$), что и в двумерном или одномерном случаях.

Вопрос о возможности определить перепад температур в области визирования по зарегистрированному спектру не излучался. Ясно, что в тех случаях, когда перепад температур велик и области с низкими температурами дают пренебрежимо малый вклад в интегральный спектр, это сделать невозможно. Но даже в случаях, когда перепад температур невелик по сравнению с максимальной температурой, такая возможность представляла бы интерес.

Заключение

При регистрации непрерывного спектра излучения газового пламени в сравнительно узком интервале длин волн ($\Delta\lambda \approx 260$ nm) получено значение температуры $T \approx 1900$ K, усредненное по всей светящейся области. Связь найденной температуры с максимальным и среднеарифметическим значением температуры пламени изучена с помощью моделирования. Максимальная температура пламени превышает температуру, вычисленную по спектру, не более чем на 10%.

Регистрация более широкого спектра теплового излучения позволила бы наблюдать особенности, связанные с неоднородностью температуры исследуемого объекта. Если зависимость (рис. 2) в коротковолновой и длинноволновой областях спектра имеет разный наклон, это свидетельствует о существенной неоднородности температуры (следующей по значению причиной отклонения от линейности может являться спектральная зависимость излучательной способности объекта). Однако в эксперименте получению широкого спектра препятствует экспоненциальная зависимость интенсивности от длины волны. Для выравнивания величины сигнала по линейке фотоприемников и расширения регистрируемого спектра можно, вероятно, применить оптический фильтр с экспоненциальным изменением пропускания по пространственной координате.

Во многих случаях неоднородная температура объекта является основной причиной неопределенности при измерениях. Неопределенность температуры, полученной с помощью оптической пирометрии для неоднородно нагретого объекта, иногда относят к погрешностям метода [16,17]. Этот подход содерзателен, если для такого объекта можно определить и измерить температуру, которую следует считать „истинной“, и отклонением от которой можно характеризовать точность метода. Как показано в данной работе, измеряемая температура существенно отличается от среднеарифметического значения, когда перепад температур в области визирования велик. Поэтому необходимо дальнейшее изучение возможностей измерения максимальной температуры. Если методом спектральной пирометрии удастся измерять температуру, отличающуюся от максимальной температуры объекта не более чем на 1%, именно максимальная температура приобретет отчетливый смысл при изучении неоднородно нагретых объектов.

Сейчас метод спектральной пирометрии позволяет определить температуру неоднородно нагретого объекта, отличающуюся от максимальной температуры примерно на 10%. При использовании более коротковолнового, чем видимый диапазон, участка спектра отличие вычисленной и максимальной температур можно уменьшить. Поэтому смещение в коротковолновую область при регистрации спектра представляется неизбежной тенденцией спектральной пирометрии. Для определения температуры, наиболее близкой к максимальной в области визирования, можно дольше накапливать сигнал,

при этом над шумами появится спектр в самой коротковолновой области, доступной фотоприемнику. Та область спектра, которая получена при меньшем времени экспозиции (рис. 1), попадет в режим насыщения и не будет использоваться для вычисления температуры [18]. Если такое смещение в коротковолновую сторону окажется недостаточным для определения максимальной температуры, можно, вероятно, регистрировать спектр в широком интервале длин волн, строить экспериментальную зависимость в координатах Вина и проводить нелинейную экстраполяцию в область спектра, лежащую за пределами чувствительности детектора.

Список литературы

- [1] *Deemead S., Sterer E., Barthel C. et al. // Rev. Sci. Instrum.* 2005. Vol. 76. N 12. P. 125 104.
- [2] *Boness D.A., Brown J.M. // Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. N. 18. P. 2931.
- [3] *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев В.А. и др. // ТВТ.* 2008. Т. 46. № 1. С. 135.
- [4] *Obertacke R., Wintrich H., Wintrich F., Leipertz A. // Comb. Sci. Technol.* 1996. Vol. 121. N 1–6. P. 133.
- [5] *Горохов Е.В., Магунов А.Н., Феценко В.С., Алтухов А.А. // ПТЭ.* 2008. № 1. С. 131.
- [6] *Baller T.S., Kools J.C.S., Dieleman J. // Appl. Surf. Sci.* 1990. Vol. 46. P. 292.
- [7] *Timans P.J. // J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 72. N 2. P. 660.
- [8] *McCauley T.S., Israel A., Vohra Y.K. // Rev. Sci. Instrum.* 1997. Vol. 68. N 4. P. 1860.
- [9] *Rekhi S., Tempere J., Silvera I.F. // Rev. Sci. Instrum.* 2003. Vol. 74. N 8. P. 3820.
- [10] *Белокуров Г.М., Тупицын Е.В., Алукер Д.Э. и др. // Письма в ЖТФ.* 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 45.
- [11] *Копьев В.А., Косый И.А., Магунов А.Н., Тарасова Н.М. // ПТЭ.* 2006. № 4. С. 131.
- [12] *Docquier N., Candel S. // Prog. Energ. Combust.* 2002. Vol. 28. P. 107.
- [13] *Kavner A., Panero W.R. // Phys. Earth Planet. In.* 2004. Vol. 143–144. P. 527.
- [14] *Kunz M., Caldwell W.A., Miyagi L., Wenk H.-R. // Rev. Sci. Instrum.* 2007. Vol. 78. P. 063 907.
- [15] *Boehler R. // Hyperfine Interact.* 2000. Vol. 128. P. 307.
- [16] *Кадьшевич А.Е. // УФН.* 1962. Т. 76. № 4. С. 683.
- [17] *Температурные измерения. Справочник / Под ред. О.А. Герашенко. Киев: Наукова думка, 1989. 472 с.*
- [18] *Магунов А.Н. // ПТЭ.* 2009. № 4. С. 3.