

高温用放射温度計の製作と熱放射実験の教材化?

著者	増田 健二
雑誌名	技術報告
巻	13
ページ	5-10
発行年	2008-03-11
出版者	静岡大学技術部
URL	http://doi.org/10.14945/00002918

高温用放射温度計の製作と熱放射実験の教材化

増田 健二

工学部技術部 実験教育支援室

1. はじめに

大学の教養課程での物理教育の中で熱放射現象に関して様々な法則が取り上げられている。たとえば、基礎物理学の教科書^[1]においては、黒体放射の原理が扱われ、シュテファン・ボルツマンの法則やウィーンの変位則、さらにプランクの放射法則がかなり詳しく解説されている。

しかし、熱放射を実験的に理解させている例はほとんどない。つまり、シュテファン・ボルツマンの法則における熱放射の全エネルギーは絶対温度の4乗に比例する。あるいは黒体から放射されるエネルギーの強度が最大となる波長は、絶対温度に反比例するといった内容は、実験的に理解されることが極めて重要である。なぜなら、これらの熱放射の法則の土台をなしているのは「黒体」という概念であり、熱放射実験においては、この黒体条件を実現することが肝要であるからである。

これまで黒体（熱放射体）の放射強度を測定する手法としては、熱電対赤外線センサ^[2]や光高温計^[3]およびフォトランジスタ^[4,5]が用いられ、熱起電力効果により放射温度測定が行われているが、2500 K 程度が温度測定の限界となっている。静岡大学では、2年次の物理学実験に「光高温計による熱放射実験^[6]」を取り入れており、人気の高い実験種目の一つとなっている。この中で、あらかじめ検定して輝度温度の分かった光高温計用の較正電球を使用し、熱放射体の輝度温度を測定している。しかし光高温計などの市販の放射温度計では、物体の放射率が波長によって異なることで、2000 K を超えると不安定な測定温度となる。

まず、熱放射の代表には太陽があり、この方法で連続スペクトルを描く光線を発生させている。この熱放射の波長ごとの要素の中で、赤外域から太陽光のピーク（緑色： $\lambda \approx 500 \text{ nm}$, $T = 5800 \text{ K}$ ）を過ぎ、紫外域にいくにしたがって高温になっていく。そこで今回の研究の目的としては、近赤外～可視光域（ $1000 \text{ K} < T < 15000 \text{ K}$ ）までの温度を測定できる高温用放射温度計を製作する。さらに、この温度計を使用し、白熱電球（1000 W）を用いた熱放射実験を行う。

2. 黒体放射と熱放射の原理^[7]

黒体放射を再現するとされる空洞放射が温度のみに依存するというキルヒホッフの法則（電磁波をよく吸収する物体ほど電磁波の放射量も多くなるという関係）により 1859 年に発見された。電磁波を完全に通さない壁に囲まれた空間を考える。この空間が、まわりの壁を構成する物体と熱平衡にあるとき、この空間の中の放射（電磁波、光）を空洞放射という。空洞放射（黒体放射）における電磁波のエネルギーのうち、振動数が $\nu \sim \nu + d\nu$ の間にあるエネルギーを $u d\nu$ とするとき、 u を電磁波のエネルギー密度という。プランク（Planck）による、黒体放射のエネルギー密度の公式（プランクの公式）は、

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1)$$

で表される。ここで、 T は絶対温度の単位で表した空洞壁の温度、 k はボルツマン定数、 h はプランク定数、 c は光速、 ν は振動数である。エネルギー密度 $u(\nu, T)$ のかわりに、空洞内の任意の面

を単位面積当たり、単位時間に通る電磁波のエネルギーを考える。波長が λ と $\lambda + d\lambda$ の間にある電磁波のエネルギーを $Ld\lambda$ とすれば、 L_λ は、

$$L_\lambda = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{ch/k\lambda T} - 1} \quad (2)$$

で表される。この L_λ を分光放射輝度という。

プランクの(2)式を積分すれば、すべての波長に対する黒体の総放射輝度 L が次のように計算できる。

$$L = \int_0^\infty L_\lambda d\lambda = \frac{2\pi^4 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \quad (3)$$

この放射の等方的なので総放射発散量 M は、

$$M = \pi L = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \quad (4)$$

(4)式は、次の式のように表される。

$$M = \sigma T^4 \quad (5)$$

となる。これをステファン・ボルツマンの法則という。ここで σ は、

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ [W m}^{-2} \text{ K}^{-4}]$$

で与えられ、これをステファン・ボルツマン定数と呼ぶ。この式は、すべての波長にわたって積分したときの総放射エネルギーが黒体温度の4乗に比例することを示している。

黒体では、分光放射輝度 L_λ が最大となる波長 λ_{\max} （ピークは波長）と、その放射体の温度 T は、プランクの方式(2)式を微分して、

$$\lambda_{\max} = A / T \quad (6)$$

この関係をウィーンの変位則という。ここで A をウィーニ定数と呼び、その値は、約 $A = 2.898 \times 10^{-3} \text{ Km}$ である。

3. 回折格子を用いたスペクトル放電管による波長測定

3.1 測定原理

等しい幅をもつ多数のスリットを等間隔 d で規則正しく並べたものを回折格子といい、 d を格子定数という。回折格子に平行光線を入射させると、各格子によって回折した光が、後方のスクリーン上に明暗の分布をもつ回折縞を作る。図1のように、波長 λ の入射光を格子定数 d 角度 θ の方向に進む光線について、

$$\lambda = d \sin \theta \quad (7)$$

で表される。回折格子から距離 ℓ のスクリーン上に映し出された回折縞の輝線の距離 x とすると輝線の回折角 θ は、

$$\sin \theta = \frac{x}{\sqrt{\ell^2 + x^2}}$$

と表される。

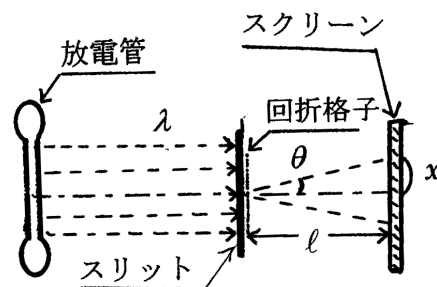


図1 回折格子による波長測定の実験原理図

3.2 測定方法と結果の整理

光源として水素Hなど低圧の気体を閉じこめたスペクトル放電管を用い、ネオントランスにより2000V(10mA)程度の高電圧をかけ放電させる。その光線はスリットを通過して、回折格子 $d = 5 [\mu\text{m}]$ (200 par [mm])にあたり、スクリーン上に回折縞をつくる。各種物質の回折縞の写真を図2に示す。最も輝度の高い色の輝線の間隔 x を遊尺望遠鏡で測定し、ピーク波長 λ_{max} を求める。回折格子とスクリーンの距離($\ell = 28.55\text{mm}$)とすると式(4)を用い、回折縞の輝線の間隔 x から入射光の波長 λ が求まる。表1に各物質の最も輝度の大きい色の輝線の間隔 x の測定から求めた値と定数表^[8]の値と比較する。

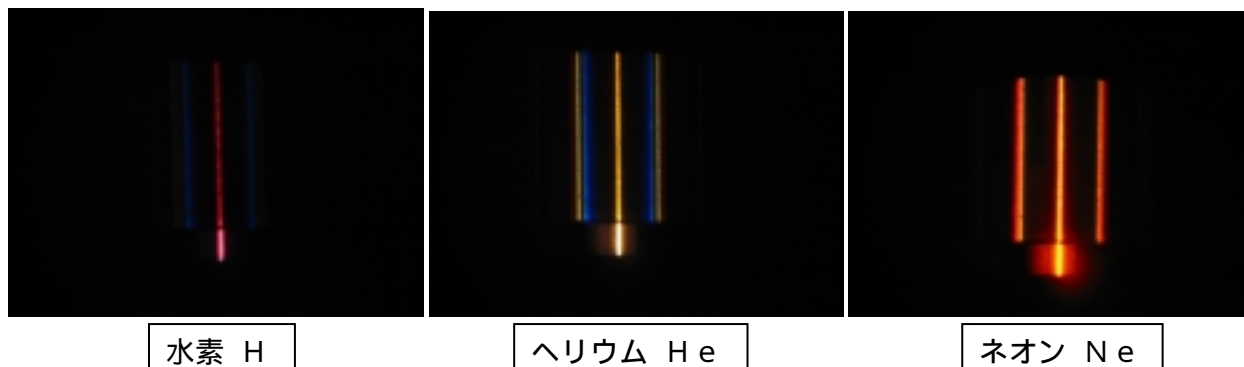


図2. 各種放電管の干渉縞の写真

表1. 各種物質のピーク波長 λ_{max} と絶対温度 T

放電管による光回折実験によって、ネオンNeの赤色($\lambda \approx 630\text{nm}$)から水素Hの青色($\lambda \approx 440\text{nm}$)のほぼ可視光全領域の測定が可能であることが分かった。

	輝線間隔 x [mm]	測定値 λ_{max} [nm]	定数値 λ_{max} [nm]
H	2.52 ± 0.02	440 ± 4	434.05
He	3.45 ± 0.02	591 ± 4	587.56
Ne	3.63 ± 0.03	631 ± 6	626.65

4. 白熱電球による熱放射実験

4.1 測定原理

光源を白熱電球に換えて同様の測定を行った。放電管は励起によって光(電磁波)を放出する輝線スペクトルである。これに対して熱放射体である白熱電球では、図3のような色線が連なった連続スペクトルのため、ピーク波長(最も輝いている輝線)を目測では見分けられない。そこで、図4のようにフォトダイオードとデジタルマイクロメータを組み合わせた測定系を用い、分光放射輝度の

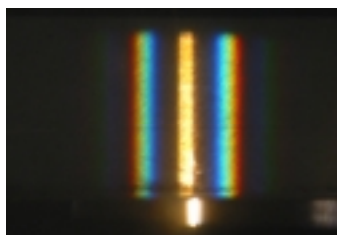


図3. 電球の回折縞

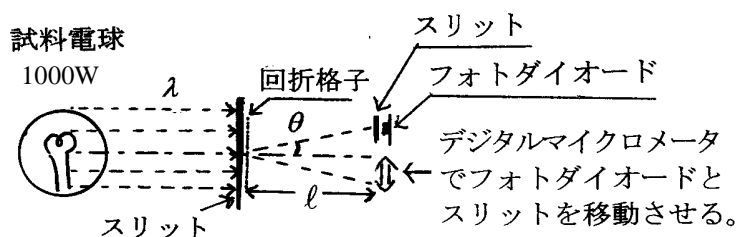


図4. 光回折による輝度測定の実験原理

波長分布を定量的に測定する。回折縞の位置測定は、X軸ステージ上に固定した素子の受光面にアルミ箔スリットを貼り付け、X軸ステージをデジタルマイクロメータで移動させ、ピークの輝度の間隔を測定する方法を用いる。

4.2 実験装置

図5に実験装置の写真を示す。試料電球は白色電球(100V,1000W)を使用した。試料電球のフィラメントに加えた電力 P は、可変変圧器を使用し、電圧 V をかけた際の電流値 A を読み取り、 $P=VA$ で算出する。電球の光は放射線状に広がるため、平面凸レンズを用いて平行な光に調節し、スリットを通過した光を回折させる。回折格子とフォトダイオード(センサ)の距離 ℓ を20mmに設定した。デジタルマイクロメータを移動させ、ピークの輝線の間隔 x を測定する。フォトダイオードからの光電流信号は、フォトセンサアンプで電圧に変換され、1000倍に増幅されたのちデジタル電圧計で測定する。

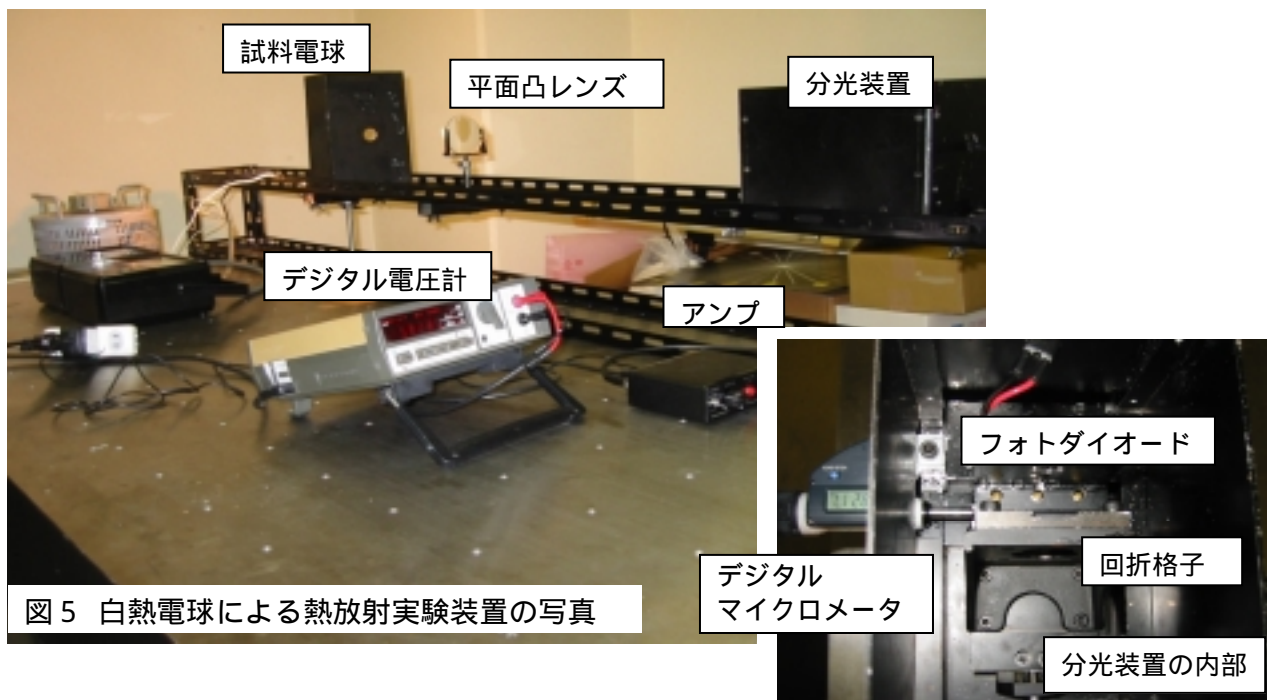


図5 白熱電球による熱放射実験装置の写真

4.3 測定結果

電圧 $V = 35$ [V]、電流値
 $A = 5.80$ [A] $P = 203$ [W]
 においてセンサを 0.1 [mm]
 間隔で移動しフォトダイオードの光電流値を測定したグラフを図6に示す。ピーク輝線の間隔 $x = 3.88$ [mm]となり (7)式よりピーク波長 $\lambda_{\max} = 952.3$ [nm]となる。ここでピーク波長 λ_{\max} より、

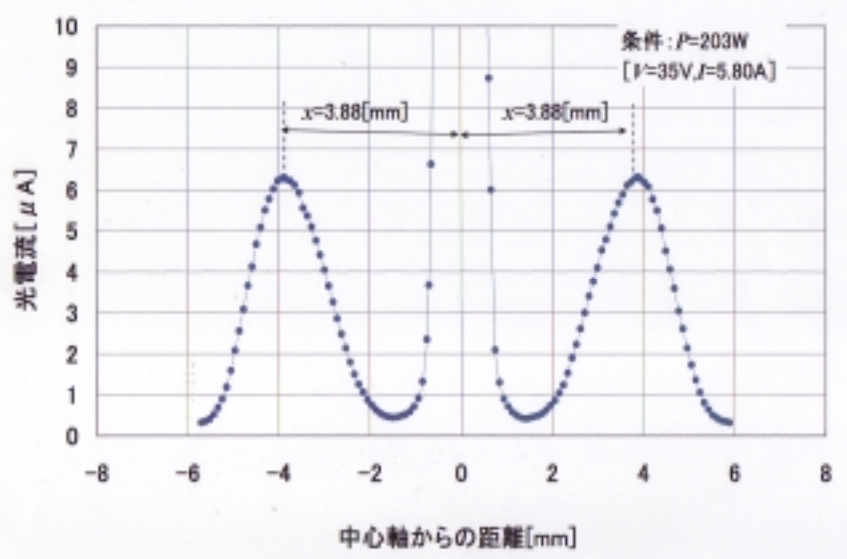


図6 . ピーク輝線の間隔 x の測定

式(6)のウィーンの変位則を用いて絶対温度 $T = 3043$ [K] が求まる。

フォトダイオードが受光する分光放射輝度 L_λ [$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{m}^{-1}$] は、電球の電力 P [W] を全球の表面積 $4\pi r^2$ スリットの受光面積 $S(d \times b [\text{m}^2])$ 及びレンズとスリットの距離で割ったものである (式(8))

$$L_\lambda = P \text{ sr}^{-1} S^{-1} h^{-1} \quad (8)$$

白熱電球のフィラメントに加えた電力 P は、可変変圧器を使用し、電圧 $V = 15$ [V] ~ 60 [V] をかけた際の電流値 A [A] を読み取り P [W] = VA で算出する。電力 P [W] を(8)式を用い、分光放射輝度 L_λ [$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{m}^{-1}$] を換算する。センサとしては、可視光 ~ 近赤外域用の Si フォトダイオード (浜松ホトニクス S2387-66R) を使用する。受光感度の波長依存特性および回折格子の透過率を材料(BK7)から 95% と見積もり、両者をもとに分光放射輝度の補正值を算出する。次に、印加電力 P [W] を換えて輝線のピーク輝度の間隔 x を $1/100$ [mm] の精度で測定し、ピーク波長 λ_{max} と絶対温度 T を算出する(表 2)。

表 2 . 電力 P とピーク波長 λ_{max} ・絶対温度 T の関係

電力 P [W]	分光放射輝度 L_λ [$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{m}^{-1}$]	ピーク波長 λ_{max} [nm]	受光感度 [A/W]	透 過 率	L_λ の補正值 [$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{m}^{-1}$]	絶対温度 T [K]	絶対温度 4 乗 T^4 [$\times 10^{13} \text{K}^4$]
53	4.28×10^{11}	1044	0.4	0.95	1.13×10^{12}	2776	5.939
84	6.75×10^{11}	1021	0.5	0.95	1.42×10^{12}	2838	6.487
119	9.55×10^{11}	1014	0.54	0.95	1.86×10^{12}	2861	6.700
159	1.28×10^{12}	994.7	0.57	0.95	2.36×10^{12}	2913	7.200
203	1.63×10^{12}	952.3	0.58	0.95	2.96×10^{12}	3043	8.574
252	2.03×10^{12}	916.7	0.56	0.95	3.81×10^{12}	3161	9.984
302	2.42×10^{12}	878.6	0.53	0.95	4.81×10^{12}	3298	11.83
360	2.89×10^{12}	840.4	0.51	0.95	5.97×10^{12}	3448	14.13
413	3.32×10^{12}	811.6	0.49	0.95	7.12×10^{12}	3571	16.26
474	3.81×10^{12}	785.1	0.48	0.95	8.36×10^{12}	3691	18.56

図 7 のように、横軸に絶対温度 T^4 縦軸に電力 P 及び分光放射輝度 L_λ をとってプロットすれば、直線となることから式 (3) が得られ、ステファン・ボルツマンの法則が確かめられた。次に、プランクの公式(2)式に絶対温度 T および波長 λ を代入して得られたのが分光放射輝度スペクトルである(図 8)。

分光放射輝度 L_λ が最大値となる波長をピーク波長 λ_{max} といい、絶対温度 T との間にウィーンの変位則(6)式を用いると、

$\lambda_{\text{max}} \times T$ は、ウィーン定数 $A = 2898 \times 10^{-6}$

となる。このことから、分光放射輝度 L_λ

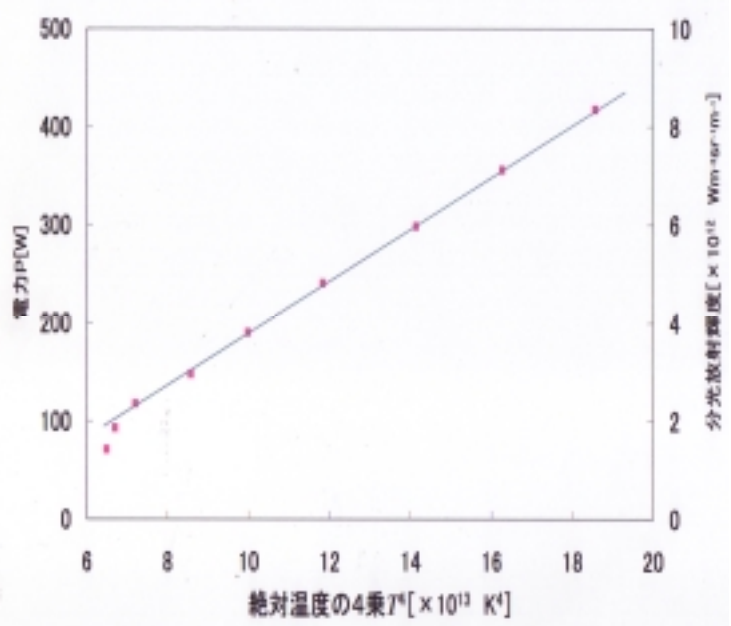


図 7 . 電力 P と絶対温度の 4 乗 T^4 の関係

を求める(2)式の変数は λ^5 だけとなる。図9に横軸にピーク波長 λ_{\max} 、縦軸に分光放射輝度 L_λ の最大値をとり、プランクの(1)式を用いて引いた理論曲線と実測値(表2)を比較する。

5. まとめ

熱放射する物体を非接触で温度測定する機器を放射温度計という。従来の光高温計では輝度温度を赤色フィルタ(650nm)を用い、狭い波長領域を測定するため、2500K程度が限界となっている。そこで、熱放射体の放出する電磁波の波長を測定し輝度温度を求める方法により、近赤外から可視光領域(1000K~15000K)の温度を測定できる高温用放射温度計を製作した。

この温度計を用いた熱放射実験において黒体放射の原理に基づく下記の諸法則が確かめられた。

分光放射輝度 L_λ と絶対温度の4乗 T^4 が比例の関係になっている。このことから、式(3)のステファン・ボルツマンの法則が確かめられた。

分光放射輝度 L_λ が最大値をとる波長 λ_{\max} において、黒体放射のプランクの公式(2)式の理論曲線と実測値を比較した。実測値が理論曲線によく近似している。このことから、黒体条件をかなりの程度満たした黒体放射実験が実現できた。

最後に、この研究は、日本学術振興会の平成19年度科学研究費補助金奨励研究(課題番号:19912008)から補助をうけた。

参考文献

- [1] 有馬朗人編:「基礎物理学,下」学術図書(1994),227-232
- [2] 中川保雄,西田久雄,柴垣宣江:「熱電対赤外線検出器による黒体放射の実験」,(1974),日本物理教育学会誌,36-39
- [3] R.E.Crandall and J.F.Delord:「Minimal apparatus for determination of Planck's constant」(1983) Am.J.Phys.51(1),90-91
- [4] J.Dryek and K.Ruebenbenbauer:「Planck's constant determination from black-body radiation」,(1992)Am.J.Phys.60(3),251-253
- [5] Gracieia Brizuela and Alfredo Juan:「Planck's constant determination using a light bulb」,(1996)Am.J.Phys.64(6),819-821
- [6] 静岡大学物理教室編:「物理実験指導書」(2007),111-118
- [7] W.G.Rees 原著,久世宏明他共訳:「リモートセンシングの基礎[第2版]」,(2005),森北出版,20-31
- [8] 国立天文台:「理科年表」,(2001),丸善,505-506

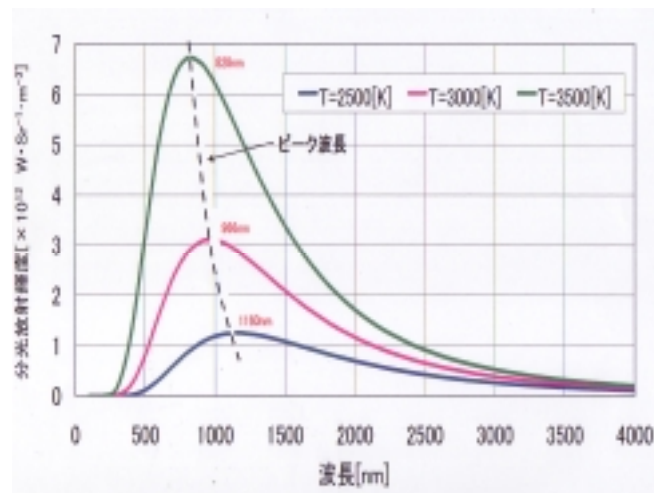


図8.プランクの公式による分光放射輝度スペクトル

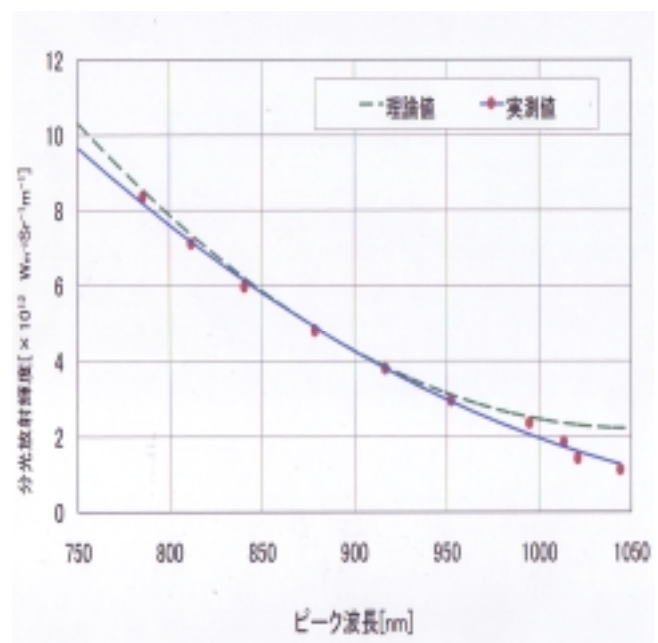


図9.プランクの公式と実測値の比較