



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	アップコンバータ放射温度計の温度分解能
Author(s)	小柳, 幸次郎; 桜庭, 一郎
Citation	北海道大學工學部研究報告, 112, 69-75
Issue Date	1983-01-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41774
Type	departmental bulletin paper
File Information	112_69-76.pdf



アップコンバータ放射温度計の温度分解能

小 柳 幸次郎 桜 庭 一 郎

(昭和57年 9 月30日受理)

Temperature Resolution of an Upconverter-Thermograph

Kojiro KOYANAGI and Ichiro SAKURABA

(Received September 30, 1982)

Abstract

A thermograph based upon parametric upconversion processes is described. Temperature resolution is generally limited by background radiation, intensity variation of pump beam, and dark currents. The temperature resolution of the upconverter-thermograph with dispersion matching is discussed.

1. ま え が き

非線形光学結晶を用いたパラメトリック和周波数変換による、赤外線の見光への変換は、変換された見光を、高感度、高速応答および冷却不要で検出できるので、赤外線検出器として有望視されている¹⁾。

著者らは、Type 1 の位相整合で動作するプルスタイト・アップコンバータにおいて、 $1.064\text{ }\mu\text{m}$ のポンピング光（常光線）を用い、 $10.6\text{ }\mu\text{m}$ の赤外線（常光線）を $0.97\text{ }\mu\text{m}$ の和周波数光（異常光線）に変換する実験を行い、位相整合の温度特性²⁻⁴⁾ や二次元的視野⁵⁾ 等の基礎的検討を行ってきた。又この技術の応用として、アップコンバータ赤外分光計⁶⁾ の基礎実験も行ってきた。ここでは、別の応用として、アップコンバータ放射温度計⁷⁾ について考えてみる。

放射温度計による温度の測定は、物体から発散する熱放射により行われる。この熱放射は $0.38\text{ }\mu\text{m}$ よりも波長の短い紫外域から、 $0.75\text{ }\mu\text{m}$ よりもはるかに長い遠赤外におよぶ波長帯域の放射であり、温度測定では、測温に適した波長帯域を選んで測定が行われる。故に低温の測定には、長波長側で高い検出能力を有する検出器が必要である。従来の放射温度計の長波長側での赤外線検出器としては、サーモパイル、ボロメータ等の熱電的検出器が用いられている⁸⁾。ここでは室温付近の温度測定として、 $10\text{ }\mu\text{m}$ 帯に高い検出能力を有するパラメトリック・アップコンバータ赤外線検出器を用いた、アップコンバータ放射温度計の温度分解能について⁹⁾、背景光を考慮した場合、分散整合時の場合、およびポンピング光の出力安定度や暗電流の温度分解能に対する影響等を理論的に検討したので報告する。

2. 背景光を考慮した温度分解能

最初に測定対象の熱放射と背景光とを考慮した、図.1 のような測定系における温度分解能を求
電子工学科 電子物理工学講座

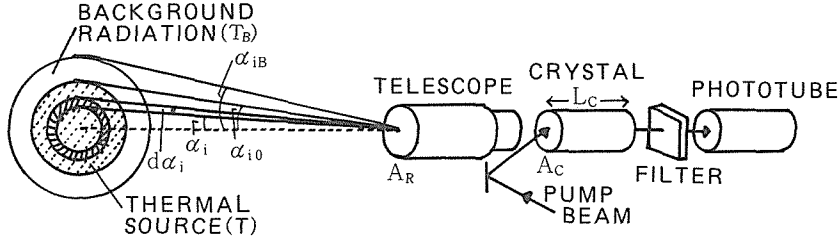


図1 アップコンバータ放射温度計の構成

める。赤外線入射角度 α_i における微小角 $d\alpha_i$ の熱物体要素から、赤外線望遠鏡（倍率 μ ，入射瞳面積 A_R ， $A_R = \mu^2 A_C$ ）に入射する、和周波数光に変換される赤外線の光子数は、次式となる。なお位相整合の条件を満たす波数帯域幅は $\Delta\nu_{iB}$ であり、またランバートの余弦法則を用いている。

$$dF_i = \frac{N\nu_i}{2hc\nu_i} \Delta\nu_{iB} A_R \pi \sin 2\alpha_i d\alpha_i \quad (1)$$

$N\nu_i$ はプランクの放射則より、 $N\nu_i = 2hc^2\nu_i^3 / (e^{hc\nu_i/kT} - 1)$ ， ν_i は波数， c は光速， h はプランクの定数， k はボルツマンの定数， T は絶対温度である。ここで η_c をポンピング光の単位強度、結晶の単位長さ当りの光子変換効率とすると、非線形光学結晶を用いたパラメトリック和周波数変換による、熱物体要素からの赤外線の和周波数光に変換される光子数は

$$dF_s = \eta_c (P_P/A_C) L_C^2 dF_i \quad (2)$$

となる。 P_P/A_C は結晶へのポンピング光の平均強度， L_C は結晶の長さである。今測定対象の熱物体の望遠鏡に対する角度幅を α_{i0} ，背景光の角度幅を $(\alpha_{iB} - \alpha_{i0})$ とし、熱物体の温度を T ，背景光の温度を T_B とすると、熱物体と背景光からの赤外線の和周波数光に変換される全和周波光子数は、次のようになる。

$$\begin{aligned} F_s &= \int_0^{\alpha_{i0}} dF_s + \int_{\alpha_{i0}}^{\alpha_{iB}} dF_s \\ &= \eta_c \left(\frac{P_P}{A_C} \right) L_C^2 \frac{A_R \pi}{2hc\nu_i} \left[\int_0^{\alpha_{i0}} N\nu_i(T) \Delta\nu_{iB} \sin 2\alpha_i d\alpha_i + \int_{\alpha_{i0}}^{\alpha_{iB}} N\nu_i(T_B) \Delta\nu_{iB} \sin 2\alpha_i d\alpha_i \right] \quad (3) \end{aligned}$$

ここで α_i が小さいという近似を用い、又 α_i の変化による変換される赤外線中心波数のずれによる $N\nu_i$ の変化が、小さいとし、分散整合時でない普通の状態 ($\Delta\nu_{iB}$ は赤外線入射角度によらず一定) で、 F_s を求めると次式となる。

$$F_s = \eta_c \left(\frac{P_P}{A_C} \right) L_C^2 \frac{A_R \pi}{2hc\nu_i} \Delta\nu_{iB} \left[N\nu_i(T) \alpha_{i0}^2 + N\nu_i(T_B) (\alpha_{iB}^2 - \alpha_{i0}^2) \right] \quad (4)$$

温度分解能が和周波数光子による光電面から発生する光電子数のゆらぎによるものとする、熱物体の温度差を識別するために必要な条件は次のようになる¹⁰⁾。

$$\frac{Q(T + \Delta T) - Q(T)}{\sqrt{Q}} \geq K \quad (5)$$

$$Q = \eta_D F_s \tau \quad (6)$$

なお、 K は限界信号対雑音比， Q は光電子数， η_D は光電面の実効量子効率， τ は観測時間である。以上の関係より検出可能な最小温度差 ΔT を求めると

$$\Delta T^2 = \frac{QK^2}{(dQ/dT)^2} = \frac{2K^2 hc\nu_i}{\eta_c \eta_D \tau \mu^2 P_P L_C^2 \pi} \frac{[N\nu_i(T) \alpha_{i0}^2 + N\nu_i(T_B) (\alpha_{iB}^2 - \alpha_{i0}^2)]}{\Delta\nu_{iB} [dN\nu_i(T)/dT]^2 \alpha_{i0}^4} \quad (7)$$

$$= \frac{K^2 k^2 T^4 (e^{hc\nu_i/kT} - 1)^4}{\eta_C \eta_D \tau \mu^2 P_P L_C^2 \pi h^2 c^3} \frac{[\alpha_{i0}^2 / (e^{hc\nu_i/kT} - 1) + (\alpha_{iB}^2 - \alpha_{i0}^2) / (e^{hc\nu_i/kT} - 1)]}{\Delta \nu_{iB} \nu_i^4 \alpha_{i0}^4 e^{2hc\nu_i/kT}} \quad (8)$$

$e^{hc\nu_i/kT} \gg 1$, および $e^{hc\nu_i/kTB} \gg 1$ の場合は, 式(8)は次のようになる。

$$\Delta T^2 \approx A_0 \frac{T^4 e^{2hc\nu_i/kT}}{\nu_i^5 \alpha_{i0}^4} \left[e^{-hc\nu_i/kT} \alpha_{i0}^2 + e^{-hc\nu_i/kTB} (\alpha_{iB}^2 - \alpha_{i0}^2) \right] \quad (9)$$

なお $A_0 = (K^2 k^2 \nu_i) / (\eta_C \eta_D \tau \mu^2 P_P L_C^2 \pi h^2 c^3 \Delta \nu_{iB})$ は η_C が ν_i に比例するため, ν_i に依存しない。

背景光が無視できる場合の検出可能な最小温度差を ΔT_0 とすると

$$\Delta T_0^2 = A_0 \frac{(e^{hc\nu_i/kT} - 1)^3 T^4}{\nu_i^5 \alpha_{i0}^2 e^{2hc\nu_i/kT}} \quad (10)$$

$e^{hc\nu_i/kT} \gg 1$ の場合は

$$\Delta T_0^2 \approx A_0 \frac{e^{hc\nu_i/kT}}{\nu_i^5 \alpha_{i0}^2} T^4 \quad (11)$$

ここで非線形光学結晶プルスタイト (Ag_3AsA_3) を使い, ポンピング光源として YAG レーザを考え, 熱物体の温度を $T=300\text{K}$ (赤外線波長 $10\mu\text{m}$ 付近に熱放射の最大値を持つ) とし, アップコンバータの位相整合条件が赤外線波長 $10\mu\text{m}$ で満足されるように設定して, 検出可能な最小温度差を数値計算すると次式のようなになる。

$$\Delta T_0^2 \approx \frac{1.26 \times 10^{-4}}{\alpha_{i0}^2 P_P \tau} \quad (12)$$

ここで用いた数値は次のものである。 $\eta_D = 2 \times 10^{-2}$, $\eta_C = 2.2 \times 10^{-7} [\text{W}^{-1}]$, $L_C = 10^{-2} [\text{m}]$, $\Delta \nu_{iB} = 9 \times 10^2 [\text{m}^{-1}]$, $\lambda_i = 10 \times 10^{-6} [\text{m}]$, $T = 300 [\text{K}]$, $k = 1.38 \times 10^{-23} [\text{J}/\text{deg}]$, $h = 6.626 \times 10^{-34} [\text{J}\cdot\text{sec}]$, $c = 3 \times 10^8 [\text{m}/\text{sec}]$, $K = 1$, $\mu = 1$ 。 α_{i0} が 0.5° で $P_P \cdot \tau$ が $1 [\text{J}]$ の場合, $\Delta T_0 \approx 1.3$ 度である。この値は, 熱電的検出器を用いた放射温度計の温度分解能と同程度である。 ΔT_0 が最小となるための T と ν_i の関係は, $d(e^{hc\nu_i/kT}/\nu_i^5)/d\nu_i = 0$ より次式が得られる。

$$\nu_i = 5kT/hc \quad (13)$$

次に背景光の影響を考慮した場合の, $e^{hc\nu_i/kT} \gg 1$, および $e^{hc\nu_i/kTB} \gg 1$ について, 検出可能な最小温度差を求めてみる。ただし $\alpha_{iB} = n\alpha_{i0}$ とおいた。

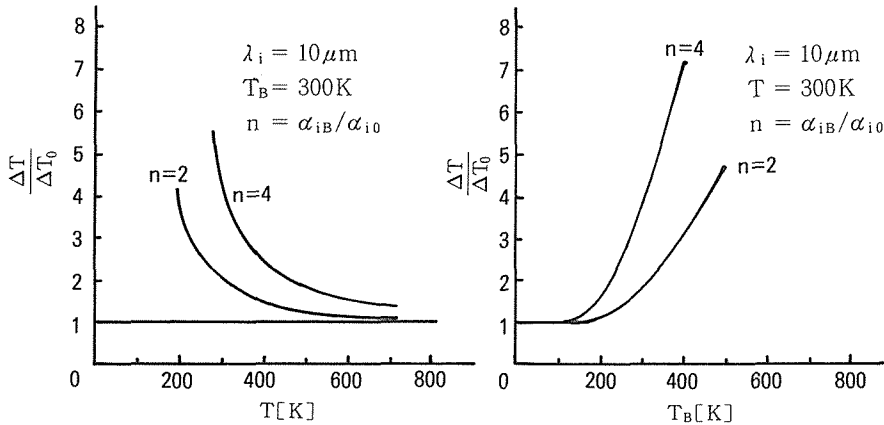


図2 背景光の温度分解能に及ぼす影響

$$\Delta T^2 = A_0 \frac{e^{2hc\nu_i/kT} [e^{-hc\nu_i/kT} + (n^2 - 1)e^{-hc\nu_i/kT}] T^4}{\nu_i^5 \alpha_{i0}^2} \quad (14)$$

故に背景光の温度分解能に及ぼす影響は、次式から判断できる。

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0}\right)^2 = \left[1 + (n^2 - 1)e^{(hc\nu_i/k)(1/T - 1/T_0)}\right] \quad (15)$$

数値計算の結果の一例を図.2に示す。熱物体の温度が低くなると、背景光の影響が無視できなくなることがわかる。

3. 分散整合時の温度分解能

普通の整合状態でのアップコンバータ放射温度計による、熱物体の温度測定において、大きな問題の一つは、熱物体から非線形光学結晶へ入射する、一つの赤外線入射方向において、熱物体の広帯域な赤外線放射スペクトルのうち、ほんの一部分しか、和周波数光に変換されないということがある。この改善として、熱物体の結晶への一つの入射方向において、和周波数変換に利用される赤外線周波数帯域幅の広い分散整合時 ($\partial k_0/\partial \omega = 0$, $k_0 = k_s - k_p - k_r$) のアップコンバータ放射温度計が考えられる。ただし位相整合特性により視野が制限される問題がある。分散整合時の温度分解能を求めてみる。分散整合の場合は $\Delta \nu_{iB}$ は α_i の関数になるから、全和周波数光の光子数は、

$$F_s = \eta_c \left(\frac{P_p}{A_c}\right) L_c^2 \frac{A_R \pi}{2hc\nu_i} \left\{ \int_0^{\alpha_{i0}} N\nu_i(T) \sin 2\alpha_i \Delta \nu_{iB} d\alpha_i + \int_{\alpha_{i0}}^{\alpha_{iB}} N\nu_i(T_B) \sin 2\alpha_i \Delta \nu_{iB} d\alpha_i \right\} \quad (16)$$

ここで、 α_i が小さいとして、 $\mu\alpha_i \approx n_i \phi_i$, $\sin 2\alpha_i \approx 2\alpha_i$ の近似を用い

$$\frac{\phi_i^2}{(\sqrt{2\pi A/L_c})^2} + \frac{\Delta \nu_{iB} \pi c}{(\sqrt{4\pi/(\partial^2 k_0/\partial \omega^2)} L_c)^2} = 1 \quad (17)$$

の関係を用いると¹¹⁻¹²⁾、ただし ϕ_i は結晶内の赤外線入射角度である、

(a) $\alpha_{i0} \geq \alpha_{i0m}$ の場合

視野が分散整合時の位相整合特性できまる最大視野 α_{i0m} で制限され、全和周波数光子数は次のようになる。

$$F_s = \eta_c \left(\frac{P_p}{A_c}\right) L_c^2 \frac{A_R \pi}{2hc\nu_i} \frac{4n_i^2 A N\nu_i}{3\mu^2 L_c c} \sqrt{4\pi/(\partial^2 k_0/\partial \omega^2)} L_c \quad (18)$$

この場合識別できる最小温度差 ΔT_D は、

$$\Delta T_D^2 = \frac{3K^2 hc^2 \nu_i}{\eta_c \eta_D \tau P_p L_c \pi 2n_i^2 A \sqrt{4\pi/(\partial^2 k_0/\partial \omega^2)} L_c} \frac{N\nu_i(T)}{[dN\nu_i(T)/dT]^2} \quad (19)$$

ここで分散整合時でない普通の場合の、背景光が無視できる時と比較してみる (なお各々における赤外線中心波数は等しいとする)

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_D}\right)^2 = \left(\frac{\alpha_{i0m}}{\alpha_{i0}}\right)^2 \left(\frac{2\sqrt{4\pi/(\partial^2 k_0/\partial \omega^2)} L_c}{\Delta \omega_{iB}}\right) \frac{2}{3} \quad (20)$$

ただし、 $\Delta \omega_{iB} = 4\pi/(\partial k_0/\partial \omega) L_c$ である。分散整合時でない場合の背景光の影響を考慮した場合と比較すると

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_D}\right)^2 = \left(\frac{\alpha_{i0m}}{\alpha_{i0}}\right)^2 \left(\frac{2\sqrt{4\pi/(\partial^2 k_0/\partial \omega^2)} L_c}{\Delta \omega_{iB}}\right) \frac{2}{3} \frac{[N\nu_i(T) + N\nu_i(T_B) \{(\alpha_{iB}^2/\alpha_{i0}^2) - 1\}]}{N\nu_i(T)} \quad (21)$$

(b) $\alpha_{i0} \leq \alpha_{i0m}$, および $\alpha_{i0m} < \alpha_{iB}$ の場合

4. ポンピング光と暗電流の影響

アップコンバータ放射温度計において、温度分解能に影響を及ぼす重大な要因として、ポンピング光の出力安定度と暗電流の影響等があげられる。ポンピング光の出力安定度の影響は次式で与えられる。

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{k \lambda_i T}{hc} \frac{\Delta P_p}{P_p} \quad (26)$$

たとえば、 $\lambda_i = 10 \mu\text{m}$ 、 $T = 300 \text{K}$ で1度以下の温度分解能を得ようとする、ポンピング光の安定度として1.6%以下が要求されることになる。次に暗電流の影響は、熱物体の温度が高い場合、あるいはポンピング光の出力をあげて変換効率を大きくした場合は、無視できるが、もし暗電流の影響が大きくきいてきて、 $\eta_D F_S < M$ の場合は、ただしMは暗光電面から出る単位時間当りの電子数である。識別できる最小の温度差は

$$\Delta T_M^2 = \frac{K^2 M \tau}{(dQ/dT)^2} = \frac{K^2 M}{(\eta_D \eta_C P_P L_C^2 \mu^2 \pi \Delta \nu_{i0}^2 / 2hc \nu_i)^2 \tau [dN \nu_i(T)/dT]^2} \quad (27)$$

この場合は、 $(\Delta T_M / \Delta T)^2 = M / \eta_D F_S > 1$ となり、暗電流が無視できる場合の温度分解能より悪くなることがわかる。なお暗電流でできる温度分解能を最大にする T と ν_i の関係は次式となる。

$$\nu_i \approx 4kT/hc \quad (28)$$

5. ま と め

以上の結果をまとめると次のようになる。

- (1) 背景光の影響も考慮した、アップコンバータ放射温度計の温度分解能を求めた。その結果として、背景光の温度が300Kの場合、熱物体の温度が約400K以上なければ、背景光の影響を考慮しなければならない。
- (2) 熱物体の温度に対して温度分解能を最大にする波長 λ_i は、 $\lambda_i \approx hc/5kT$ である。
- (3) 結晶を分散整合の状態を使用する場合、熱物体の視野角が結晶の分散整合時の位相整合特性で制限される視野より小さい場合、あるいは同程度の場合は、分散整合時でない場合より温度分解能があがる。ただし熱物体の視野角が広がると、必ずしも有利とはならない。
- (4) アップコンバータ放射温度計の場合、ポンピング光の出力安定度が温度分解能に重大な影響をもたらす。室温で1度前後の分解能を得ようすると、数%以下のポンピング光の出力安定度が要求される。
- (5) 暗電流の影響を無視するためには、ポンピング光の出力をあげるなどして変換効率を大きくする必要がある。暗電流によって温度分解能が規制される場合、温度分解能を最大にする波長と温度の関係は、 $\lambda_i \approx hc/4kT$ である。
- (6) 現在アップコンバータ放射温度計の温度分解能は、室温において1度前後であり、従来の熱的検出素子を用いた放射温度計と同程度であるが、アップコンバータの変換効率をあげるにより¹³⁾、さらに良くなる可能性はある。
- (7) これからは、熱物体の放射率も考慮して実験的に検討し、又赤外ファイバを用いたアップコンバータ放射温度計あるいは二色温度計についても考察してみたい。

おわりに有益な御助言、御討論を頂いた、三島瑛人助教授に感謝する。

参 考 文 献

- 1) Warner, J: "Difference frequency generation and up-conversion", Quantum Electronics, Edited by H. Rabin and C. L. Tang, Vol. 1, Part B, p. 703, Academic Press (1975).
- 2) 三島瑛人, 小柳幸次郎, 平山裕光, 桜庭一郎: "ブルースタイトを用いたパラメトリック和周波数変換における位相整合角の温度依存性", 信学論 (C), Vol. J62-C, 7, p. 529 (昭54-07).
- 3) 平山裕光, 小柳幸次郎, 三島瑛人, 桜庭一郎: "ブルースタイト・アップコンバータにおける接線整合の温度依存性", 信学論 (C), Vol. J63-C, 5, p. 311 (昭55-05).
- 4) 三島瑛人, 平山裕光, 小柳幸次郎, 桜庭一郎: "ブルースタイト・アップコンバータの室温付近における位相整合角の実験式", 信学論 (C), Vol. J63-C, 10, p. 712 (昭55-10).
- 5) Kojiro KoYANAGI, Hiromitsu HIRAYAMA, Teruhito MISHIMA, and Ichiro SAKURABA: "Two-dimensional acceptance angles of a proustite upconverter", 信学論 (C), 採録決定 (受付番号57 E 1-23・C).
- 6) 小柳幸次郎, 桜庭一郎: "ブルースタイトを用いたアップコンバータ赤外分光計の分解能" 信学論 (C), 採録決定 (受付番号57-S-160).
- 7) 小柳幸次郎, 桜庭一郎: "分散整合時のアップコンバータ放射温度計における分解能", 電子通信学会光・電波部門全大, 248 (昭57-8).
- 8) 下間照男: "温度計則", 計測自動制御学会 (1981).
- 9) K. F. Hulme and J. Warner: "Theory of thermal imaging using infrared to visible image up-conversion", Appl. Optics, Vol. 11, P. 2956 (1972).
- 10) 和田正信: "光電装置", 近代科学者 (1959).
- 11) 小柳幸次郎, 鴻上明彦, 三島瑛人, 桜庭一郎: "ブルースタイトを用いたパラメトリック和周波数変換(第4報)一周波数帯域幅と視野一", 電気四学会支部連大, 26 (昭55).
- 12) 小柳幸次郎, 桜庭一郎: "分散整合した熱像アップコンバータにおける諸特性", 電気四学会支部連大, 148 (昭56).
- 13) F. L. Schow, A. Rinzi, O. P. Gandhi, and R. W. Grow: "Spatial resolution of an intracavity image upconverter", Appl. Phys Lett., Vol. 38, 10, p. 757 (1981).