

Title	熱輻射線による研削温度と切れ刃分布の測定
Author(s)	細川, 晃
Citation	大阪大学, 1985, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/867
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

熱輻射線による研削温度と切れ刃分布の測定

昭和 60 年 1 月

細 川 晃

熱輻射線による研削温度と切れ刃分布の測定

昭和 60 年 1 月

細 川 晃

はじめに	v
使用記号	vii
第1章 序 論	1
1.1 はしがき	1
1.2 従来の研究	2
1.2.1 研削温度の測定法に関する研究経過と問題点	2
1.2.2 研削温度の理論解析に関する研究経過と問題点	5
1.3 研究の目的と研究方法	6
参考文献	9
第2章 光ファイバと光感度光電素子を用いた赤外線輻射温度計	12
2.1 はしがき	12
2.2 熱輻射の法則と温度測定原理	13
2.3 光ファイバの伝送原理とその特性	14
2.4 赤外線検出素子	17
2.5 温度測定装置	18
2.5.1 温度計の構造	18
2.5.2 温度計の相対感度	20
2.5.3 温度計の応答速度	24
2.6 温度計の出力校正	25
2.6.1 ファイバ端面性状	25

2.6.2	出力校正実験	26
2.7	温度計の測定精度についての考察	29
2.8	まとめ	32
	参考文献	33
第3章	ファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響	35
3.1	はしがき	35
3.2	感温面積	35
3.3	受光エネルギーの理論解析	36
3.3.1	測定対象面 S_{ob} が感温面 S_t より大きい場合	36
3.3.2	測定対象面 S_{ob} がコア面より小さい場合	38
3.3.3	一般的な場合への拡張	40
3.3.3.1	測定対象面の中心が感温面の中心と一致する場合	42
3.3.3.2	測定対象面の中心が感温面の中心からずれている場合	44
3.3.4	砥粒切れ刃温度測定への適用	44
3.3.4.1	測定対象面の中心が感温面の中心を通過する場合	46
3.3.4.2	測定対象面の中心が感温面の中心からずれて通過する場合	46
3.4	スラップ型多モードファイバの光伝送特性実験	49
3.4.1	ファイバ設定位置の影響	49
3.4.2	ファイバの軸ずれによる伝送損失	50
3.5	まとめ	52
	参考文献	53
第4章	赤外線輻射温度計による研削温度の測定	54
4.1	はしがき	54

4.2	実験方法	55
4.3	研削表面層温度	57
4.3.1	実験結果	57
4.3.2	熱電対の応答速度の測定	58
4.3.3	測定法の応答速度が測定結果に及ぼす影響	61
4.3.4	研削表面温度(砥石研削点温度)	62
4.3.5	研削液が熱源温度に及ぼす影響	64
4.4	ファインセラミックスの研削温度	66
4.4.1	実験方法	66
4.4.2	実験結果	67
4.5	まとめ	68
	参考文献	69
第5章	研削時における砥粒切れ刃温度と切れ刃分布	71
5.1	はいがき	71
5.2	砥粒切れ刃温度の測定 - 連続した1パス研削による測定 -	72
5.2.1	実験装置および実験方法	72
5.2.2	実験結果	75
5.2.2.1	研削後4.2 ms の切れ刃温度	75
5.2.2.2	切屑の影響	78
5.3	平面研削における砥粒切れ刃の熱挙動	79
5.3.1	切れ刃温度の解析	79
5.3.1.1	砥粒切れ刃のモデル化	79
5.3.1.2	切削時における切れ刃の加熱	80
5.3.1.3	空転時における切れ刃の冷却	82

5.3.2 砥粒切れ刃温度の測定 一測定角 θ を変化させた場合一	86
5.3.2.1 実験方法	86
5.3.2.2 実験結果	86
5.3.3 研削点における切れ刃温度の推定	88
5.4 加工条件が切れ刃温度と切れ刃分布に及ぼす影響	90
5.4.1 砥石切込み深さを変化させた場合	91
5.4.2 研削作業進行に伴う研削状態の変化	93
5.5 まとめ	95
参考文献	96
第6章 総括	98
あとがき	101
付録A 輻射による伝熱理論	102
付録B 受光エネルギーの算出	103
付録C 温度計出力パルスの算出	107
付録D 一定熱流束における一次元熱伝導	108

本論文は著者が大阪大学大学院基礎工学研究科(物理系専攻, 機械工学分野)在学中に行なった研究の成果をまとめたものである。論文の内容は, 研削時に発生する熱輻射線に注目し, 高感度赤外線検出素子と光ファイバを組み合わせた赤外線輻射温度計を使用して研削温度と切り刃分布を測定した結果に関するもので, 全体を6章から構成している。

第1章は序論であり, 研削温度に関する研究の歴史的背景を述べたあと, 本研究の意義を明らかにしている。

第2章は本研究で製作した光ファイバを用いた赤外線輻射温度計のシステムに関するもので, 本温度計の種々の特徴が原理的, 実験的に説明されている。

第3章では, ファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響を理論的, 実験的に解析し, 本温度計の研削温度測定への適用の有効性を確認している。

第4章では, 本温度計を用いて, 加工物研削表面層の過渡的な温度変化を測定した結果について述べており, 温度計の応答速度が測定結果に及ぼす影響について検討を加えている。

第5章では, 平面研削における砥粒切り刃温度の測定と, 砥石作業面上の切り刃分布のインプロセスでの観測について述べている。すなわち, 研削条件や研削進行に伴う砥粒切り刃の作動状態と, 切り刃温度と切り刃分布状態の変化から検討している。さらに, 砥粒切り刃の加熱, 冷却サイクルに対し適当な伝熱モデルを適用して研削時における切り刃の熱的挙動について解析している。

第6章は総括であり, 本研究の成果をまとめたものである。

以上の各章を構成している研究内容は, 全て精密機械学会論文誌, 精密機械学会学術講演会, Transactions of the ASME, J. Engg. Ind. において発表, あるいは掲載決定されたものである。以下にそのリストを示す。

学 会 談 論 文

1. 上田隆司, 細川 晃, 山本明, "光ファイバを用いた赤外線輻射温度測定法, -研削温度測定への適用-, " 精密機械, 48, 5(1982), 629-634.
2. 上田隆司, 細川 晃, 山本明, "光ファイバを用いた赤外線輻射温度計による研削温度の測定, " 精密機械, 50, 12(1984), 1896-1901.
3. Takashi Ueda, Akira Hosokawa, Akira Yamamoto, "Studies on Temperature of Abrasive Grains in Grinding, -Application of Infra-red Radiation Pyrometer," to be published in the Journal of Engineering for Industry, Trans.ASME.

講 演 会 論 文

1. 上田隆司, 細川 晃, 山本 明, "研削砥石の研削点における切削温度, " 精機学会昭和58年度関西地方定期学術講演会講演論文集, (1983), 1-2.

1985年 1月

使 用 記 号

a	砥石切込み深さ	μm
a_d	ドレッシング切込み深さ	μm
A	熱流入面積, 切れ刃面積	μm^2
b_w	加工物幅	mm
B	砥石幅	mm
c_g	砥粒(アルミナ)の比熱	$\text{J}/(\text{Kg}\cdot\text{K})$
C, C_a, C_d	定数	
C_1	第1輻射定数	$3.742 \times 10^8 \text{ W}\cdot\mu\text{m}^4/\text{m}^2$
C_2	第2輻射定数	$1.439 \times 10^4 \mu\text{m}\cdot\text{K}$
d	コア径	μm
dA, dA_e, dA_s	黒体の微小面積	μm^2
dA_p	dA の入射方向からみた投影面積	μm^2
de	dA を通過し, $d\omega$ 内に射出されるエネルギー	W
de_λ	df から dF に射出される輻射エネルギー	W
$df = r dr d\phi$ $= r' dr' d\psi$	f 内の微小面積	μm^2
$dF = u du d\theta$	F 内の微小面積	μm^2
$dF_p = dF \cos \xi$	dF の入射方向の投影面積	μm^2
$d\omega$	微小立体角	sr
$d\omega_e = dA_e / R^2$	dA_e で与えられる微小立体角	sr
$d\Omega = dF_p / R^2$	dF_p で与えられる微小立体角	sr
D^*	光電素子の比検出能	$\text{cm}^2/\text{Hz}/\text{W}$
$D(\lambda)$	光電素子の分光感度特性	
e_λ	df から輻射され, コアに受光されるエネルギー	W
E_λ	ファイバが受光する輻射エネルギー	W
$E_{\lambda m}$	ファイバが受光する最大エネルギー	W
$E_{\lambda s}$	S_s から輻射され, コアに受光されるエネルギー	W

$f(t, t_h, r_{ob})$	測定面積	μm^2
F	コイル内の受光面積	μm^2
F_n	研削抵抗法線方向分力	N
F_t	研削抵抗接線方向分力	N
$F(\lambda)$	ファイバの分光透過率	
g	砥粒切入み深さ	μm
$g(t, r)$	感温面内における輻射エネルギーの重み関数	
$G(\lambda)$	集光レンズの分光透過率	
h	砥石固表面の熱伝導率	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
$I(\xi, \psi)$	輻射強さ	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$
$I'(\xi, \psi)$	指向性輻射強さ	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$
$I_{\lambda b} = I'_{\lambda b, n}$	単色黒体輻射強さ	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr})$
$I'_{\lambda b}$	単色指向性黒体輻射強さ	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr})$
J_b	黒体輻射能	W/m^2
J_d	実際の物体表面の輻射能	W/m^2
$J_{\lambda b}$	単色黒体輻射能	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$
k	熱伝導率	$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
k_g	砥粒の熱伝導率	$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
K	ゲイン定数	
l_c	砥石-加工物接触弧長さ	mm
l_w	加工物長さ	mm
L_f	ファイバ長さ	m
n	外気の屈折率	
n_0	コアの屈折率	
n_1	クラッドの屈折率	
N	砥石回転数	min^{-1}
N_g	観測切れ刃数	
$\text{NA} = \sin \xi_m \approx \sqrt{2\Delta} \cdot n_0$	ファイバの開口数	
q_g	砥粒切れ刃に供給される熱量	W

q_i	砥粒内部へ伝導する熱量	W
q_o	砥粒表面より外気へ伝導する熱量	W
Q	研削時に発生する熱量	W
Q_1	切削における切屑せん断面で発生する熱量	W
Q_2	工具すくい面と切屑の摩擦により発生する熱量	W
r, r'	極座標系における距離	μm
$r_f = t \cdot \tan \xi_m$		μm
r_{ob}	測定対象面の半径	μm
$r_s = d/2 - t \cdot \tan \xi_m$	臨界感温面の半径	μm
$r_t = d/2 + t \cdot \tan \xi_m$	感温面の半径	μm
R	df と dF との距離	μm
R_F	研削抵抗の増加率	
R_G	観測切れ刃数の増加率	
R_1	Q_1 の内切屑へ流入する割合	
R_2	Q_2 の内切屑へ流入する割合	
s	ラプラス演算子	
$S_o = \pi (d/2)^2$	コア断面積	μm^2
$S_{ob} = \pi r_{ob}^2$	測定対象面積	μm^2
$S_s = r_s^2$	臨界感温面積	μm^2
$S_t = r_t^2$	感温面積	μm^2
t	ファイバの設定距離	μm
t_h	感温面と測定対象面の中心間距離	μm
t_x	測定対象面の進行方向に対する感温面との距離	μm
t_y	測定対象面が感温面とを通過する時の両者のずれ	μm
T, T_d, T_t	絶対温度	μm
T_g	砥粒切れ刃逃げ面温度	$^{\circ}\text{C}$
T_i	常温	$^{\circ}\text{C}$
T_m, \bar{T}_m	砥石研削点温度	$^{\circ}\text{C}$
T_r	砥粒切れ刃すくい面温度	$^{\circ}\text{C}$

T_o	冷却開始時における切れ刃表面温度	$^{\circ}\text{C}$
T_s	切屑せん断面温度	$^{\circ}\text{C}$
T_w	加工物平均温度	$^{\circ}\text{C}$
$T(x, z)$	加工物研削表面層温度分布	$^{\circ}\text{C}$
u	比研削エネルギー	$\text{N} \cdot \text{m} / \text{m}^3$
$u(\tau)$	単位ステップ関数	
v	加工物速度	m / min
V	砥石周速度	m / min
x	砥粒表面からの深さ	μm
y	加工物内直交座標	μm
$y(\tau)$	温度計の出力	
z	加工物研削表面からの深さ	μm
α	温度伝導率	m^2 / s
$\alpha_g = k_g / (\rho_g C_g)$	砥粒の温度伝導率	m^2 / s
β	温度計の相対感度定数	
$\gamma = \alpha_g \tau_c$		m^2
δ	連続切れ刃間隔	mm
$\Delta = (n_o - n_1) / n_o$	ファイバの比屈折率差	
$\Delta \tau$	温度計の出力パルス幅	μs
$\Delta t_y = (r_t + r_{ob}) / 10$		μm
ϵ	全輻射率	
ϵ_e, ϵ_t	有効輻射率	
ϵ'_n	垂直輻射率	
ϵ'_λ	単色指向性輻射率	
$\zeta = h / k_g$		m^{-1}
η	砥粒切れ刃の初期温度勾配を与える指数	m
θ	極座標系における角度	rad

$\theta_0(u, r)$	f を求めるための角度関数	
Θ	ファイバの設定角	deg
κ	温度計の実感度指数	
λ	波長	μm
$\lambda_1 \sim \lambda_2$	温度計の測定可能波長範囲	μm
Λ	温度計の相対感度	
Λ_a	温度計の実感度	mV
$v = 2\sqrt{\alpha_g \tau_h}$		m
ρ_g	磁粒の密度	kg/m^3
σ	Stefan-Boltzmann 定数	$5.670 \times 10^8 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$
τ	時間	s
$\tau_0 = l_c / v$	測温点が磁石 - 加工物接触領域下を通過する時間	ms
τ_c	磁粒切り刃の冷却時間	s
τ_h	磁粒切り刃の加熱時間	s
τ_s	時定数	s
ϕ	極座標系における角度	rad
$\phi_0(t, t_h, r_{ob})$	f を求めるための角度関数	
$\phi_c = \sin^{-1}(n_1/n_0)$	臨界角	deg
ϕ_s	せん断角	deg
ψ	極座標系における角度	rad
ω, ω_c, Ω	立体角	sr
ξ	入射角	deg
ξ_m	受光角	deg

第1章 序 論

1.1 はいばき

研削加工は高硬度微小刃工具によって微細な切屑を排出する加工法であるため、機械部品の精密仕上加工や難削材加工などを比較的容易に実現できる加工法として、生産加工技術の中で占める役割は大きい。そして今日では、超精密加工技術追求の一方で、高速研削やクリープフィード研削などの高能率研削法が開発され、実用化されている。^{1), 2)} しかしこれら高能率研削法は、砥石周速度、または砥石切込み深さを大きくとるため、研削エネルギー、すなわち、研削熱を著しく増大させる結果となり、加工物の熱的損傷を生じやすく、この対策も重大事となっている。^{3), 4)} これは研削作用が上述したように、微細な切屑の発生する切削現象であるため、寸法効果によってその比研削抵抗が他の加工法と比べて著しく大きく、⁵⁾ このエネルギーが塑性変形、弾性変形、破壊、摩擦などの研削仕事ののち、最終的にはその99%以上が砥石、加工物、切屑の加熱という形態で消費されるからである。従って、これら研削構成要素の温度は非常に高くなり、切屑生成箇所の温度上昇が加工材料の被削性を上昇させるという利点を除いて、加工物の組織変化や寸法精度の低下、砥石摩耗の促進や研削能の鈍化など種々の悪影響を及ぼすことは一般の研削においても問題とされるところである。このように、研削熱を源とする研削温度が研削性能に及ぼす影響は大きく、また研削機構を論ずる上で極めて重要な役割をもつため、これまで数多くの研究がなされている。^{5)~22)}

ここで、研削温度とは研削作用によって生じる温度場を対象とした漠然とした温度であるが、注目する箇所に依りて次の4種類に分類できる。これから研削温度はけっして独立したものではなく、砥粒研削点温度を基本として密接な関係があり、それぞれ研削の実際に関わりをもっている。

(1) 砥石研削点温度 T_m, \bar{T}_m

Fig.1.1に示すように、砥石と加工物の見かけの接触面の温度であり、平均温度と最高温度が考えられる。この温度は研削焼けや割れ等の加工物の熱的損傷と関係がある。

(2) 加工物研削表面層の温度分布 $T(x, z)$

加工物内の研削点近傍の温度分布であり、研削割れや製品の反りと関係がある。また、この温度と研削後の冷却状態は、加工物の組織変化や残留応力などの研削加工変質層の生成機構に大きな影響を及ぼす。

(3) 加工物全体の温度上昇 T_w

加工物に流入した熱による温度上昇であり、熱膨張による製品の形状および寸法精度の低下の原因となる。

(4) 砥粒研削点温度 T_s, T_r, T_g

研削砥石はその作業面にある砥粒のうち、突出したもののみが研削にあがり、この切削砥粒をモデル化すればFig.1.2のようになる。ここで、切削刃すくい面と切屑との接触面、逃げ面と加工物との接触面、および切屑せん断面の温度を総称して砥粒研削点温度と呼んでいる。この温度は砥粒摩耗、破碎、切屑の溶着などに関係している。従って、砥粒研削点温度は切削刃の自生作用や研削性、研削能率などに関連するだけでなく、研削機構と直結しており、切削刃の作動状態を論ずる上で極めて重要な温度である。

このほかに、切屑温度も加えることができる。鋼材研削では切屑は研削火花として観察される。

1.2 従来の研究

1.2.1 研削温度測定法に関する研究経過と問題点

研削温度に関する本格的な研究は1951年、Shaw⁶⁾によって始まった。彼

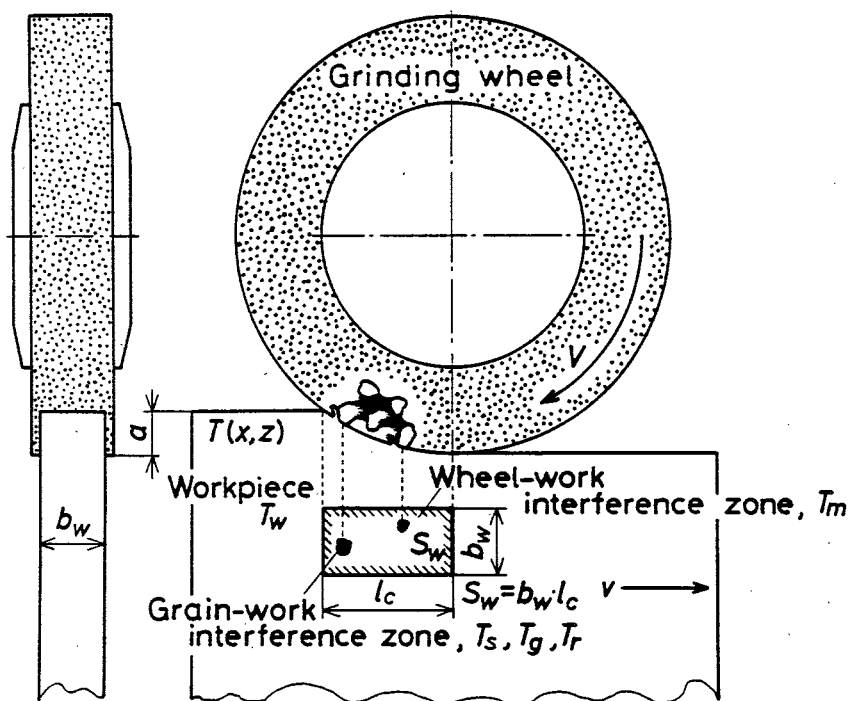


Fig.1.1 Wheel-work interference zone geometry.

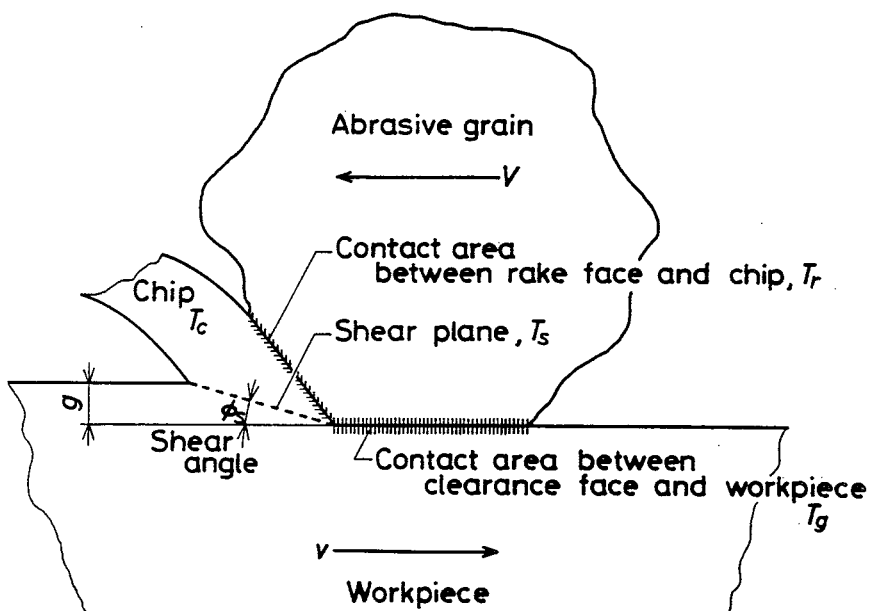


Fig.1.2 Chip formation geometry.

は砥石と加工物で熱電対を形成させて砥粒研削点温度を測定し、佐藤⁷⁾も同様の方法で測定した。しかし、この方法は絶縁体である Al_2O_3 砥石には適用できないという大きな欠点があり、また微弱な熱起電力の検出や温度校正など種々の問題点がある。そして、測定された温度は砥石-加工物干渉領域内の全接触部のある種の平均温度を表わしている。

その後、ShawとMayer⁸⁾は加工物表面からの熱輻射をカップ型砥石の内筒面にあけた穴を通してPbSセルで受光する方法を考案した。この温度は定性的には、その変化傾向が簡単な切削理論によって与えられるせん断面温度と一致するものの、定量的には $1/3 \sim 1/5$ 程度低い結果になっている。この測定法も正確な温度校正が難しい。

LittmannとWulff⁹⁾や高沢¹⁰⁾は加工物に小孔を研削表面近傍まであけ、この中に埋めこんだ微細導線と加工物との間で熱電対を形成する方法によって、研削表面層の温度分布を測定した。そして、温度と加工物の硬度変化について言及している。また、高沢¹¹⁾とHahn¹²⁾は研削条件が研削温度に及ぼす影響について議論しており、松井ら¹³⁾によって研削焼けの研究にも用いられている。

Peklenik¹⁴⁾は絶縁した白金線を加工物ではさみ込み、砥粒切れ刃がこれを切削するとき、白金線と加工物に生じたかえりが接触して熱電対を形成することを利用して砥粒研削点温度を測定している。しかしこの場合も、高温における温度校正や、高温接点の大きさ等によって変化する応答速度等の問題があり、研削に伴う過度的な温度変化に追従できるとは考えられない。なお、この方法は砥石研削点温度や砥粒切れ刃間隔の動的測定に対しては非常にすぐれた方法として、多くの研究者に利用されてきた。

また最近、KopsとShaw¹⁵⁾は単粒砥石を用いたガラス板研削において、砥粒切れ刃と加工物の干渉部で発生する熱輻射の強度変化を測定しているが、定性的な観察にとどまっている。

1.2.2 研削温度の理論解析に関する研究経過と問題点

一方、解析的に研削温度を求める試みも数多くの研究者によってなされている。これは、バイト切削において発展した切削温度の理論^{*}を応用したものである。ところが研削温度の理論解析の場合、研削作用が砥石作業面上に不規則に散在する砥粒切れ刃による微小切削のため、研削領域におけるエネルギー配分とその加工物、砥粒、切屑への流入割合を求めることが非常に難しい。研削熱の流入割合については Outwater と Shaw⁶⁾、佐藤¹⁶⁾、小野¹⁷⁾、高沢¹⁸⁾、Malkin と Anderson¹⁹⁾、鎌和田と斎藤²⁰⁾によって実験的あるいは理論的に検討されている。

砥粒研削点温度については Outwater と Shaw⁶⁾ がすくい角 0° の切削モデルにおいて、せん断面の平均温度は約 1200°C になると算出している。また、小野¹⁷⁾ は砥粒切れ刃のすくい面と逃げ面温度について解析し、佐藤²⁰⁾ は砥粒切れ刃のせん断面温度 T_s 、および逃げ面摩耗面温度 T_g が、砥石切込み深さ a 、砥石周速度 V 、加工物速度 v としそれぞれ、 $T_s \propto a^{-0.12} v^{-0.24} V^{0.24}$ 、および $T_g \propto a^{0.22} v^{0.19} V^{0.21}$ なる関係があることを示している。さらに、Zerkle と Des Ruissaux²²⁾ は炭素鋼研削において、最大せん断面温度は約 2540°C に近づくと算出している。

砥石研削点温度については、佐藤¹⁶⁾ は $T_m \propto a^{0.63} v^{0.26} V^{0.24}$ なる関係があ

* 切削において生ずる熱には、(1)せん断面におけるせん断の塑性変形により生ずる熱 Q_1 と (2)切屑と工具すくい面の摩擦により発生する熱 Q_2 があり、それぞれの一部 R_1, R_2 が切屑へ、残りは加工物または工具に伝導されるを考える。熱の分配割合 R_1 は切屑になされた仕事量から算出した切屑平均温度上昇と、加工物上を移動する熱源の平均温度が等しいとして求め、 R_2 は Q_2 を工具に対しては静止熱源、切屑にとっては移動熱源とし、その平均温度が等しいとして求める。

ることを示し、加工物温度に関しては、小野¹⁷⁾が連続円筒研削の場合について考察している。

研削表面層の温度は高沢¹⁰⁾によって加工物速度の影響や、加工変質層の生成機との関連において理論的に検討されている。

1.3 研究の目的と研究方法

以上のように、研削温度の場合、その測定対象が小さくかつ急激な温度勾配があり、しかもそれが短時間で変化するため測定が非常に困難である。例えば、一般の研削では砥粒研削点の大きさは直径数十から数百 μm のオーダーで、それが 30 m/s 程度の速さで移動している。砥粒研削点温度は、その重要性に反して実測した報告は非常に少なく、またその測定法の精度に関してもこれらと比較し得る適当な測定方法がないため、これまで全く検討されていないといえる。

また、理論解析を進める上でも、実際の対象は有限体でしかも形状や大きさも一様ではなく、取り扱いが非常に複雑で、厳密解を得ることは容易ではない。実際、温度解析の前提となる研削熱の配分割合に関しても各研究者によって大きな差があるのが実状である (6), (16)~(20)。

従って、研削温度研究に際しては、その研究目的にかなった測定技術の確立とその信頼性のある実測値との対比において理論的考察を進めることが要求されている。

そこで本研究は、従来に例のない新しい温度測定法を考案し、それによって研削過程における種々の温度を実測し、研削機構解明のための新しい情報を得ることを目的としている。すなわち、最近光通信の分野で用いられている光伝送用ファイバと高感度赤外線検出素子を組み合わせた非常に応答速度の速い、微小領域の測定に適した赤外線輻射温度計を製作し、微小領域で高速で変化する温度を非接触で測定する方法について検討を加えるとともに、平面研削における研削温

度の測定に應用した。本論文は以下のような構成になっている。

第2章では、光ファイバを用いた赤外線輻射温度計のシステムについて述べている。まず温度計の相対感度をその原理に基づいて計算し、実際の温度校正実験で得た感度曲線と定性的に一致することを示すとともに、被測体の種類、表面状態が自身の輻射率に及ぼす影響について言及する。この温度計は一般の赤外線輻射温度計が装着している光学系の役割を一本のファイバがほとんど全て受け持つため、取り扱いが容易でかつ物体の内部の測温も可能である利点がある反面、ファイバの性状が温度計の精度に大きく作用してしまう。そこで、ファイバの光伝送能を実験的に調べ、最後に温度計全体の精度向上について述べる。

第3章では、ファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響を幾何光学の面から理論的に解析を行なう。これは本温度計の研削温度測定への適用に対する有効性、延いては他の温度測定への汎用性を確認するための検討である。測定対象物は静止している場合と移動している場合の二つを考える。静止している被測体については、ファイバのコア径と設定距離によって決まる感温面と測定対象面との大小、および位置関係によって変化する受光エネルギーを求める。その結果、測定対象面が十分大きい場合、ファイバの設定位置は温度計の感度に影響を及ぼさないことがわかった。動的測定については、砥粒切刃温度を想定し、温度一様な円形断面の測定対象物が感温面上を研削速度に等しい速さで通過した時の受光エネルギーの変化を求める。すなわち、温度計の計示温度の信頼性が出カパルス幅によって評価できることが示される。そして、レーザ光を光源として使用したファイバの光伝送特性実験によって、上記理論解析の妥当性を確認している。これは、光を照射したステップ型多モードファイバの出射端面の光強度分布はコア断面全体にわたって一様であることから、この面をおる一定温度にある物体表面として取り扱えることを利用した実験である。

第4章は、この温度計を使用して、加工物内研削表面層の温度分布を測定した

結果について述べている。実験に際し、輻射温度計については赤外線検出素子としてそれぞれ応答速度の異なる PbS セルと InAs セルの 2 種類を使用し、従来の熱電対法を含めた 3 種類の温度測定法で、個々の砥粒切れ刃によって研削表面に生ずる熱パルスの測定に適用している。測定法が違えば得られる結果もおのずと差が生じ、それらを比較することにより、個々の測定法の特徴について検討するとともに、応答速度が出力波形に及ぼす影響を調べる。また、熱電対の応答速度の推定も試みている。そして、最も追従性がある InAs-温度計を用いて、湿式研削における温度測定も行ない、研削液の供給効果について検討を加えている。さらに、この温度計の特徴を活かして、熱電対法では測定不可能である絶縁材料のファインセラミックスの平面研削時の温度測定を行なっている。

第 5 章では高速記録装置であるデジタルメモリを用いることによって、平面研削における砥粒切れ刃温度と砥石作業面上の切削切れ刃の分布を取り扱っている。切れ刃温度については、連続した 1 パス研削での砥石周上の同一部分の測定、およびファイバの設定角度を砥石外周部にわたって変化させた場合の測定の 2 種類を行なう。前者は研削進行に伴う砥粒切れ刃の履歴の観察を目的とし、後者の実験からは砥石空転時における砥粒切れ刃の冷却特性に関するデータを得ることができる。一方で、加工物切削時の砥粒切れ刃の加熱、および空転時における冷却過程に対して適当な伝熱理論を適用して理論解析を行ない、砥粒切れ刃の熱挙動についての検討を加える。そして、得られた解析結果に実験データを対応させることによって、研削点における切れ刃温度を求めている。また、研削条件が切れ刃温度に及ぼす影響を、切れ刃分布の測定結果と対比させながら論じている。

第 6 章では本研究で得た結果についての総括を行なう。

参 考 文 献

1. Opitz, H., Ernst, W., Mayer, K.F., "Grinding at High Cutting Speeds," Proc. 6th Int. MTDR Conf., (1965), 581-595.
2. 塩崎 進, "クリープフィード研削," 機械と工具, 21, 2 (1977), 26.
3. Opitz, H., Guhring, K., "High Speed Grinding," Ann. CIRP, 16, 1 (1968), 61-73.
4. Shafto, G.R., Howes, T.D., Andrew, C., "Thermal Aspects of Creep Feed Grinding," 16th MTDR, (1975).
5. Backer, W.R., Marshall, E.R., Shaw, M.C., "The Size Effect in Metal Cutting," Trans. ASME, 74, 1 (1952), 61.
6. Outwater, J.O., Shaw, M.C., "Surface Temperature in Grinding," Trans. ASME, 73, (1952), 73-86.
7. 佐藤健二, "研削理論(第7報) 真空管電位差計による研削点温度の測定," 精密機械, 20, 2 (1954), 55.
8. Mayer, J.E., Shaw, M.C., "Grinding Temperatures," J. Am. Soc. Lub Engg., 13, (1957), 22-27.
9. Littmann, W.E., Wulff, J., "The Influences of the Grinding Process on the Structure of Hardened Steel," Trans. ASM., 47, (1955), 692-714.
10. 高沢孝哉, "研削面表層温度分布の理論とその測定法 - 研削温度に関する理論的解析(第1報) -, 精密機械, 30, 11 (1964), 851.

11. Takazawa, K., "Effects of Grinding Variables on Surface Structure of Hardened Steel," Bull. Japan Soc. of Prec. Engg., 2, 1(1966), 14.
12. Hahn, R.S., "The Relation Between Grinding Conditions and Thermal Damage in the Workpiece," Trans. ASME, 78, (1956), 807.
13. 松片正巳, 本々良辰, 瀬戸口良三, "研削焼けに関する研究," 精密機械, 31, 12(1965), 996.
14. Peklenik, J., "Der Mechanismus des Schleifens und die Überschliffzahl," Ind.-Anz., 80, 1(1958), 10-17.
15. Kops, L., Shaw, M.C., "Thermal Radiation in Surface Grinding," Ann. CIRP, 31, 1(1982), 211-214.
16. 佐藤健二, "研削理論(第6報) - 研削切屑の温度と研削面の温度," 精密機械, 19, 4(1953), 154.
17. 小野浩二, 研削仕上, 模書店, (1962), 31-59.
18. 高沢孝哉, "研削熱の加工物への流入割合 - 研削温度に関する理論的解析(第2報) -," 精密機械, 30, 12(1964), 914.
19. Malkin, S., Anderson, R.B., "Thermal Aspects of Grinding. part 1 - Energy Partition-," J. Engg. Ind., Trans. ASME, 76, (1974), 1177-1183.
20. 鎌和田忠男, 斎藤勝政, "研削における発生熱の配分の理論," 日本機械学会論文集(第3部), 48, 367(1977), 1966-1975.
21. 佐藤健二, "研削温度の測定法," 精密機械, 30, 1(1964), 89.

22. Des Ruissaux, N.R., Zerkle, R.D., "Thermal Analysis of the Grinding Process," J. Engg. Ind., Trans. ASME, 92, 2 (1970), 428-434.

第2章 光ファイバと高感度光電素子を用いた赤外線輻射温度計

2.1 はしがき

温度測定器には液体封入ガラス温度計、バイメタル温度計、圧力式温度計、ボロメータ、電気式温度計などの接触型温度計と焦電気ボロメータ、各種の赤外線輻射温度計などの非接触型温度計がある。¹⁾ 工学の分野でよく用いられている接触型温度計として熱電対があるが、これは与えられた温度範囲では比較的容易に正確な温度が測定できる、埋め込むことにより物体内部の測温が可能であるなどの利点があり、研削温度や切削温度の測定に広く用いられている。しかし、その感温部を接触させて測定される温度と同一にしなければならぬため、応答速度が遅くなる、温度場を乱す、高温では変質し易い、動いている物体の測温は難しいなどの欠点を持っている。²⁾ これに対し、赤外線輻射温度計、特に光電素子を用いたものは非接触で測定できるため温度場を乱さない、応答速度が速い、動いている物体の測定が容易、耐久性が大きく高温の測定に適するなどの特長を持っているが、反面、被測面の輻射率を正確に知る必要がある、表面の温度しか測定できないなどの欠点がある。また、微小領域の温度を測定しようとするとき、光学顕微鏡に相当する拡大装置が必要となるため、装置が大がかりになるとともに、測定距離が極端に短くなってしまい、使用範囲が限定される。以上のように、両型温度計にはそれぞれ長所、短所があり、目的に応じて使いわけをする必要がある。しかし、両者の特長を活かした温度計があれば、より応用範囲の広い測定が可能になろう。

そこで、最近、光通信の分野で用いられている光伝送用ファイバを光学系として使用し、発熱体から輻射される赤外線を受光して、赤外線検出器へ伝送する新しいシステムを考えれば、微小領域で高速で変化する温度を非接触で測定することが可能になる。本章では、上記のような考えに基づいて製作した光ファイバを

用いた赤外線輻射温度計について述べる。まず、温度計システムを構成している個々の要素、すなわち、光ファイバと光電素子について述べ、それらを使用した温度計の構造を示すとともに、その相対感度を原理的に求める。次に、この種の赤外線輻射温度計で最も問題となる温度校正を実際に測定する材料(第4, 5章参照)を試料として用いた実験によって行なう。そして、温度計の測定精度を被测温物体表面の輻射率の変動や、ファイバ端面性状によって変化する伝送エネルギー等の問題を含めて検討し、いかにすべき実験に対する有効性を示すことにする。

2.2 熱輻射の法則と温度測定原理

絶対零度を除いて、ある温度にある固体、液体、もしくは気体は、すべてその熱エネルギーを電磁波の形で放出している。そして、そのエネルギーは主として、その物体の表面の温度によって与えられるため、この輻射エネルギー量を検知することによってその物体の温度を知ることができる。今、理想的な完全吸収体拡散面(乱反射面)を考えれば、このような面から射出される輻射エネルギーは温度と波長のみの関数である。すなわち、黒体から輻射されるエネルギーは Planck の式で次のように表わされる。³⁾

$$J_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]} \quad (2.1)$$

ここに、 $J_{\lambda b}$ = 単色黒体輻射能, $W/(m^2 \cdot \mu m)$

λ = 波長, μm

T = 絶対温度, K

C_1 = 第1輻射定数, $3.742 \times 10^8 \text{ W} \cdot \mu m^4 / m^2$

C_2 = 第2輻射定数, $1.439 \times 10^4 \text{ } \mu m \cdot K$

Fig. 2.1は式(2.1)を温度 T をパラメータとして表わしたものである。高温にな

るほど短波長のエネルギー成分が増加している (Wien の変位則)。式(2.1)を $\lambda = 0$ から $\lambda = \infty$ まで積分することにより、全輻射エネルギーを求めることができる。これが Stefan-Boltzmann の法則であり、次式で表わされる。

$$J_b(T) = \int_0^{\infty} J_{\lambda b}(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.2)$$

ここに、 J_b = 全黒体輻射能, W/m^2

σ = Stefan-Boltzmann 定数, $5.670 \times 10^{-8} W/(m^2 \cdot K^4)$

式(2.2)より、黒体から輻射されるエネルギーは絶対温度の4乗に比例しており、これより赤外線輻射温度計が高温測定に適しているのがわかる。以上の法則は黒体について成り立つものであり、実際の装置では波長が $\lambda = 0$ から $\lambda = \infty$ までの輻射線を検知することは不可能であり、ある一定の波長域を検出するわけであるから、単位面積あたりの検出エネルギー - J_d は

$$J_d = \epsilon_e C_d \cdot T^k \quad (2.3)$$

で表わされる。ここで、 ϵ_e は検出波長範囲および射出範囲によって決まる有効輻射率、 k は検出器の分光感度特性等で定まる指数、 C_d は定数である。

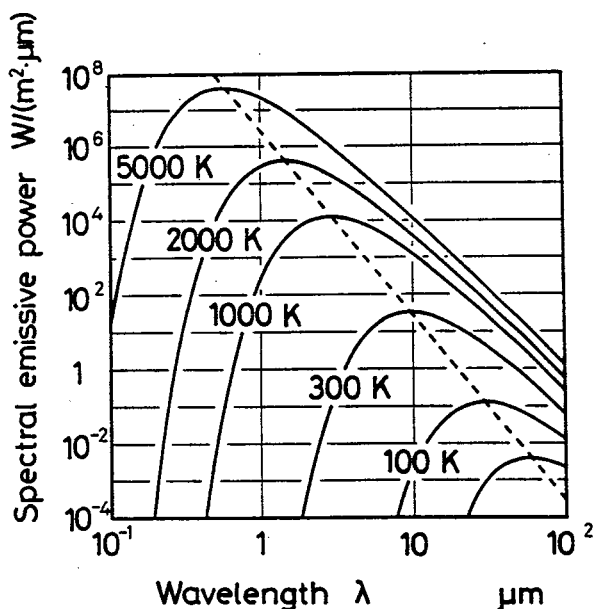


Fig.2.1 The Planck distribution law; blackbody emissive power as a function of temperature and wavelength.

2.3 光ファイバの伝送原理とその特性

一般に、光ファイバの構造は Fig.2.2 に示すように、中心部(コア部)と被覆

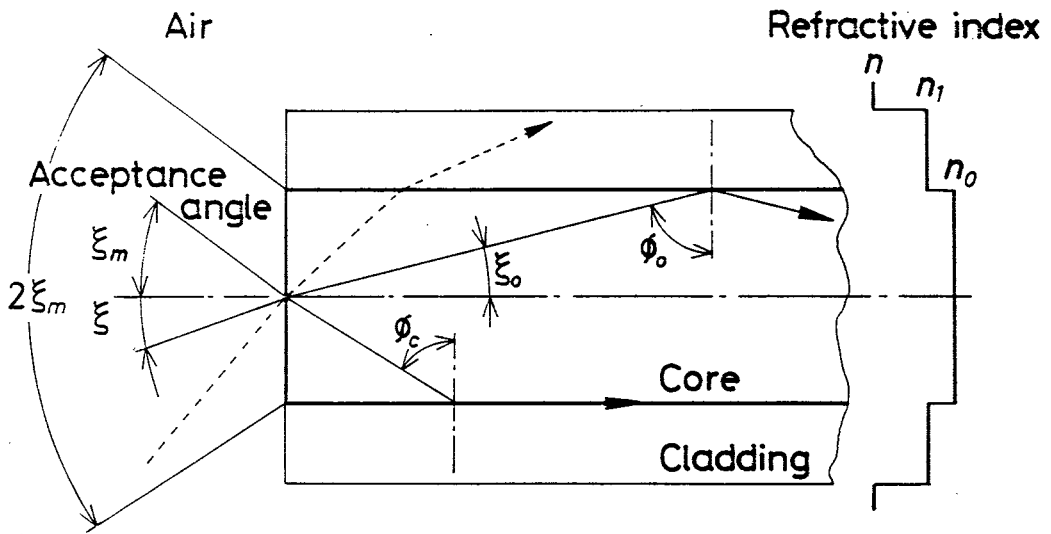


Fig.2.2 Illustration of the ray passage along a flat-ended cylindrical fiber.

材(クラッド部)から成り、コアの屈折率 n_0 がクラッドの屈折率 n_1 より大きくなっている。⁴⁾ ファイバ端面にその中心軸に対して角度 ξ で入射した光線は Snell の法則に従ってファイバ内部では ϕ_0 になり、角度 ϕ_0 でコア側面にあたる。そして、 ϕ_0 がコアとクラッドの屈折率によって決まる臨界角 ϕ_c より大きいとき、この光は境界面で全反射し、ファイバ内の境界面を同じ角度であたりながら伝播されていき、出射端面から入射角と同じ角度で出射される。また、Fig. 2.2 の破線で示されるように、大きな角度で入射した光はコアからクラッドを抜けてファイバ外へ逃げてしまう。従って、コアとクラッドの屈折率によって決まるある限界角 ξ_m 、すなわち、受光角より小さな角度で入射した光だけが伝送されることになる。この受光角とファイバの屈折率との関係を示すと以下のようなになる。

臨界角 ϕ_c は

$$\sin \phi_c = \frac{n_1}{n_0} \quad (2.4)$$

Snell の法則より

$$n \sin \xi_m = n_0 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \phi_c\right) = n_0 \left[1 - \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

すなわち,

$$n \sin \xi_m = (n_0^2 - n_1^2)^{\frac{1}{2}} = NA \quad (2.6)$$

この $n \sin \xi_m$ はファイバの開口数^{*}と呼ばれ、ファイバの特性を決定する値である。あるいは、コアとクラッドの屈折率差 $(n_0 - n_1)$ とコア部の屈折率 n_0 との比を比屈折率差と呼び

$$\Delta = \frac{n_0 - n_1}{n_0} \quad (2.7)$$

で表わされる。従って、 Δ と NA との関係は以下のようになる。

$$NA = \sqrt{2\Delta} \cdot n_0 \quad (2.8)$$

n は通常空気中であり、 $n=1$ となり、式(2.6)より、受光角 ξ_m は $\xi_m = \sin^{-1}(NA)$ で表わされる。

このようにして入った光の全てがファイバ内を伝送されるわけではなく、以下に示すような原因によって減衰される。

- (1) 入射端面での空気とコア材との間の屈折率の相違によるフレネル反射損失
- (2) 光路長に応じたコア材の吸収による損失

* 本節における光の解析はファイバ軸を光線が通過するメリディオナル光を対象としたもので、正確にはメリディオナル開口数と呼ばれる。すなわち、式(2.6)で与えられる受光角 ξ_m より大きな角度で入射した光でも伝送される場合があるが、その量は入射角 $\xi = 0 \sim \xi_m$ までのエネルギーに比べて少なく、温度計の感度への影響は小さい。従って、第3章で行なう受光エネルギーの理論解析は、この全受光角 ξ_m を採用している。

(3) コアとクラッドとの間での全反射の不完全さによる損失

(4) 出射端面でのフレネル反射損失

2.4 赤外線検出素子

赤外線検出器を動作原理によって分類すると、外部光電効果（光電子放出効果）と内部光電効果（光導電効果、光起電力効果）、および光エネルギーにより物体の温度上昇した結果起こる電気的効果（熱電効果、焦電効果）の3種類に大別される。⁵⁾ PbSやPbSeなどの硫化物や多くの酸化物、ハロゲン化物および遷移金属などは、赤外線が入射すると抵抗値が減少する光導電素子で、同じ波長域の他

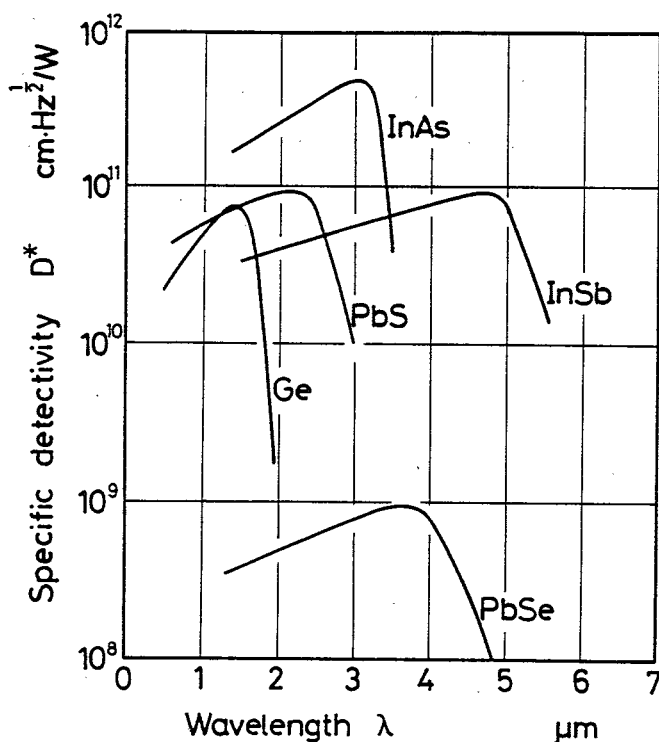


Fig.2.3 Spectral sensitivity of some typical photoelectric cells.

Table 2.1 Characteristics of some typical photoelectric cells

Infrared detectors	Photoconductive cells		Photovoltaic cells		Photodiode
	PbSe	PbS	InSb	InAs	
Spectral response, μm	1.0~5.0	0.8~2.5	1.0~5.5	1.0~3.5	0.9~1.9
Peak wavelength, μm	3.8	2.2	4.8	3.1	1.55
Specific detectivity $D^*_\lambda(\lambda_p, 900, 1)$, $\text{cm}^2/\text{Hz}^{\frac{1}{2}}/\text{W}$	1×10^9	1×10^{11}	7×10^{10}	4×10^{11}	7×10^{10}
Response time, μs	2	100~400	1	1	2
Operating temperature, K	R.T.	R.T.	77	77	R.T.

の検出素子と比較すると検出能が高く、室温動作が可能のため、広く利用されている。また、Geフォトダイオード、InAs、InSb光起電力型素子は赤外線が入射すると起電力を発生する光起電力効果を利用した半導体素子で、赤外線量と電流が直線的に変化する。

こゝら素子にはそれぞれ特有の性質（検出波長範囲、感度、暗抵抗、温度依存性、応答速度など）があり、測定対象物、測定条件に応じて使用検出器を選ぶ必要がある。代表的な赤外線検出素子、PbS、PbSe、InSb、InAs、Geの分光感度特性をFig. 2.3に、それらの特性値をTable 2.1^{*}に示す。⁶⁾

2.5 温度測定装置

2.5.1 温度計の構造

Fig. 2.4に本研究で試作した温度測定装置を示す。赤外線検出素子はPbSとInAsの2種類で、PbSは常温使用、InAsセルは液体窒素で77Kに冷却して、SN比の向上、感度の上昇を企っている。測定対象物から輻射された赤外線を光ファイバで受光し、集光レンズを介して光電変換素子へ伝送し、電気信号に変換後、増幅してシンクロスコープ等で観測する。光ファイバは自由に曲げることができ（直径100 μ m程度のファイバの最小曲率半径は10mm程度⁷⁾）ため、複雑に入り組んでいる箇所からも容易に赤外線を導き出すことができる。従って、測定対象物にファイバが入る程度の小さな穴をあければ、内部の温度測定も可能

* 比検出能 D^* : 1Wの光入力があつた時に、検出素子の交流的なSN比がどれだけあるかを示すもので、検出素子面積によらずに材料の特性そのものを比べられるように検出素子面積1cm²、雑音帯域幅1Hzで規格化された値である。 D^* の表示は一般に $D^*(A, B, C)$ で表わし、 A は光源の黒体温度、波長、あるいはピーク波長、 B はチョッピング周波数、 C は雑音帯域である。

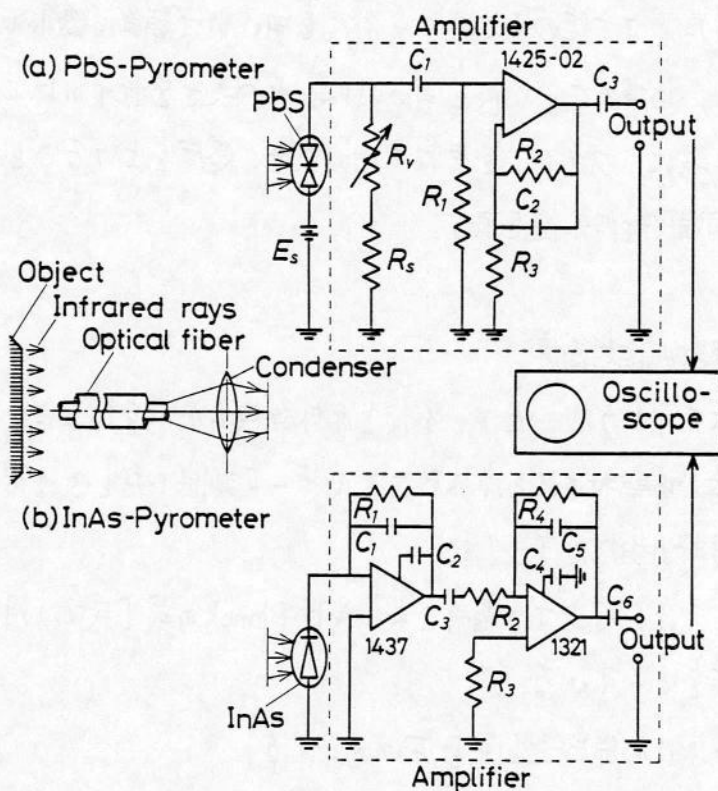
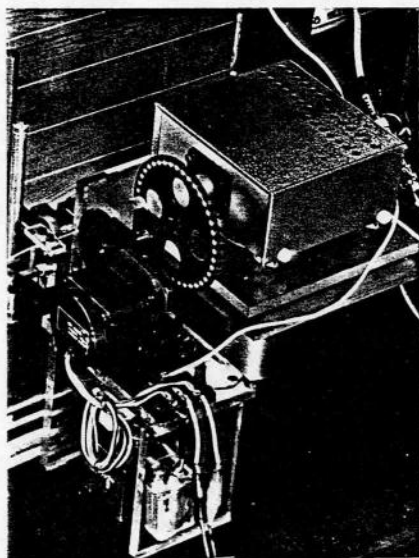


Fig.2.4 Two pyrometer systems used.

(a)



(b)

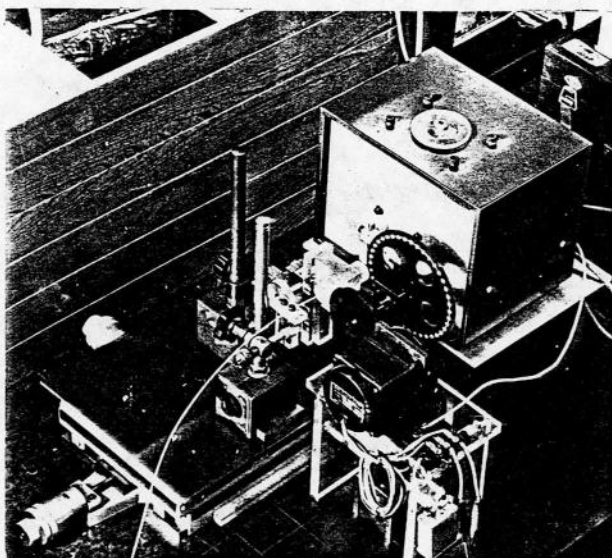


Fig.2.5 Photographs of two types of IR-pyrometers; (a) PbS-pyrometer, (b) InAs-pyrometer.

になる。また、コア径の小さなファイバを用いれば簡単に微小領域の温度測定が可能であり、低損失ファイバを用いれば、その長さを数十m以上にしても使用できる。さらに、ファイバを束ねて用いれば、感度を上げることも可能である。Fig. 2.5に両温度計の外観を示す。

2.5.2 温度計の相対感度

Fig. 2.4に示すような、光ファイバと赤外線検出素子を組み合わせた温度計で、温度 T の黒体から輻射される赤外線エネルギーを測定したときに得られる出力、すなわち温度計の相対感度 Λ は

- (1) 光ファイバが受光する輻射エネルギーはPlanckの式[式(2.1)]で与えられる波長分布をもっている。
- (2) 光ファイバの分光透過率を $F(\lambda)$ とする。
- (3) 集光レンズの分光透過率を $G(\lambda)$ とする。
- (4) 赤外線検出素子の分光感度特性を $D(\lambda)$ とする。

とすると次式で与えられる。

$$\Lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B J_{\lambda b}(\lambda, T) F(\lambda) G(\lambda) D(\lambda) d\lambda \quad (2.9)$$

ここに、 B は使用ファイバの特性値等によって決まる定数、 $J_{\lambda b}(\lambda, T)$ は単色黒体輻射能、 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ は測定可能な波長範囲である。一般に、測定対象物が輻射するエネルギーは黒体よりも小さく、また波長分布や指向性なども異なり、さらにファイバの入ロ損失などの種々の損失もあいまって、実際に得られる感度は式(2.9)で与えられるものよりも小さくなるが、定性的にはこの式で与えられるものと考えられる。Fig. 2.6は石英ガラス系ファイバの伝送損失特性である。低OH基石英ガラスファイバの伝送損失は波長によって変化し、主に短波長域ではレーリ散乱、長波長域ではOH基による吸収によって損失が急増するが、波長域 $0.5\mu\text{m}$

から $2.0\mu\text{m}$ の可視および近赤外領域に対する損失は数 dB/Km と極めて少ない。⁸⁾

Fig. 2.7 は集光レンズの分光透過率である。フリント硝子の場合、波長域がおよそ $0.4 \sim 1.5\mu\text{m}$ の光を損失なく透過させるが、石英ガラスの場合は $0.25\mu\text{m}$ から $2.2\mu\text{m}$ 程度にまで透過域が広がっていることがわかる。⁹⁾

一方、Fig. 2.8, Fig. 2.9 はそれぞれ本研究で使用した PbS および InAs セルの分光感度特性であり、PbS は波長 $3\mu\text{m}$ 、InAs では $3.5\mu\text{m}$ 程度までの赤外線を検出することが可能であり、両者とも石英ガラスファイバの透過域をカバーしている。

ここで、Fig. 2.1 より波長 $0.3\mu\text{m}$ 以下では輻射エネルギーが十分小さく無視し得

るので、 $\lambda_1 = 0.3\mu\text{m}$ とおき、ファイバのコア材質によって変化する λ_2 をパラメー

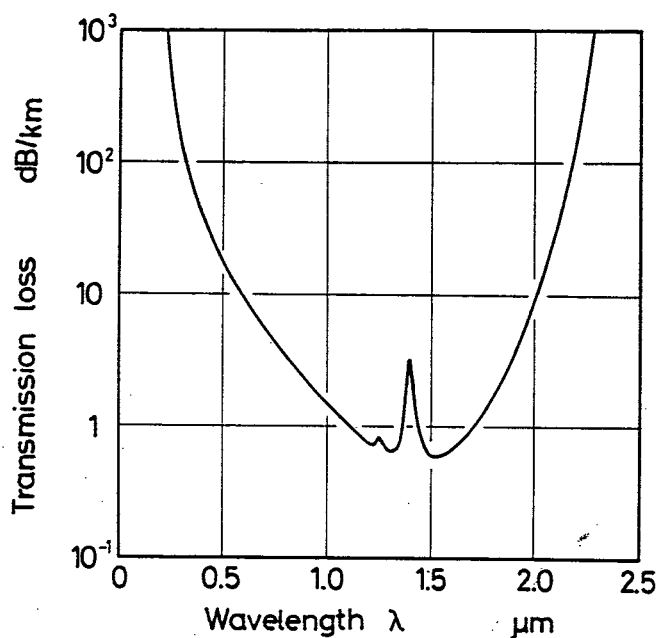


Fig. 2.6 Spectral transmission loss of SiO_2 fiber.

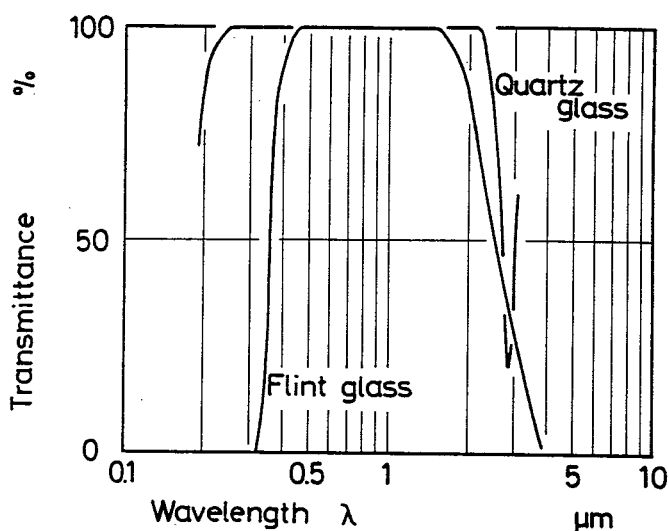


Fig. 2.7 Spectral transmission curves of condenser materials.

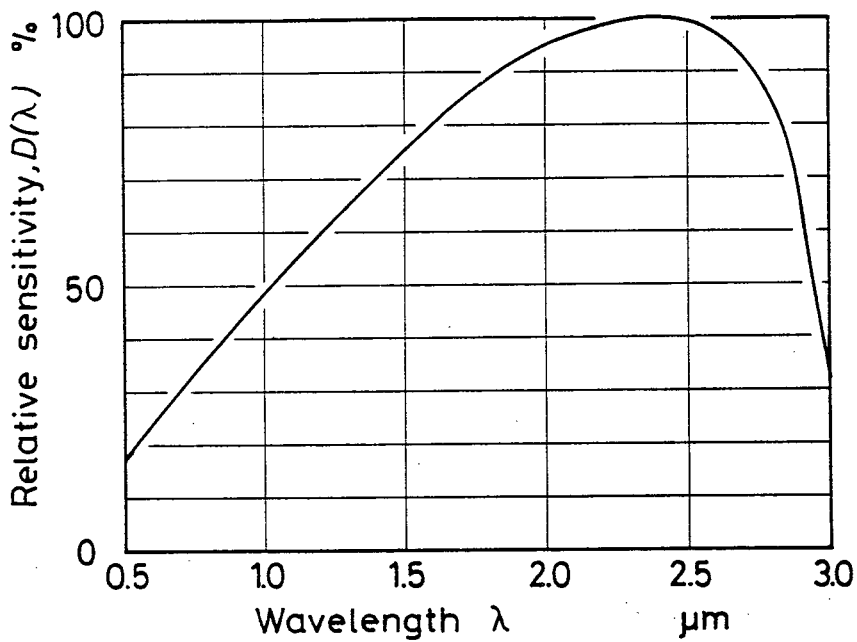


Fig.2.8 Relative sensitivity of PbS cell.

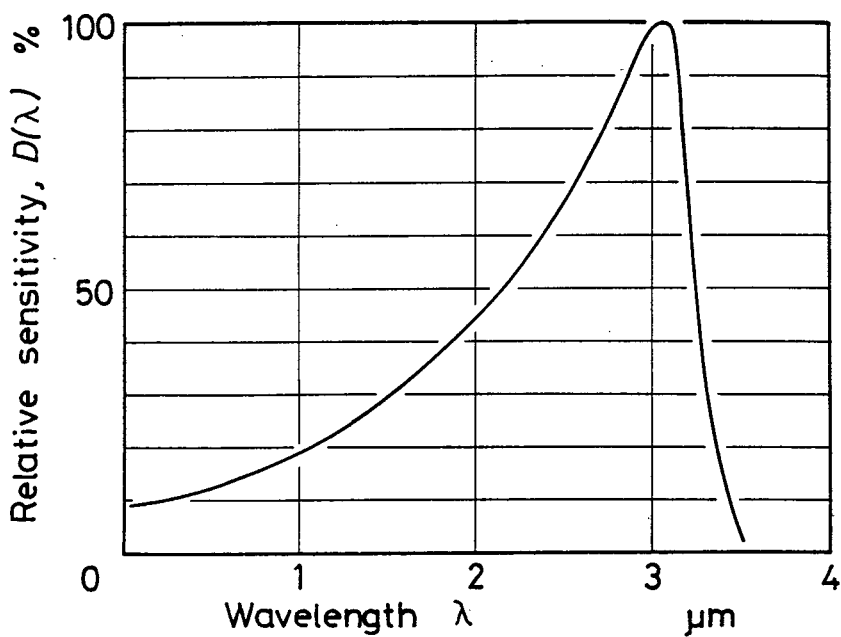


Fig.2.9 Relative sensitivity of InAs cell.

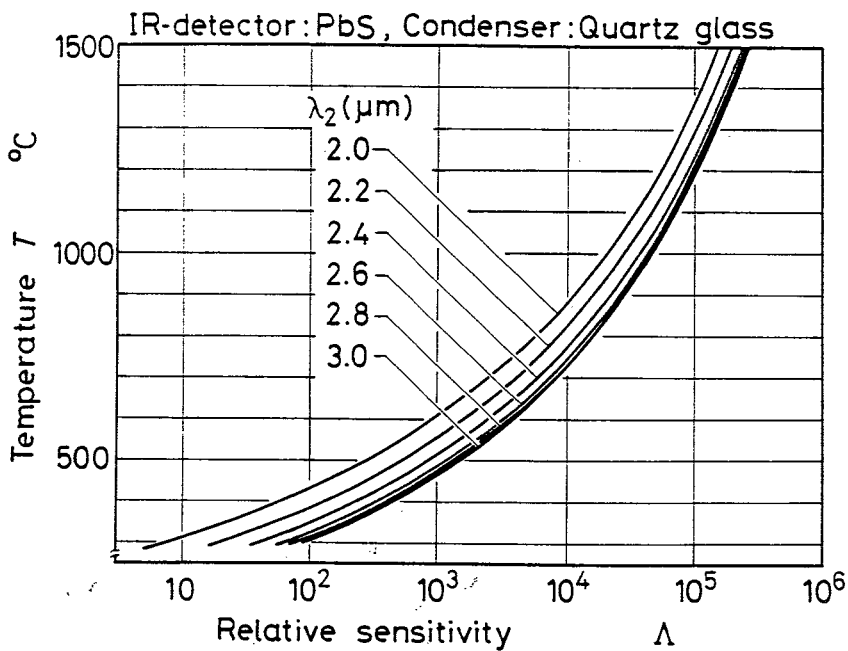


Fig.2.10 Theoretical relative sensitivity of PbS-pyrometer.

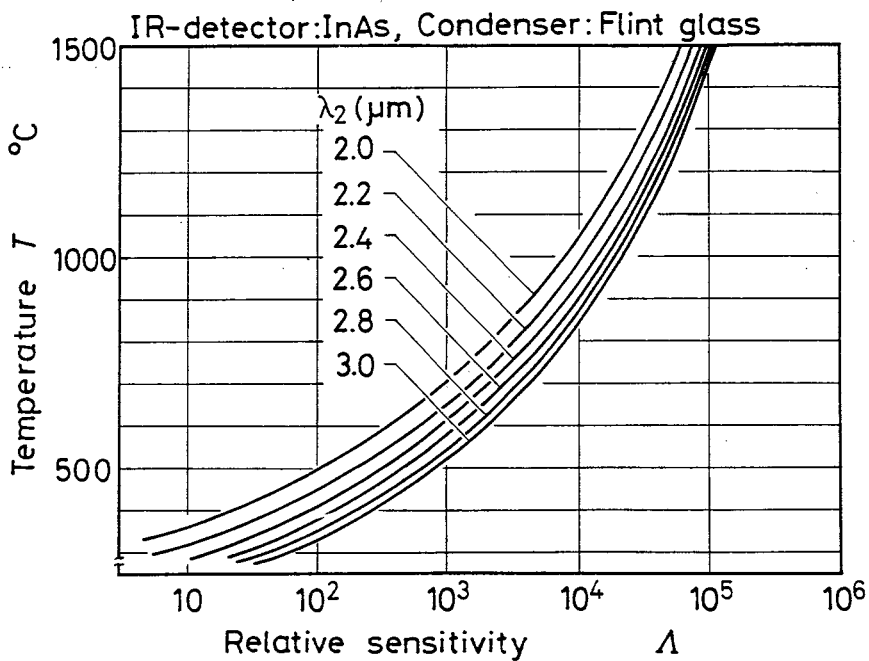


Fig.2.11 Theoretical relative sensitivity of InAs-pyrometer.

タとして式(2.9)を計算した結果がFig. 2.10およびFig. 2.11である。Fig. 2.10は検出器がPbS, 集光レンズが石英ガラス使用のもので, Fig. 2.11はそれぞれInAs, およびフリントガラス使用の場合である。温度が高くなれば感度が急激に上昇しており, 特にPbS-温度計にその傾向が強い。なお, ファイバの長さ L_f を0.5~2.0 mの場合を考えて $F(\alpha) \approx 1$ としているが, たとえば50 mとしても大きな差は生じない。

2.5.3 温度計の応答速度

温度計の応答速度は測定誤差の大きな要因の一つである。砥粒切れ刃から輻射される赤外線ファイバで受光する場合, その赤外線パルス幅は砥粒切れ刃の大きさ, 砥石周速度, ファイバのコア径や設定距離によって異なるが, 本研究で行なった実験の場合, およそ数十 μ sと推定される。

PbSセルを用いた温度計の応答速度は増幅回路よりもセルの応答速度で決まる。

Fig. 2.12-(a) は赤外線パルス状に入力したときの温度計の周波数特性であるが, 10~400 Hzの範囲で損失が0.5 dB以内である。

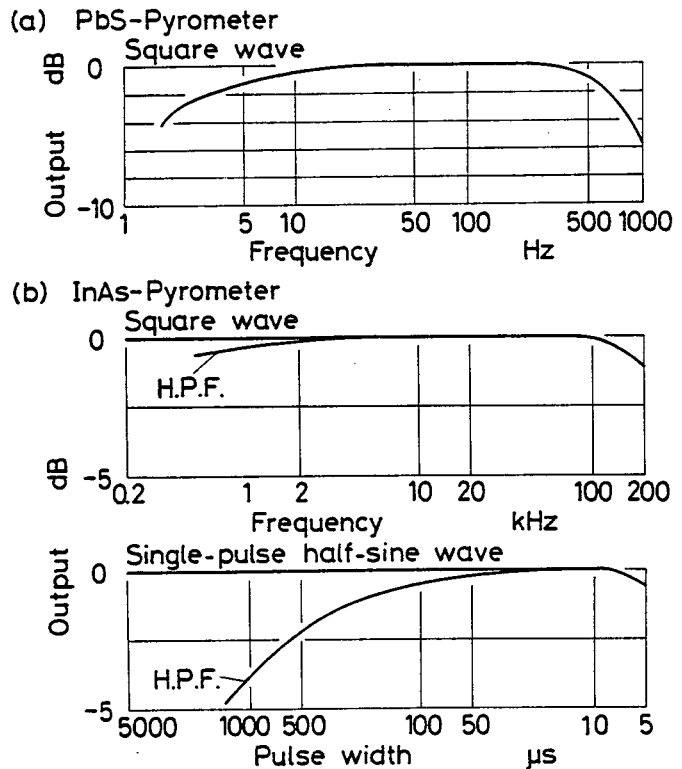


Fig. 2.12 Frequency characteristics of pyrometers; (a) PbS-pyrometer, (b) InAs-pyrometer.

一方, Fig. 2.12-(b)はInAsセルを用いた温度計の増幅器の周波数特性である。上図は方形波, 下図は単一パルスの正弦波を入力させたときのもので, それぞれ $10\text{ Hz} \sim 100\text{ kHz}$, $6\mu\text{s} \sim 50\text{ ms}$ の範囲で損失が 0.5 dB 以内でほぼフラットな特性を持っている。なお, 図中のH.P.F.は, 測定対象によっては低周波域が不要であるため, 高域フィルタによって低周波をカットした場合の曲線で, この場合それぞれ $2 \sim 100\text{ kHz}$, $6 \sim 50\mu\text{s}$ の帯域幅となる。InAsセルの応答速度が約 $1\mu\text{s}$ であることから, この温度計は上記周波数帯域において十分な精度で実験に用いることができる。

2.6 温度計の出力校正

2.6.1 ファイバ端面形状について

ファイバ端面の形状, 表面状態はファイバが受光する赤外線エネルギー量に大きく影響し, 温度計の測定精度に最も影響を及ぼす箇所である。従って, ファイバ端面を最も光伝送に適した状態で, かつその状態を常に保持しながら使用する必要がある。一般に, ファイバ端面はファイバ軸と垂直にかつ滑らかな完全平

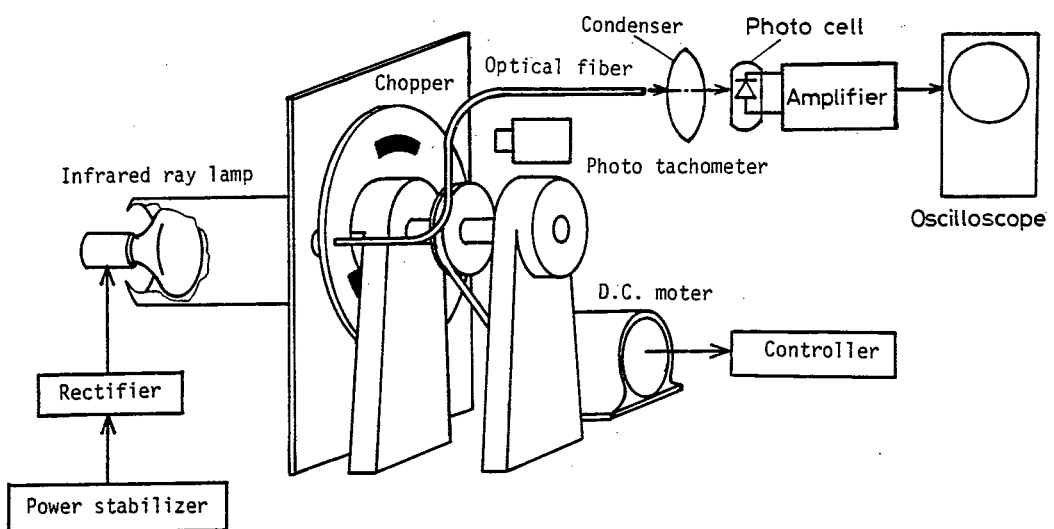


Fig.2.13 Apparatus for checking the transmittance of fiber.

面にするのが理想的で最も損失が小さい。しかしこのような端面を得ることは難しく、現段階では、(1)切断法と(2)研磨法の二つが一般的になっている。(1)は起硬チップなどでクラッド側面に一定圧力で小さなクラックを付けた後、引っ掛けて切断する方法で、必ずしも良好な端面が得られるとは限らないが、比較的理想到面に近い端面が得られる。一方、(2)はファイバ端面をバフ仕上する方法で、最適研磨条件は現段階では明らかではないが、損失特性は(1)の場合よりやや悪くなるが、安定した端面状態が得られる。

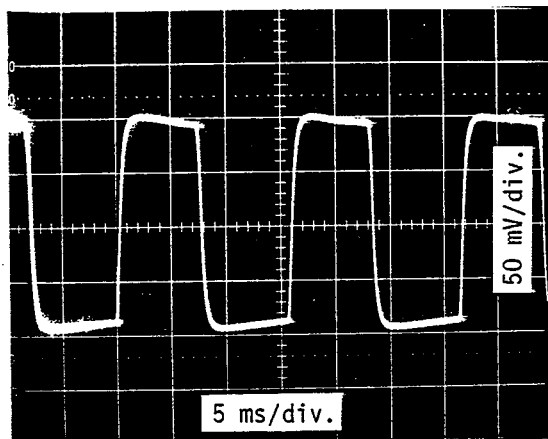


Fig.2.14 Scope trace of output signal of PbS-pyrometer under certain illumination.

本研究では、伝送特性のすぐれた(1)の切断法を採用し、その端面性状を次に示す装置でチェックし、ファイバ端面性状の影響による測定誤差を取り除いて、ファイバ使用による温度計の測定精度の低下を防ぐことにした。Fig. 2.3に示すような一定電力(80V, 0.44A)を供給した赤外線ランプによって作り出される赤外線を定速で回転するチョップによってパルス状の信号に変換し、この信号をファイバで受光するようになっており、温度計の出力、すなわち振幅があらかじめ定めた基準値の $\pm 3\%$ 以内に入るファイバを測定に使用することにする。Fig. 2.14はPbS-温度計の基準信号の出力波形である。

2.6.2 出力校正実験

温度計の出力と温度との定性的な関係、すなわち、相対感度は式(2.9)によって表わされるが、定量的な関係を理論的に求めることは難しい。¹⁰⁾ 特に、赤外線輻射温度計では、測定対象物の表面状態や温度上昇に伴う輻射率の変化など

多くの不安定要因があるからである。そこで本研究では次のような方法で校正実験を行なった。

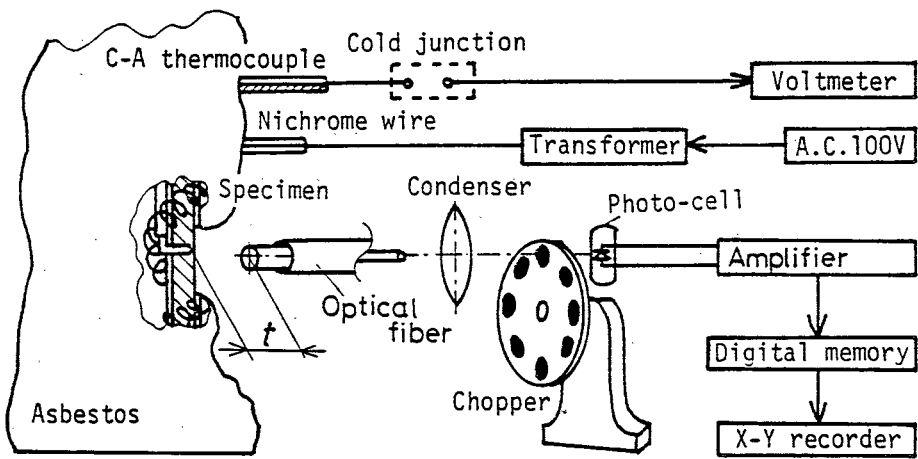


Fig.2.15 Schema of proposed calibration apparatus.

Fig.2.15に示すように、一定温度に加熱された試片から輻射される赤外線を、試片表面から一定距離はなれた位置で光ファイバで受光し、温度計の出力を記録する。このとき、試片温度は埋め込まれたC-A熱電対で監視している。ファイバの設定距離は後述するように、温度計の出力に殆んど影響ないので、ここでは約0.5 mmとした。また、チョッピング周波数は温度計の周波数特性がフラットな範囲で行なっている。

得られた校正曲線をFig.2.16, Fig.2.17に示す。Fig.2.16はPbS-温度計のもので、試片材料は炭素鋼 S55C、集光レンズは石英ガラスで使用ファイバはTable 2.2に示す中のC-ファイバである。なお、PbS-温度計の場合、Fig.2.4

Table 2.2 Characteristics of optical fibers

Fiber designation	A (3322-2)	B (3321-1)	C (1Y25-1)	D (1Y25-2)
Core diameter d , μm	130	48	50	20
Relative index difference Δ , %	0.4	0.7	1.14	1.20
Numerical aperture NA	0.134	0.177	0.226	0.232
Acceptance angle ϵ_m , deg	7.7	10.2	13.1	13.4

の回路図における供給電圧 E_s によって実感度が変化するが、ここでは $E_s = 45V$ としている。Fig.2.17 は InAs-温度計のもので、試片材料として炭素鋼、砥石 A36K、砥粒塊 Al_2O_3 の3種類で、集光レンズはフリントガラス、使用ファイバはC-ファイバである。なお、炭素鋼試片の表面はフライス仕上の粗い面、平研仕上の滑らかな面、およびその中間の粗さの3段階に変化させている。実線はそれぞれ Fig.2.10, Fig.2.11 の相対感度曲線のうち、図に記入した λ_2 の値のものをあてはめたものであり、データはこの線の上に分布していることがわかる。Fig.2.17より、炭素鋼と砥石の場合には同じ曲線で表わされることから、両者の輻射率は $400^\circ C$ 以上では

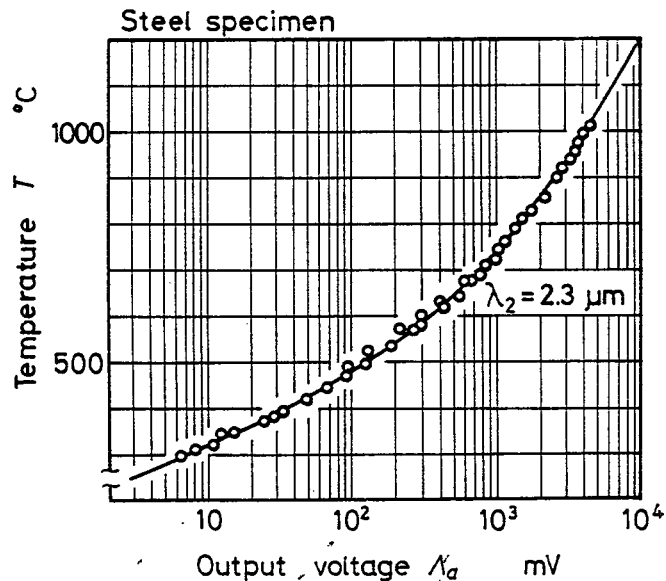


Fig.2.16 Calibration curve of PbS-pyrometer.

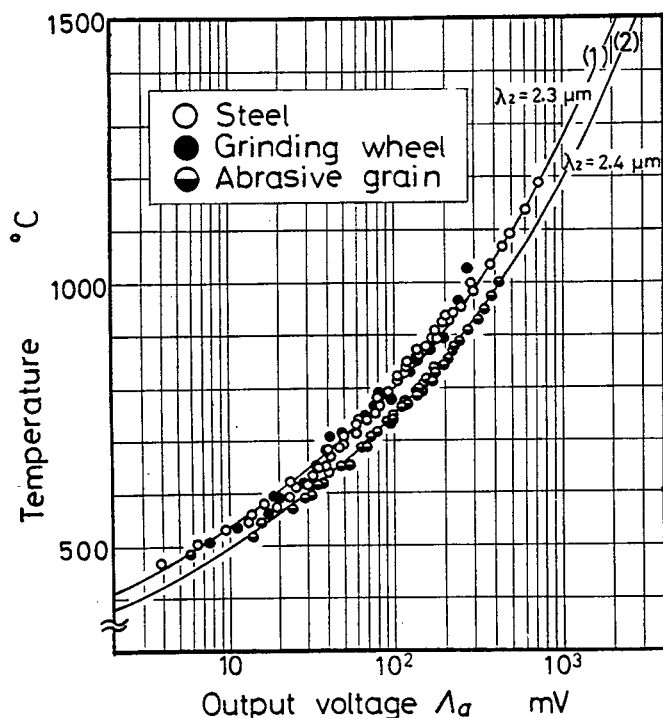


Fig.2.17 Calibration curves of InAs-pyrometer.

ほとんど等しいと言えよう。また、炭素鋼試片の表面状態の違いによる出力の変化もみられない。一方、砥粒塊 Al_2O_3 では感度が少し上がり、輻射率が大きくなっているが、温度 $1000^\circ C$ の時に約 $50^\circ C$ 程度の差しかない。従って、砥粒切れ刃温度測定に際し、たとえば切れ刃に切屑が溶着していたとしても、大きな影響は受けないことがわかる。温度計の出力は検知エネルギーに比例することから、Fig.2.16 および Fig.2.17 に示した各温度計の実感度曲線は式(2.3)の形に近似することができる。すなわち、

$$\Lambda_a(T) = \epsilon_e C_a \cdot T^K \quad (2.10)$$

ここに、 Λ_a は温度計の実感度、 C_a は使用ファイバ、検出器等によって決まる定数である。Table 2.3 に温度計の近似実感度を示す。

Table 2.3 Summary of actual sensitivities of IR-pyrometers

Actual sensitivity: $\Lambda_a = \epsilon_e C_a \cdot T^K$

IR detector	Condenser	Fiber	Object	Coefficients	
				$\epsilon_e C_a$	K
PbS	Quartz	C	Steel	7.69×10^{-22}	8.00
InAs	Flint	C	Alumina	1.30×10^{-20}	7.25
InAs	Flint	C	Steel	0.92×10^{-20}	7.25
InAs	Quartz	C	Alumina	1.57×10^{-20}	7.30
InAs	Quartz	C	Steel	1.66×10^{-20}	7.58

2.7 温度計の測定精度についての考察

ここで本温度計の測定精度に影響を与える要因について考えると、次のようなものが考えられる。^{11),12)} ただし、ここでは温度計自体の基本的な誤差要因であって、次章で述べるファイバの設置位置による影響は省いている。

- (1) 輻射率の影響
- (2) 外部光の影響
- (3) 光路での光の損失による誤差

14) 光路中におけるダストなどの散乱

15) 温度計自体の安定度とドリフト

物体の輻射率 (ε_n : 単色指向性輻射率) は波長, 射出方向, 表面温度, 表面粗さ, 表面の不純物などによって変化する.¹³⁾ 実際の温度測定で問題となるのは温度計によって定まる波長範囲および射出範囲で定義した有効輻射率 ε_e であるが, 本研究では測温物と同種の物体からの熱輻射強度を測定して温度校正を行なったことにより, 対象となる輻射波長範囲や温度変化に伴う輻射率の変化による誤差は非常に小さい. また, 炭素鋼試片の表面粗さの違いによる出力の変化もみられなかったことから, 最も大きく輻射率に影響を及ぼすものとして, 表面の酸化膜などの不純物生成が考えられる. 校正実験において, 炭素鋼表面の輻射エネルギーが非金属でほとんど光沢のない磁石表面やアルミナ表面と殆んど変わらないという結果から考えれば, 炭素鋼表面は酸化面であり, その輻射率は比較的大きな値, すなわち $\varepsilon_n^* \approx 0.6 \sim 0.9$ ^{14)~16)} 程度であろう. 実際の温度測定の場合, 炭素鋼は加工物と切屑, アルミナは磁粒切刃刃が測定対象であり, ともに 1000°C 前後の高温で非常に活性化された状態で, 酸化が急激に進むものと考えられ, 輻射率としては上記の範囲にあるとしてよいであろう.

さて, ここで輻射率の変動がどれほど測定温度に影響を及ぼすかを考えよう. 温度 T , 輻射率 ε_e の被測物体を測定したときの温度計の出力は式(2.10)より, $A_a = \varepsilon_e C_a \cdot T^K$ と表わされる. 従って, 今, 温度 T_e , 輻射率 ε_e の物体を輻射 * 有効輻射率 ε_e の値を定めることは難かしく, 一般に全半球方向, 全波長域で定義した全半球輻射率 ε で近似される. さらに, より簡単に測定するため, 全半球輻射率 ε を垂直輻射強さで決定した垂直輻射率 ε_n で近似することがあるが, この近似精度に関しては, 電気良導体では $1.0 \leq (\varepsilon/\varepsilon_n) \leq 1.3$, 不良導体では $0.95 \leq (\varepsilon/\varepsilon_n) \leq 1.0$ なる関係があり, 全半球輻射率のかなり良い近似値として使用することができる.¹⁷⁾ 以後, 有効輻射率を単に輻射率ということにする.

射率 ϵ_e の物体として測定し、 T_d なる温度を得たとすれば

$$\epsilon_e \cdot T_d^K = \epsilon_t \cdot T_t^K \quad (2.11)$$

従って、真の温度と測定温度との誤差、すなわち温度差は次式で表わされる。

$$T_d - T_t = [1 - (\epsilon_e / \epsilon_t)^{\frac{1}{K}}] T_d \quad (2.12)$$

輻射率が 0.6 ~ 0.9 の間で変動することによって生じる温度差は、式(2.12)より、InAs-温度計の場合 (Table 2.3 参照)、測定温度 1000°C で最大 70°C である。

(2)の外部光の影響は常温近くの測定、あるいは輻射率が非常に小さく微弱な赤外線を検出する時に問題とされるものである。(3)の光路中の光の損失としては、光ファイバ端面における損失と大気中の水蒸気による吸収が考えられる。光ファイバ端面による損失は、前節で述べたように、その伝送能を測定前にチェックすることにより、誤差を $\pm 3\%$ 以内におさめている。また、大気中における吸収は測定対象物とファイバ入射端面との距離が 100 μm 以内と非常に小さく、かつ研削液などの光吸収媒体を使用していないので問題はなく、これは(4)に対しても言えることである。(5)の温度計自体の安定度は、周囲の温度変動による温度測定装置そのものからの赤外線によるものと、装置内部の回路や赤外線検出素子の不安定さに起因するものがある。前者は(2)の場合と同様、常温程度の温度測定の場合に無視できないものであり、高温測定においてはその影響は極めて小さい。後者については、増幅回路に低バイアス電流、高入力インピーダンスの FET 入力型 OP アンプを使用することによって安定化を企っており、また素子も InAs セルの場合、液体窒素で常に 77K の状態で使用しており、ドリフトの問題は非常に小さい。そして素子雑音は 10 mV 程度であり、高温測定の場合には無視できる範囲である。

以上の考察より、本温度計の測定精度は次のごとくになる。

(1) 光ファイバを含めた温度計自体の精度は $\pm 3\%$ 以内である。これは主として、ファイバ端面性状に起因するもので、端面形状精度を上げることによって市販の赤外線輻射温度計と同程度($\pm 0.5 \sim \pm 1.0\%$ ^{18), 19)})にまで上昇させることができる。

(2) 測定対象面の表面粗さや温度上昇などによる輻射率の変動による測定誤差はFig. 2.13およびFig. 2.14より高々 50°C である。

(3) 測定対象面の酸化膜などの不純物生成も含めた輻射率の変動による測定誤差は最大で約 70°C である。

2.8 まとめ

発熱体から輻射される赤外線を光伝送用ファイバで受光して、赤外線検出素子へ伝送する赤外線輻射温度計を製作し、微小領域の温度を非接触で測定する方法について検討した。その結果をまとめると次のようになる。

1. 光ファイバを用いた赤外線輻射温度計の相対感度は、 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ を測定可能な波長範囲、 $J_{\lambda B}$ を単色黒体輻射能、 $F(\lambda)$, $G(\lambda)$ をファイバおよび集光レンズの分光透過率、 $D(\lambda)$ を赤外線検出素子の分光感度とすると、

$$\Lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \beta J_{\lambda B}(\lambda, T) F(\lambda) G(\lambda) D(\lambda) d\lambda$$

で表わされる。ここで、 β は使用ファイバの特性値などで決まる定数である。

2. 光ファイバを用いた赤外線輻射温度計の実感度曲線は、上式で $\lambda_1 = 0.3 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_2 = 2.3 \sim 2.5 \mu\text{m}$ と置いて計算した曲線とよく一致している。また、実感度 Λ_a は $\Lambda_a = \varepsilon C_a \cdot T^K$ なる式で近似することができる。ここに、 C_a は定数、 ε は全輻射率、 T は絶対温度、 K は感度指数である。

3. 炭素鋼 S55C と砥石 A36K の輻射率は 400°C 以上ではほとんど等しく、砥粒塊 Al_2O_3 では輻射率が少し大きく、感度が上昇しているが、温度 1000°C

の時に約50℃程度の差があるだけである。また、炭素鋼試片の表面粗さの違いによる出力の変化もみられなかった。

4. 光ファイバを含めた温度計自体の基本的な測定精度は±3%以内であり、これは使用ファイバの端面生成精度の向上によって、±0.5～±1%程度にまで上げることが可能である。また、測定対象面の表面粗さや温度変化に伴う輻射率の変動による誤差は最大50℃で、表面の吸着不純物生成をも考慮した誤差は最大で70℃程度である。

参 考 文 献

1. 芝 亀吉, 温度: 計量管理技術双書(16), 第15版, 工社, (1978).
2. 三栄測器工業計測器事業部赤外線開発グループ, "赤外線放射温度計," 三栄技術レポート, 103, (1979).
3. Holman, J.P., "Radiation Heat Transfer," Heat Transfer, 4th ed., McGraw-Hill Kogakusha, Ltd. (1976), 273-353.
4. Kapany, N.S., "Geometrical Optics of Fibers," Fiber Optics, Academic Press, (1967), 5-35.
5. Chappell, A. (ed.) in Texas Instruments Ltd., "Photoelectric Detectors," Optoelectronics: Theory and Practice, McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., (1981), 1-10.
6. 浜松フォトリクス, 赤外線検出器カタログ
7. 前掲文献 4.

8. 野田健一, 電子通信学会編, 光ファイバ伝送, 第3版, エルサ社, (1980), 44.
9. 理科年表, 東京天文台編集, (1982), 516.
10. Mayer, J.E., Shaw, M.C., "Grinding Temperature," J. Am. Soc. Lub. Engg., 13, (1957), 22-27.
11. 前掲文献 1., 142.
12. 前掲文献 2.
13. Siegel, R. Howell, J.R., "Definitions of Properties for Nonblack Surfaces," Thermal Radiation Heat Transfer, McGraw-Hill Kogakusha, Ltd. (1972), 42-81.
14. 前掲文献 1., 第35表, 133-134.
15. 前掲文献 3., Table A-10, 508-509.
16. 前掲文献
17. 黒崎曼夫, "ふく射による伝熱(3)," 機械の研究, 34, 3(1982), 423-426.
18. 前掲文献 1., 第39表, 153.
19. 前掲文献 2., 10-14.

第3章 ファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響

3.1 はしがき

光ファイバは Fig.2.2 に示したように、コアとクラッドとの屈折率の違いによって起こる全反射を利用して光を伝送するため、その屈折率差によって決まる受光角 ξ_m より小さな角度で入射した赤外線は伝送できない。そのため、ファイバの設定位置によって感温面積が異なり、測定対象物の大きさ、および感温面との相対的な位置関係によってファイバが受光する赤外線エネルギーが変化し、温度計の測定精度に大きな影響を及ぼすことが考えられる。

そこで本章では、測定対象物を温度一様な平面にモデル化して考え、その大きさや感温面との相対位置がファイバの受光エネルギーに及ぼす影響を理論的に考察するとともに、その妥当性を実験によって確かめている。これは磁粒切れ刃温度測定における温度計の出力、すなわち、計示温度の信頼性を評価することを目的としたものである。

3.2 感温面積

Fig.3.1 はコア径 d 、受光角 ξ_m のファイバを測定対象面より距離 t の位置においたときの感温面 S_t を表わしたものである。Fig.3.1 より、 S_t は

$$S_t = \left(\frac{d}{2} + t \cdot \tan \xi_m \right)^2 \pi \quad (3.1)$$

で表わされる。逆に言えば、ファイバは S_t から輻射される赤外線

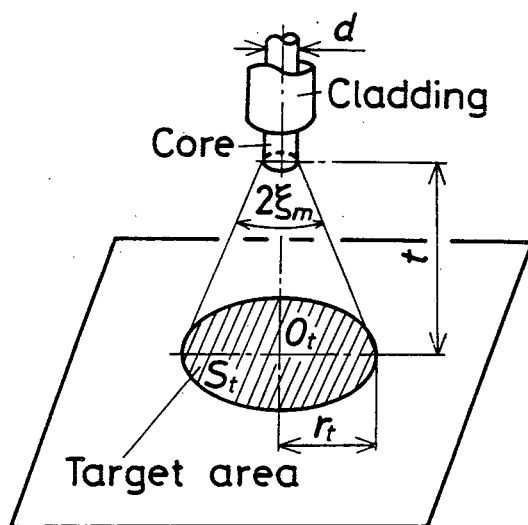


Fig.3.1 The target area S_t of a fiber placed at a distance of t from the object.

が受光できないわけである。したがって、測定対象物の大きさによって S_t を変化させることができ、感温面を小さくするためにはファイバを測定対象面に近づけなければならない。そして、 $t=0$ のとき感温面は最小になり、コア断面面積と一致する。

3.3 受光エネルギーの理論解析

以下に述べるファイバの受光エネルギーの解析にあたっては、ファイバは測定対象面と垂直に設置されており、コア断面と測定対象面は平行になっているとする。また、測定対象面は拡散面で等方性輻射を行ない、ファイバのコア断面は波長、方向に関係なく受光角内で入射した輻射を全て受光する完全吸収体、すなわち、測定対象面、コア断面とともに黒体平面として取り扱うことにする。

3.3.1 測定対象面が感温面より大きい場合

Fig. 3.2 に示すように、測定対象面 S_{ob} が十分大きく、感温面 S_t が常にこの面内にあるようにファイバが設置されている場合の受光エネルギーを求める。このとき、測定面 f が感温面 S_t に等しくなる。Fig. 3.2 において、感温面 S_t 内の微小面積 df から、入射角 θ で、微小立体角 $d\Omega$ で表わされるコア内の微小面積 dF に単位時間に輻射される波長範囲 $(\lambda - d\lambda/2 \sim \lambda + d\lambda/2)$ のエネルギー量 de_λ は次式で表わされる。

$$de_\lambda = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cos \xi \cdot d\Omega \quad (3.2)$$

ここに、 $I_{\lambda b}$ は単色黒体輻射強さである。

付録Aより、微小立体角 $d\Omega$ は

$$d\Omega = \frac{dF_p}{R^2} = \frac{dF \cos \xi}{R^2} \quad (3.3)$$

であるから、式(3.2)は

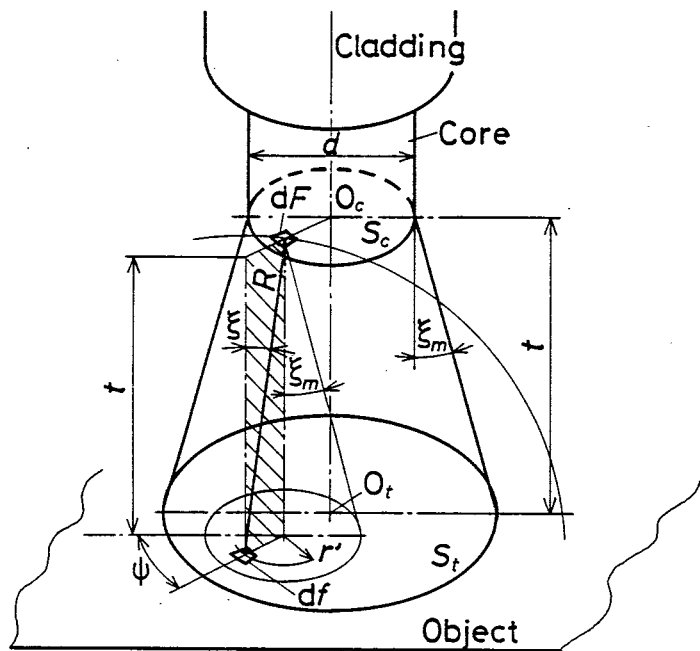


Fig.3.2 Model of acceptance energy for large object.

$$de_{\lambda} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot \cos^2 \xi \frac{1}{R^2} df dF \quad (3.4)$$

ただし、 dF は df からみた dF の投影面積、 R は df と dF との距離である。

Fig.3.2における位置関係より、

$$\cos \xi = \frac{t}{R} \quad (3.5)$$

$$\tan \xi = \frac{r'}{t} \quad (3.6)$$

今、 $df = r' dr' d\psi$ とおけば、式(3.6)より

$$dr' = \frac{t}{\cos^2 \xi} d\xi \quad (3.7)$$

であるから、式(3.4)は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
 d\epsilon_{\lambda} &= I_{\lambda b} d\lambda \cdot \cos^2 \xi \frac{1}{(t/\cos \xi)^2} t \cdot \tan \xi \frac{t}{\cos^2 \xi} d\xi d\psi dF \\
 &= I_{\lambda b} d\lambda \cdot dF \cdot \frac{1}{2} \sin(2\xi) d\xi d\psi
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

従って、測定面から dF に入射するエネルギー e_{λ} は入射角 ξ が受光角 ξ_m 以内の輻射線であるから

$$\begin{aligned}
 e_{\lambda} &= I_{\lambda b} d\lambda \cdot dF \int_0^{\xi_m} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \sin(2\xi) d\xi d\psi \\
 &= I_{\lambda b} d\lambda \cdot dF \cdot \frac{\pi}{2} [1 - \cos(2\xi_m)]
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

コア全体が受光するエネルギー $E_{\lambda m}$ はコア面積全体にわたって積分すればよいから

$$E_{\lambda m} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot S_c \cdot \frac{\pi}{2} [1 - \cos(2\xi_m)] = I_{\lambda b} d\lambda \cdot \pi S_c (NA)^2 \tag{3.10}$$

ここに、 S_c はコア断面積、 NA はファイバの開口数である。式(3.10)には t が含まれておらず、ファイバが受光する輻射エネルギーはファイバのコア断面積と開口数で決まり、ファイバの位置に依存しないことがわかる。従って、測定対象面が十分大きければ、ファイバの設定位置は温度計の測定感度に影響しない。

3.3.2 測定対象面がコア面より小さい場合

Fig. 3.3に示すように、ファイバ軸がその中心を通るような半径 r_s の円断面 S_s を考える。ただし、 r_s は $r_s = d/2 - t \cdot \tan \xi_m$ で与えられ、 $r_s > 0$ より、 $t < (d/2) / \tan \xi_m$ でなければならない。このとき、 S_s 内からその法線となす角が ξ_m 以内で射出した輻射線は全てコアに受光されることになる。ここで、測定対象面 S_{ob} が S_s 内にあり、かつ S_{ob} 以外からの輻射はないものとした

とき、すなわち測定面が測定対象面に等しい場合のファイバの受光エネルギーを求める。Fig. 3.3において、測定対象面 S_{ob} 内の微小面積 df から輻射される赤外線のうち、微小立体角 $d\Omega$ で表わされる半径 R の半球面上の微小面積 dF_p に入射する輻射エネルギー de_λ は式(3.2)で与えられる。このとき、 df の中心を原点とする極座標系 (R, ξ, ψ) を用いれば、付録Aより、微小立体角 $d\Omega$ は

$$d\Omega = \sin\xi d\xi d\psi \quad (3.11)$$

で与えられるから、式(3.2)は

$$de_\lambda = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cdot \cos\xi \sin\xi d\xi d\psi = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cdot \frac{1}{2} \sin(2\xi) d\xi d\psi \quad (3.12)$$

従って、 df から輻射され、コアに受光されるエネルギー (Fig. 3.3 の斜線で示した領域に入射するエネルギー) e_λ は式(3.12)を受光角内領域にわたって積分すれば得られる。すなわち、

$$e_\lambda = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \int_0^{\xi_m} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \sin(2\xi) d\xi d\psi = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cdot \frac{\pi}{2} [1 - \cos(2\xi_m)] \quad (3.13)$$

よって、測定対象面全体からファイバが受光するエネルギー $E_{\lambda s}$ は

$$E_{\lambda s} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot S_{ob} \frac{\pi}{2} [1 - \cos(2\xi_m)] = I_{\lambda b} d\lambda \cdot \pi S_{ob} (NA)^2 \quad (3.14)$$

式(3.14)には t が含まれていないことから、 $0 < t < t_s$ の間に置かれたファイバが受光するエネルギーはその位置に依存しないことがわかる。ただし、

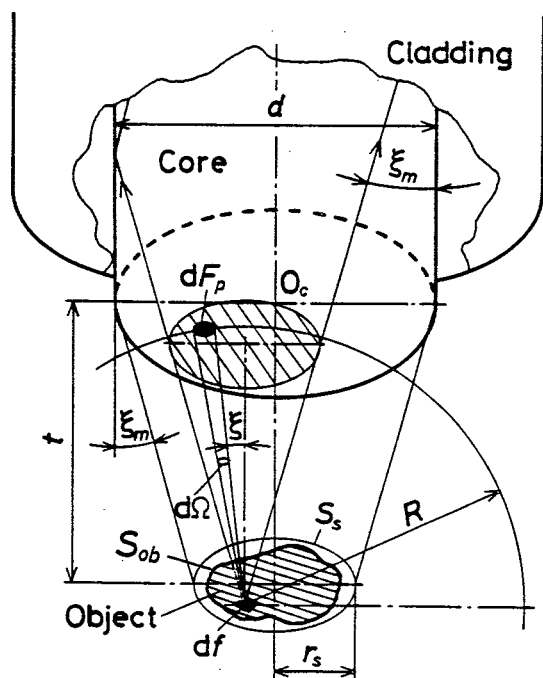


Fig.3.3 Model of acceptance energy for small object.

$t_s = (d/2 - r_s) / \tan \xi_m$ である。

なお、図より明らかなように、 t かつ t_s では t が大きくなるに従ってコアが受光する輻射エネルギーは減少していくが、この場合については次節で解析する。

3.3.3 一般的な場合への拡張

前節ではある限られた場合における受光エネルギーを求めたが、本節ではより一般的な場合の受光エネルギー、すなわち、測定対象面 S_{ob} が感温面 S_t 内にあり、かつ S_s より大きい場合について考えることにする。ここで、取り扱いを簡単にするため、測定対象面 S_{ob} は半径 r_{ob} の円形断面を有しており、その中心が感温面の中心と一致している場合と、そうでない場合に分けて考える。

Fig. 3.4 は一般的な場合として、Fig. 3.1 のようにファイバが設置されているときの受光エネルギーを求めるためのモデル図である。コア断面の中心を O_c 、それより距離 t にある感温面 S_t の中心を O_t とし、感温面全体にわたって一様に赤外線が輻射されており、種々の損失はないものとする。

感温面の中心 O_t より距離 r のところの微小面積 df から、入射角 ξ でコア内の微小面積 dF に単位時間に射出される波長範囲 $(\lambda - d\lambda/2 \sim \lambda + d\lambda/2)$ の輻射エネルギー de_λ は式 (3.2) より

$$de_\lambda = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cos \xi d\Omega \quad (3.2)$$

と与えられ、式 (3.3)、式 (3.5) より

$$de_\lambda = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cos \xi \frac{dF \cos \xi}{(t / \cos \xi)^2} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \frac{\cos^4 \xi}{t^2} dF \quad (3.15)$$

従って、 df よりコアに受光されるエネルギー $e_\lambda(t, r)$ は式 (3.15) を F にわたって積分すれば得られる。なお、 F は df から輻射される赤外線のうち、ファイバが受光する領域で、Fig. 3.4 上図の斜線で示した部分である。すなわち、

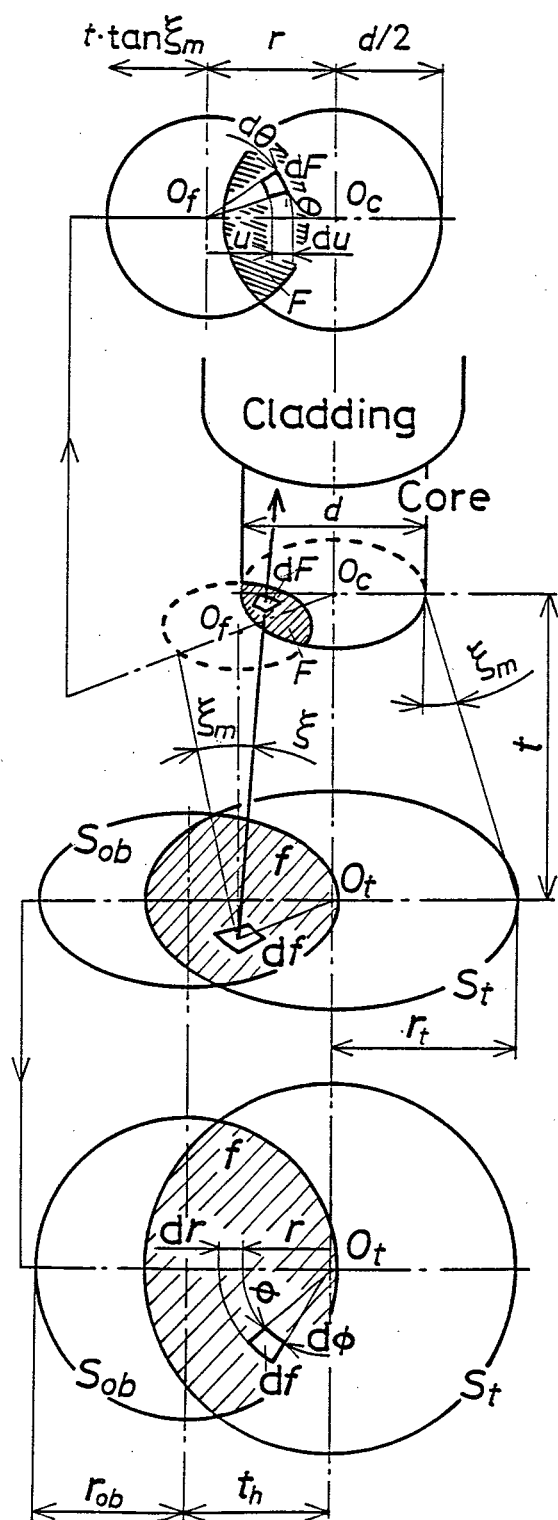


Fig.3.4 Model of acceptance energy in general configuration.

$$e_{\lambda}(t, r) = \iint_F I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \frac{\cos^4 \xi}{t^2} d\tau \quad (3.16)$$

ところが, $dF = u du d\theta$, $\tan \xi = u/t$ とおけば

$$de_{\lambda} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \frac{t^2 u du d\theta}{(t^2 + u^2)^2} \quad (3.17)$$

であることから, 式(3.16)は次式のようになる.

$$e_{\lambda}(t, r) = \iint_F I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \frac{t^2 u du d\theta}{(t^2 + u^2)^2} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cdot g(t, r) \quad (3.18)$$

ここに,

$$g(t, r) = \iint_F \frac{t^2 u}{(t^2 + u^2)^2} du d\theta \quad (3.19)$$

従って, コアが受光する全輻射エネルギー E_{λ} は式(3.18)を測定面積 f にわたって積分すれば得られる.

$$E_{\lambda} = \iint_f I_{\lambda b} d\lambda \cdot g(t, r) df \quad (3.20)$$

この理論を次に示す個々の場合に適用することにする.

3.3.3.1 測定対象面 S_{ob} の中心 O_{ob} が感温面 S_t の中心 O_t と一致する場合

ここで, S_{ob} の半径を r_{ob} とすれば, 式(3.20)において測定面積 f が Fig. 3.5 に示すように, 次の二つに場合分けできる.

$$(I) f = S_{ob} \quad \text{for} \quad r_{ob} \leq r_t$$

$$(II) f = S_t \quad \text{for} \quad r_{ob} > r_t$$

なぜなら, (II) ではファイバは感温面からの輻射線が受光し伝送されないからであり, この場合の受光エネルギーは 3.3.1 節の場合にあてはまる. 従って,

$$(I) \quad r_{ob} \leq r_t$$

$$E_{\lambda}(t, r_{ob}) = \iint_{S_{ob}} I_{\lambda b} d\lambda \cdot g(t, r) df = \int_0^{r_{ob}} \int_0^{2\pi} I_{\lambda b} d\lambda \cdot r g(t, r) d\phi dr \quad (3.21)$$

$$(II) \quad r_{ob} > r_t$$

$$\begin{aligned} E_{\lambda} = E_{\lambda m} &= \iint_{S_t} I_{\lambda b} d\lambda \cdot g(t, r) df = \int_0^{r_t} \int_0^{2\pi} I_{\lambda b} d\lambda \cdot r g(t, r) d\phi dr \\ &= I_{\lambda b} d\lambda \cdot \pi S_c (NA)^2 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Fig.3.6は測定対象面の半径 r_{ob} とファイバの受光エネルギー E_{λ} の関係を表したものである。 図より、 S_{ob} の面積が S_t の1/2で受光エネルギー E_{λ} が $E_{\lambda m}$ の約87%であることがわかる。 ここで、 $E_{\lambda m}$ はファイバが受光し得る最

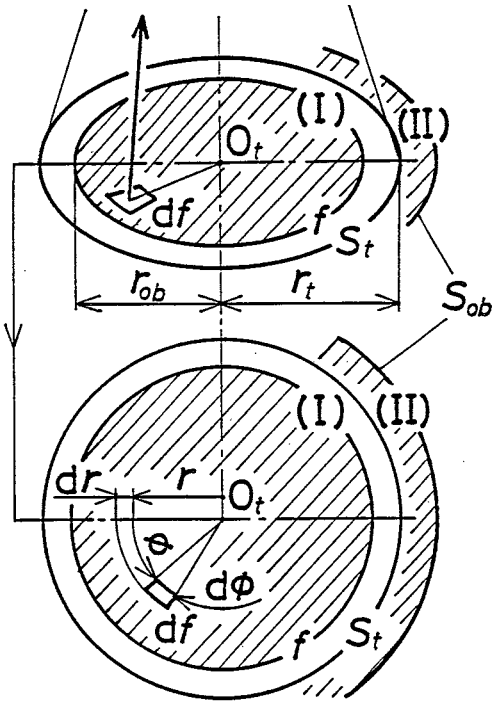


Fig.3.5 Model of acceptance energy in the case when center of object is on center axis of fiber.

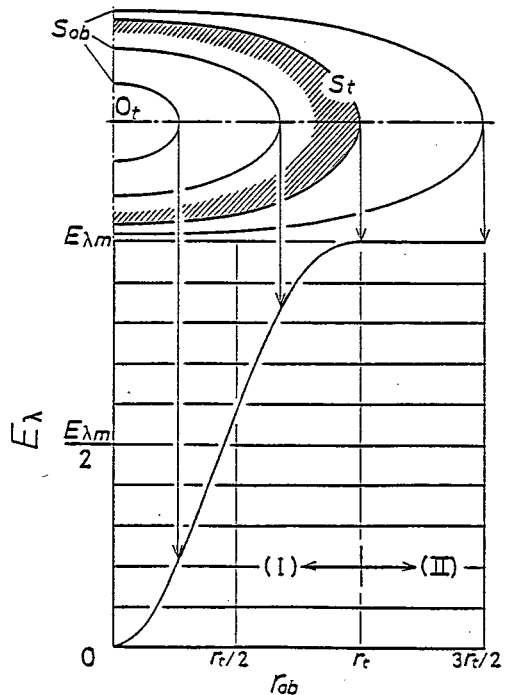


Fig.3.6 Variation of the radiant energy accepted by a fiber with radius of object.

大エネルギーで、式(3.10)、式(3.22)で与えられる。なお、式(3.18)および式(3.21)の数値計算の詳細は付録Bに示してある。

3.3.3.2 測定対象面 S_{ob} の中心 O_{ob} が感温面 S_t の中心 O_t からずれている場合
 この場合、Fig. 3.4 に示すように、測定面積 f は測定対象面の大きさのみならず、感温面との距離 t_h によっても変化する。従って、受光エネルギー E_2 は

$$E_\lambda(t, t_h, r_{ob}) = \iint_{f(t, t_h, r_{ob})} I_{\lambda b} d\lambda \cdot g(t, r) df \quad (3.23)$$

で表わされる。Fig. 3.7 は種々の r_{ob} に対して、 O_{ob} と O_t の距離 t_h とファイバの受光エネルギー E_2 の関係を表わしたもので、それぞれの場合について式(3.23)を数値積分(付録B参照)して求めたものである。^{*} t_h が大きく、また r_{ob} が小さくなるについて受光エネルギー E_2 が急激に減少しているのがわかる。

3.3.4 砥粒切れ刃温度測定への適用

3.3.3 節で述べたように、ファイバの感温面 S_t と測定対象面 S_{ob} の位置および大小関係によって、ファイバの受光エネルギーが変化することから、実際の温度測定に際し、温度計の出力が測定対象面の温度に必ずしも対応しないという問題が生じる。たとえば、測定対象面が非常に小さい場合とか、測定対象面のほんのわずかの部分のみが感温面内にある場合などは受光エネルギーが小さく、低い温度の物体として表示される。本研究の場合、測定対象物である砥粒切れ刃がファイバ端面下も一定方向に一定速度で通過するわけであるから、温度計の出力は断続的なパルス波形となる。従って、そのパルス幅より測定対象面の大き

* 数値計算に際しては、第5章で扱う砥粒切れ刃温度測定における実験条件を用いている。すなわち、 $\alpha = 50 \mu\text{m}$, $\gamma_m = 13.1^\circ$, $t = 100 \mu\text{m}$ である。

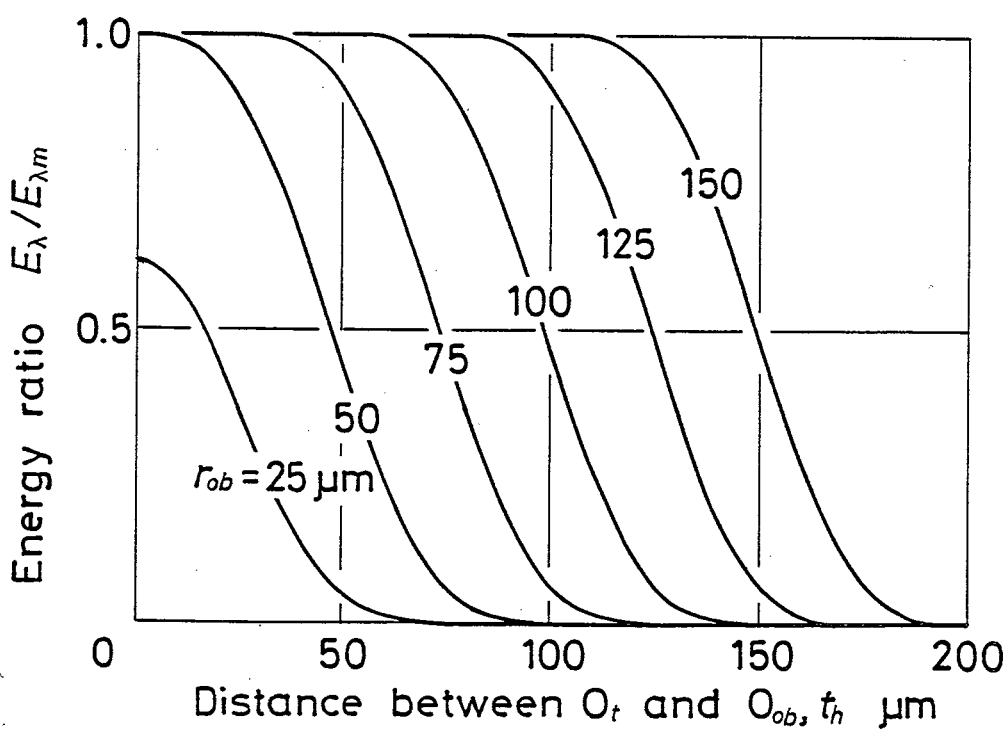
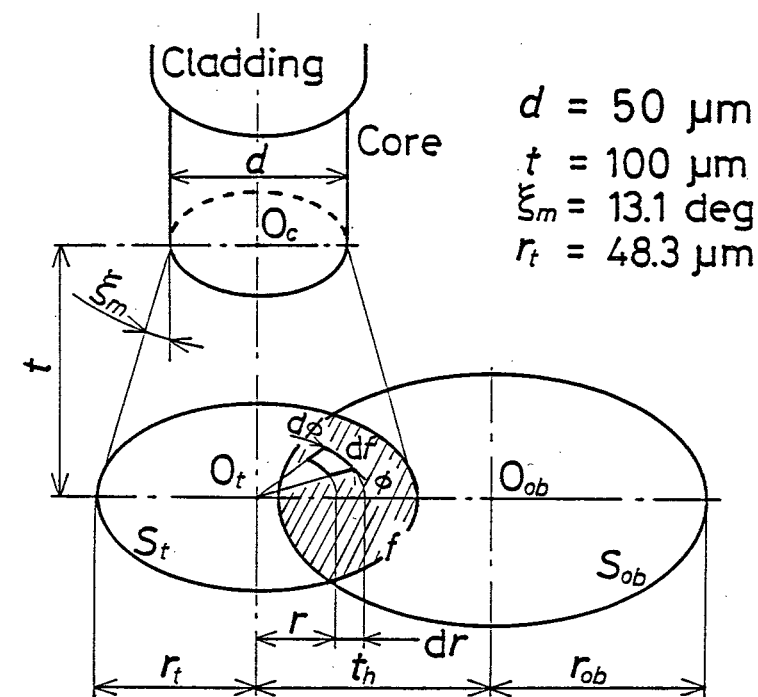


Fig.3.7 Variation of radiant energy accepted by a fiber with the distance between centers of S_{ob} and S_t for some values of r_{ob} .

さ、および通過位置を推定し、出力と真の温度との関係を考察することにする。

なお、以下の考察においては、実際の実験条件；コア径 $d = 50 \mu\text{m}$ ，受光角 $\theta_m = 13.1^\circ$ ，ファイバ設定距離 $z = 100 \mu\text{m}$ ，測定対象物速度 $V = 1713 \text{ m/min}$ ；
下での現象を対象としている。

3.3.4.1 測定対象面 S_{ob} の中心 O_{ob} が感温面 S_t の中心 O_t 上を通過する場合

この場合、出力のパルス幅が測定対象面の大きさを表わし、次式により計算できる。

$$2r_{ob} = V\Delta\tau - 2r_t \quad (3.24)$$

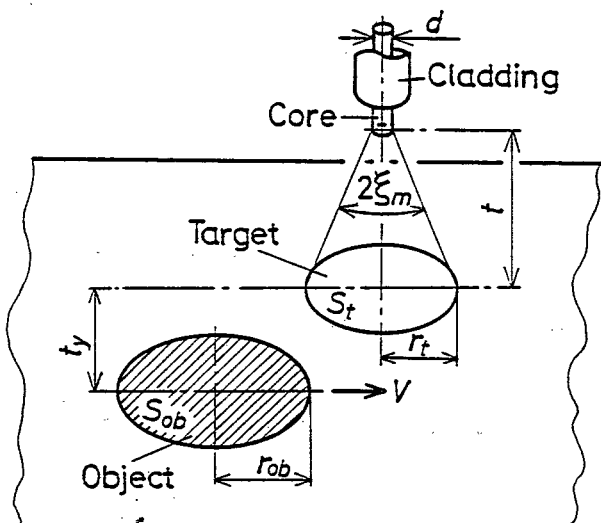
ここに、 $\Delta\tau$ は出力のパルス幅であり、 r_t は式(3.1)より容易に求められる。ここで、 $\Delta\tau = 6 \mu\text{s}$ とすれば、式(3.1)および式(3.24)より $r_t = 48.3 \mu\text{m}$ ， $r_{ob} = 37.4 \mu\text{m}$ となる。すなわち、 $r_{ob}/r_t = 0.77$ で、Fig. 3.6 より E_r は E_{um} の約 90 % になり、これは計測温度にして数 % の誤差となる。すなわち、この場合パルス幅 $6 \mu\text{s}$ 以上の出力はほぼ正確に測定対象物の温度に対応していると言える。

3.3.4.2 測定対象面 S_{ob} の中心 O_{ob} が

感温面 S_t の中心 O_t からずれて通過する場合

平均的な大きさの砥粒切れ刃の測定対象面 \bar{S}_{ob} * が感温面の中心からずれて通過した場合のファイバが受光するエネルギーの時間的变化、すなわち温度計の出力パルスの様子を Fig. 3.7 を用いて表わしたのが Fig. 3.8 である。ここで、両

* 問題を簡単にするため、実験で得られたパルス幅より測定対象面、すなわち砥粒切れ刃面の平均的な大きさを推定し、その値を用いて考察を行なう。実験結果より、パルス幅の平均値は $\Delta\tau = 8.7 \mu\text{s}$ 。従って、式(3.24)より、測定対象物の平均径は $\bar{r}_{ob} = V\Delta\tau/2 - r_t = 75.0 \mu\text{m}$ となる。



$$\Delta t_y = (r_t + r_{ob}) / 10$$

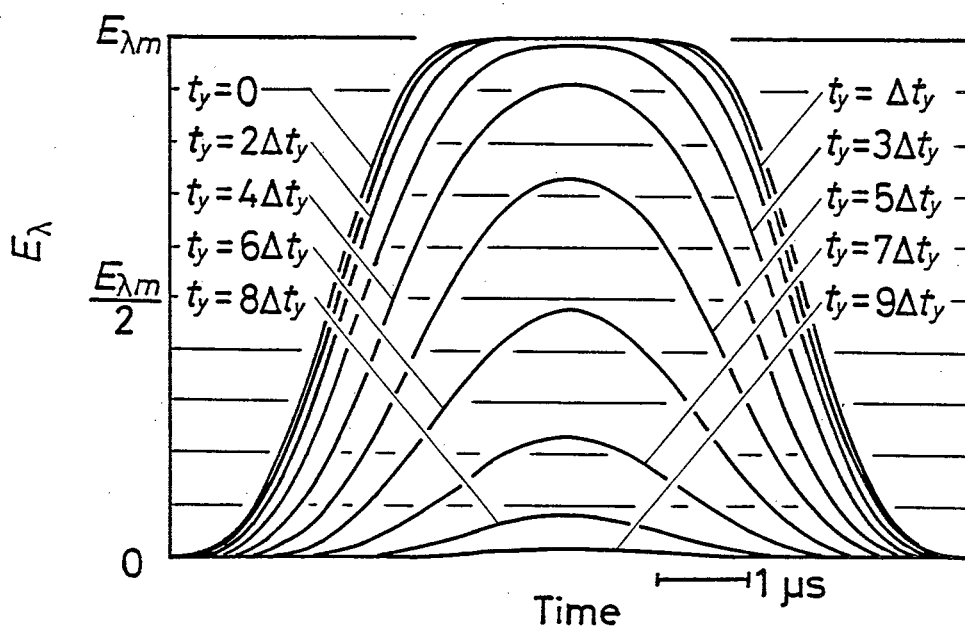


Fig.3.8 Appearances of energy accepted E_λ in which the object S_{ob} ($r_{ob}=75.0 \mu\text{m}$) passes through the target area S_t ($r_t=48.3 \mu\text{m}$) at a constant speed ($V=1713 \text{ m/min}$) with various deviation of t_y .

者のずれ t_d ($0 \leq t_d \leq t_e + t_{ob}$) をパラメータとし、ずれの間隔 Δt_d を $\Delta t_d = (t_e + t_{ob})/10$ としている。図より、 t_d が大きくなるに従って受光エネルギーが急激に減少するとともに、パルス幅も小さくなっているのがわかる。ここで、温度計の出力パルス幅 $\Delta \tau$ が $7\mu\text{s}$ とすれば、Fig. 3.8 より両者のずれ t_d がおよそ $4.5\Delta t_d$ の曲線となり、受光エネルギーは $E_{\lambda m}$ の約 87%、計示温度にして約 97% の精度を有していることになる。Fig. 3.9 は種々の r_{ob} の値に対して、温度計の出力パルス幅 $\Delta \tau$ と受光エネルギー E_λ の関係を示したもので、付録 C に記した方法で算出したものである。図より、パルス幅 $\Delta \tau$ が $7\mu\text{s}$ ではほとんどの場合で受光エネルギー E_λ が $E_{\lambda m}$ の 80% 以上になっているのがわかる。(r_{ob} が $125\mu\text{m}$ 以上の場合には 80% 以下になっているが、実験に使用した磁石 A36 の平均粒径が約 $500\mu\text{m}$ であることを考えれば、測定対象面である切削刃逃げ面摩耗領域が径 $250\mu\text{m}$ 以上になるのは非常に少ない。)

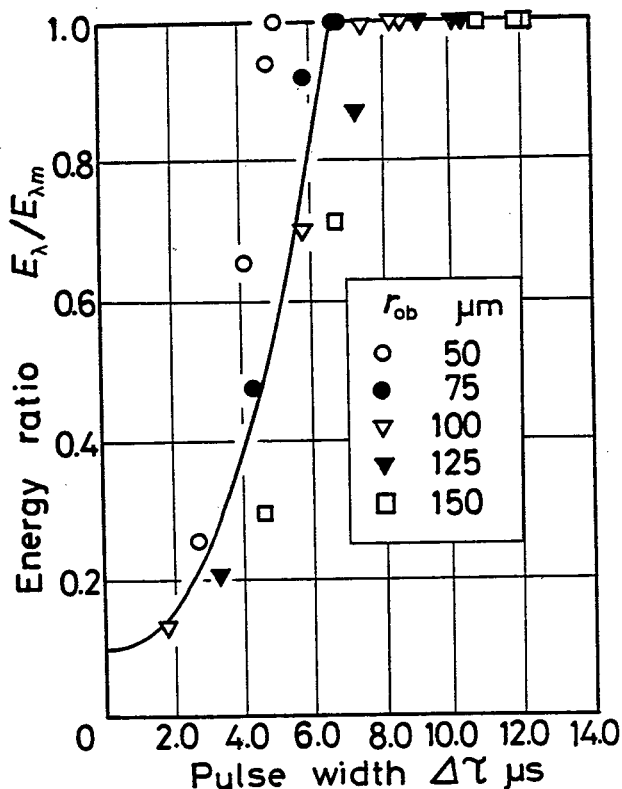


Fig.3.9 Relation between acceptance energy E_λ and pulse width $\Delta \tau$ of the pyrometer for several values of r_{ob} .

3.3.4.1, 3.3.4.2 節の考察より、パルス幅が $7\mu\text{s}$ 以上の出力はほぼ 95% 以上の信頼度で測定対象面の温度と対応していると言える。逆にパルス幅がそれ以下の場合には Fig. 3.9 の曲線を用いて出力校正することも可能であるが、本温度計の周波数特性 (Fig. 2.12 参照) から、この場合の出力は大きく低下して

いてしまう。

従って、本研究ではパルス幅が $7\mu\text{s}$ 以上のものを測定対象とし、これらの砥粒切れ刃がファイバの真下を通過したものとみなすことにする。

3.4 ステップ型多モードファイバの光伝送特性実験

3.3節ではファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響を理論的に解析し、本温度計の特徴や測定精度について検討したが、本節では、前節の解析にあたって用いた種々の仮定の妥当性、したがって、理論解析結果の正当性を実験によって確認している。

3.4.1 ファイバの設定距離の影響

式(3.1)で与えられるファイバの感温面積 S_t 全面から赤外線が輻射されているとき、ファイバが受光するエネルギー $E_{\lambda m}$ は式(3.10)

より $E_{\lambda m} = I_{\lambda b} d\lambda \cdot \pi S_c (NA)^2$ で与えられる。この式に

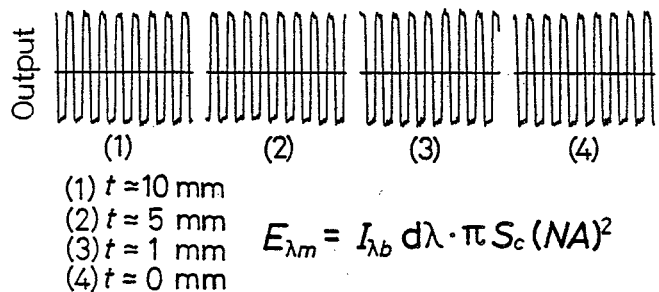


Fig.3.10 Influence of distance between object and incidence face of optical fiber on sensitivity of IR-pyrometer.

はファイバの設定距離 t が含まれていないことから、この温度計の重要な性質の一つである、“測定対象面が十分大きければ、ファイバの設定位置は実用上測定感度に影響しない、”ことが導びかれる。

Fig.3.10は一定温度に加熱されている十分大きな試片に対して、ファイバの受光面との距離 t を変化させたときの温度計の出力を測定した結果である。入力はチョップを使って交流に変換しているため、振幅が出力を表わしている。図より明らかなように、コア径 $50\mu\text{m}$ に対しその約200倍の10mmまで t を変化さ

せても振幅は変動しておらず、温度計の出力がファイバの設定位置に影響されないことが確認された。

3.4.2 ファイバの軸ずりによる伝送損失

ファイバが受光するエネルギー E_λ はファイバの設定位置 t , 測定対象物の大きさ r_{ob} , および S_{ob} と S_t との中心間距離 t_h の関数として式(3.23)で与えられることを示した。(Fig. 3.7 参照)

$$E_\lambda(t, t_h, r_{ob}) = \iint \frac{I_{\lambda b} d\lambda \cdot g(t, r)}{f(t, t_h, r_{ob})} df \quad (3.23)$$

$$g(t, r) = \iint_F \frac{t^2 u}{(t^2 + u^2)^2} du d\theta \quad (3.19)$$

この式は、測定対象面が理想的な拡散面であり、かつファイバ軸となす角が受光角 θ_m 以内で入射した赤外線はコア全面で均一に伝送されるという仮定の下で導びかれている。そこで、この仮定の妥当性を確認するために次のような実験を行った。

Fig. 3.11 に示すように、レーザ光源(He-Neレーザ、波長 $\lambda_s = 632.8 \text{ nm}$,

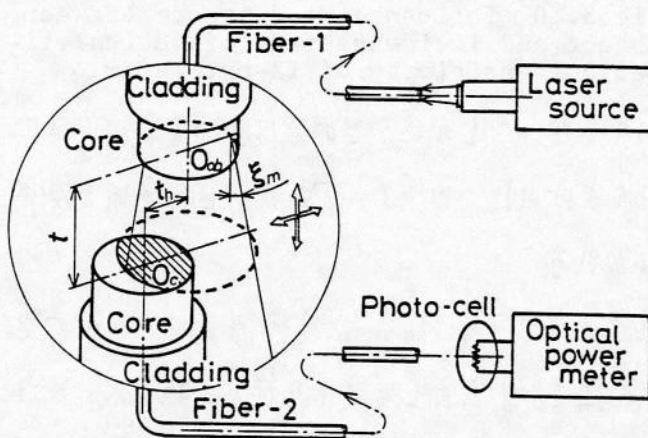


Fig. 3.11 Illustration of measurement of optical power accepted by fiber.

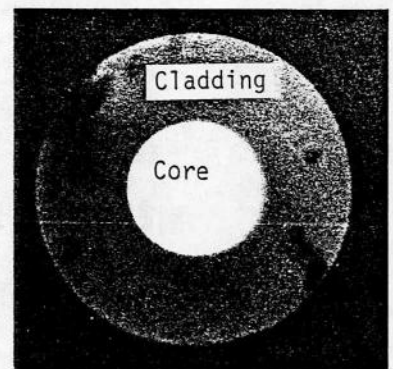


Fig. 3.12 Microscope photograph at fiber face emitting visible light; core diameter $d = 50 \mu\text{m}$.

NEC-GLG5350)から照射されたレーザ光をファイバ-1 (Table 2.2, C-ファイバ)の一端で受光する。使用ファイバはスラップ型タモードファイバであることから、その他端のコア断面全体から均一にレーザ光が放射されることになり、³⁾この面をある一定温度にある測定対象面 ($r_b = d/2$) と考えることができる。従って、この面から距離 t のところにファイバ-2の受光面を設置し、面ファイバの軸心(コアの中心)のずれ t_h を変化させ、このときのファイバ-2の伝送エネルギーを光パワーメータ(宇藤電気, AQ-1111)で測定すれば、測定対象面と感温面の位置関係によって変化する受光エネルギーを実験的に求めることができる。なお、Fig.3.12は可視光線をファイバに照射したときの射出面の顕微鏡

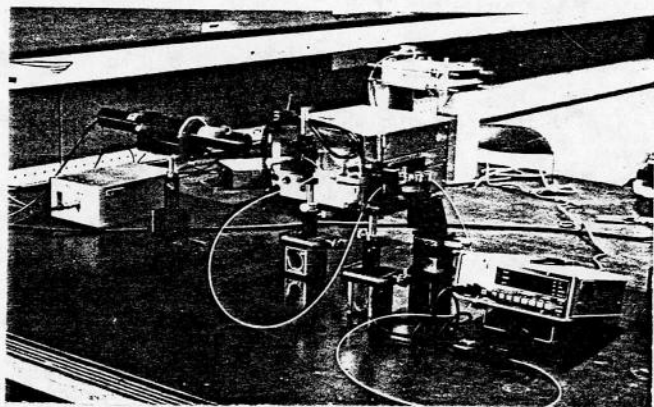


Fig.3.13 Photograph of optical power measurement set-up.

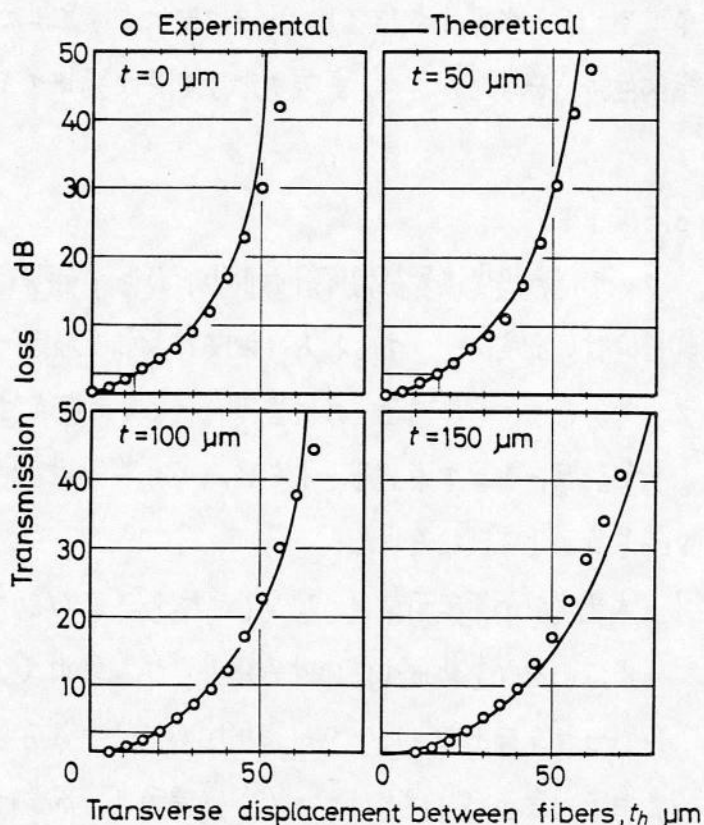


Fig.3.14 Influence of transverse displacement between optical fibers on transmission loss.

写真であるが、コア部全面で光強度分布が一様であり、また、クラッド部からの光の漏れも無視できることがわかる。

実験装置の外観を Fig. 3.13 に、測定結果を Fig. 3.14 に示す。図の実線は、ファイバ-1 の出射面全体から均一にエネルギーが射出され、かつ、ファイバ-2 が受光角内 (Fig. 3.12 の斜線の部分) で受光したエネルギーを損失なく伝送するものとして式 (3.23) より計算した結果である。ε が大きくなるに従い、実測値と計算値の間に少し差が生じているものの、両者はよく一致しており、受光角内に入射したエネルギーがコア全面で均一に伝送されており、また、Fig. 3.13 で確認されたように、測定対象面であるファイバ-1 のコア部からは均一にエネルギーが射出されていることがわかる。よって、本温度計の感温面積、および受光エネルギーはそれぞれ式 (3.1)、式 (3.23) によって与えられ、3.3 節で行なった理論的検討が妥当なもので、実際の温度測定に適用できることが確認された。

3.5 まとめ

ファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響について、理論的および実験的に検討を加えた。すなわち、測定対象面を温度一様な平面にモデル化して考え、その大きさや感温面との位置関係によって変化するファイバの受光エネルギーを数値計算によって求めるとともに、その妥当性を実験的に確認した結果をまとめると次のようになる。

1. 本温度計の感温面積は $S_t = (\epsilon \tan \theta_m + d/2)^2 \pi$ で与えられる。また、ファイバの長さも数 m で使用する限り、受光角内でファイバに入射したエネルギーはコア全面で均一に、かつ損失なく伝送されると考えて差しつかえない。
2. 測定対象面 S_{ob} が十分大きく、感温面 S_t が常にこの面内にあれば、ファイバが受光するエネルギーは $E_{\lambda m} = I_{\lambda b d} \pi \cdot \pi S_t (NA)^2$ で与えられる。すなわち、測定対象面が十分大きければ、温度計の測定感度は、コア断面積とファイ

バの開口数によって一意的に定まり、ファイバの設定位置に影響されない。

3. 測定対象面 S_{ob} の中心 O_{ob} が感温面 S_t の中心 O_t と一致している場合、 S_{ob} の面積が S_t の $1/2$ 以下で受光エネルギー E_n が E_{nm} の約 87% に減少する。ただし、 E_{nm} はファイバが受光し得る最大エネルギーである。
4. コア径 $d = 50 \mu\text{m}$ 、受光角 $\theta_m = 13.1^\circ$ 、ファイバの設定距離 $z = 100 \mu\text{m}$ なる条件下で定まる感温面上も、研削速度 $V = 1713 \text{ m/min}$ で通過する測定対象面の温度を測定する場合、その温度計出力のパルス幅 Δt が $7 \mu\text{s}$ 以上のものを選べば、約 95% 以上の精度で温度を測定できる。

参 考 文 献

1. Kruse, P.W., Mcglauchlin, L.D., Mcguistan, R.B., "Infrared Sources," Elements of Infrared Technology, John Willey & Sons, Inc., (1962), 11-86.
2. Wong, H.Y., "Thermal Radiation," Heat Transfer for Engineers, Longman, Inc., (1977), 88-128.
3. 末松安晴, 伊賀健一, "光を導く現象の基礎," 光ファイバ通信入門, オーム社, (1980), 13-28.

第4章 赤外線輻射温度計による研削温度の測定

4.1 はしがき

研削時に砥石と加工物の干渉領域で発生する熱によってもたらされる種々の悪影響のうち、加工物に目を向ければ、研削焼け、研削割れ、あるいは残留応力や組織変化などの加工物表面および表面下ごく薄い層における熱的損傷が問題となることが多い。もちろん、砥石側では切れ刃の摩耗や自生作用、従って砥石寿命に關係し、生産能率とも重要な關係をもつ。熱損傷の発生機構の解析に対しては、研削時における加工物研削表面層の温度とその変化の挙動を知る必要があり、¹⁾ 多くの研究者はその実測値との対比において検討を加えている。^{2), 3)} 加工物内の温度測定法としては、Littmann ⁴⁾ や高沢 ⁵⁾、あるいは Peklenik ⁶⁾ らの熱電対の原理を巧みに応用した方法*がその取り扱いの簡単さのため、広く一般化されている。しかし、この種の熱電対による方法では加工物の融点近くの高温における温度校正や、高温接点の大きさ等によって変化する応答速度等の問題があり、必ずしも研削に伴う過渡的な温度変化に追従できるとは考えられない。しかも、この熱電対法による測定の精度に関して、これと比較し得る適当な方法がないため、これまで全く検討されていない。

そこで本章では、前章で製作した光ファイバを用いた赤外線輻射温度計を平面研削中の加工物内の温度測定へ適用し、特に、砥石と加工物の接触面の温度、すなわち砥石研削点温度、および加工物研削表面層の温度を加工物側より測定する。そして、この方法では、赤外線検出素子さえ選べば、従来までの研削表面層の平均的な温度上昇のみならず、研削表面において個々の砥粒切れ刃によって生ずる熱パルスの測定も可能になる。また、赤外線検出素子として PbS セルと InAs

* 第1章, 1.2.1節参照

セルの2種類を用いた輻射温度計, および従来の熱電対による方法によって測定した結果と比較することによって, 温度計の応答速度が測定精度に及ぼす影響や個々の測定方法の特徴について検討するとともに, 従来用いられてきた熱電対法の欠点である応答速度についても考察する. さらに, この温度計の特徴を活かして, 熱電対法では測定不可能である絶縁材料のファインセラミックスの平面研削時の温度測定も行なう.

4.2 実験方法

実験装置の概略図を Fig. 4.1, その主要部外観を Fig. 4.2, また実験条件を Table 4.1 に示す. 実験は定切り込み平面研削で行なった. 光ファイバを用いた赤外線輻射温度計では, 加工物の底面から研削表面近傍まであけた直径 0.4 ~ 0.6 mm の小孔にコア径 50 μm の C-ファイバ (Table 2.2 参照) を一本挿入し, 受光面が穴の底面に接する位置で固定する. このファイバによって, 砥石が小孔上部の加工物を研削するときに小孔の底面から輻射される赤外線を受光することができ, 小孔が研削表面に貫通するまで所定の切込みを与えた1パス研削ごとに測定をくり返せば, 研削表面下種々の深さにおける過渡的な温度変化が測定できる. このとき, 研削表面からの深さ z は小孔の底部を研削したときを $z=0$ とした. 石英ガラスの軟化点, および溶融点はおおよそ 1600 ~ 1800 $^{\circ}\text{C}$ であり,^{9), 8)} 高温状態にある時間が非常に短いため, 研削熱によってファイバが変質あるいは溶融して測定感度に影響を及ぼすことはない. また, 小孔の底部はドリル加工した状態であり, 温度校正曲線を求めたときの加熱試片に近い粗さにあると考えることができる.

一方, 熱電対法による測定は, 研削表面層の温度を高沢らの方法^{9), 10)}, 研削表面の温度を Peklenik¹¹⁾ の方法で行なった. 前者では, 先と同様の小孔を加工物に明け, 小孔の底面に線径 100 μm のコンスタンタン線を点溶接した. この溶

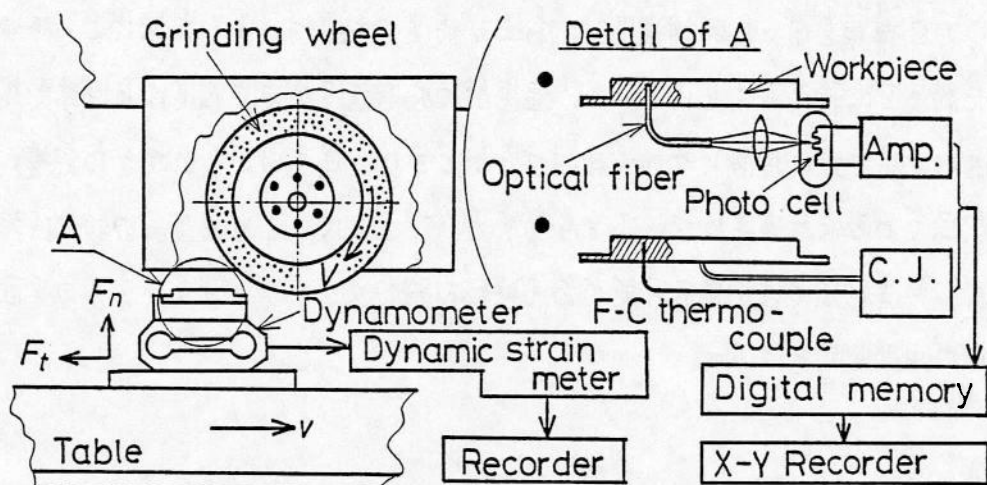


Fig.4.1 Schematic illustration of experimental set-up.

Table 4.1 Summary of experimental conditions

•Operating parameters

Number of revolutions of wheel, N	1800 min^{-1}
Peripheral wheel speed, v	1696~1713 m/min
Work speed, v	10 m/min
Wheel depth of cut, a	20 μm
Up grinding	

•Grinding fluid

Soluble oil (1:50 in water)

•Grinding wheel

A36K7VC(3)B, (300~303)×30×127 mm

$v_p = 40.0\%$, $v_g = 49.1\%$, $v_b = 10.9\%$

•Workpiece

0.55 % carbon steel, Hv 200

Width, b_w 6 mm

Length, l_w 52 mm

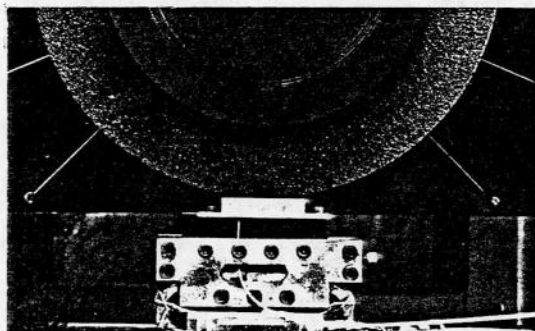


Fig.4.2 Close-up photograph of experimental set-up.

接部が加工物-コンスタンタン線熱電対の高温接点になる。溶接に際しては接点の大きさが線径以下となるように接合電荷量を調節し、他の部分は絶縁している。後者では、線径約 $20\mu\text{m}$ のコンスタンタン線を薄い雲母箔を介して加工物に圧着した。この方法は切れ刃による切削作用によってかえりを生じ、これが橋渡しとなってコンスタンタン線と加工物の間に高温接点が形成される。このため表面温度しか測定できない。出力はサンプリング間隔 $2\mu\text{s}$ でデジタルメモリに記録させた後、X-Yレコーダで再生する。なお、研削液の供給効果を調べるため、湿式研削における測定も行なった。

4.3 研削表面層温度

4.3.1 実験結果

Fig. 4.3 が測定結果であり、3種類の温度計の出力波形を比較している。縦軸が研削温度、横軸が時間であり、 1ms が加工物長さにして約 0.15mm に相当する。図の数字は研削表面からの深さを表わしている。

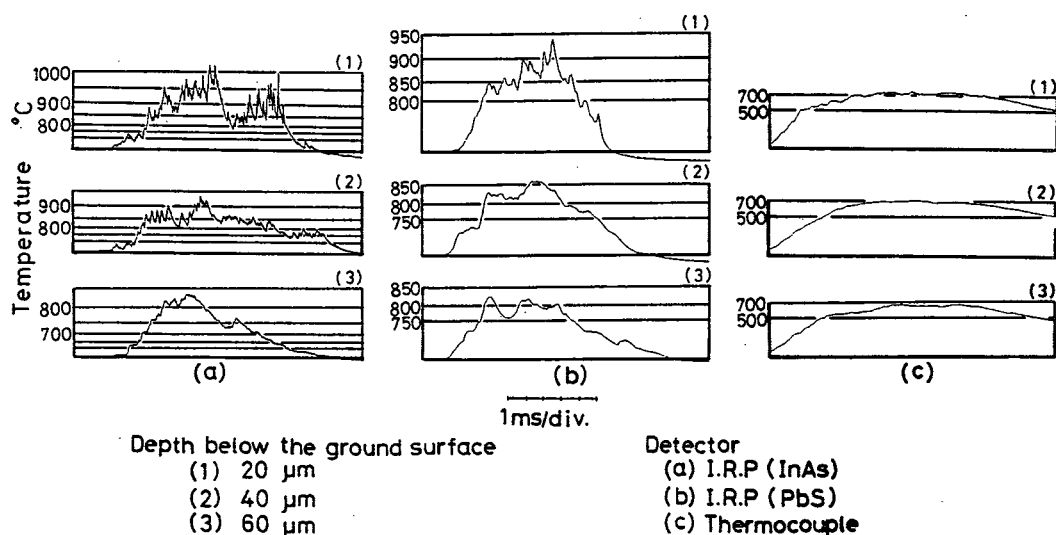


Fig.4.3 Comparison of outputs measured with three kinds of pyrometers; the signals show the grinding temperature histories for various depth below the ground surface.

熱電対では感温部が大きく、激しい温度変化に追従できないため、出力波形は滑らかになり、個々の砥粒切削刃による熱パルスは現れていない。応答速度が $200\mu\text{s}$ のPtS-温度計になると、研削表面下 $20\mu\text{m}$ で熱パルスが測定されている。しかし、その数は少なく、ピーク先端も鋭くとはならず、温度計の応答速度は十分ではない。この二つの結果の比較から、点着接した熱電対の応答速度は $200\mu\text{s}$ よりもはるかに遅く、msのオーダーであろうと推察される。これに対し、応答速度が数 μs のTAs-温度計になると、熱パルスが研削表面化 $40\mu\text{m}$ から現れ、 $20\mu\text{m}$ では先端が鋭くとはったピークが数多く測定されている。また、数百 μs の時間間隔で 100°C 程度の変動を1つしており、時には変動幅が 200°C にも達している。このような加工物研削表面層の局所的な高温、高温勾配は加工物表面下の残留応力の原因となり、加工物の破壊強度以上の残留応力が発生した場合には研削割れとなる。すなわち、研削焼けなどの加工物の化学的变化に影響する平均的な温度上昇と、研削割れなどに影響する局所的な温度変化とはその取り扱いを区別しなければならないと考えられる。

このように、研削表面層の温度測定に温度計の応答速度が及ぼす影響は極めて大きく、今後、加工物にあける小孔をより小さくし、コイル径のより小さなファイバを用いるように改良すれば、さらに精度よく測定することが可能である。また、本温度計がこのような高温における温度変化によく追従しているもう一つの理由は、赤外線輻射温度計の感度が高温になるほど向上するためである。(Fig. 2.13, Fig. 2.14 参照)

4.3.2 熱電対の応答速度の測定

熱電対は研削温度測定などに広く使用されており、かつその応答速度が測定対象によっては大きく結果に影響されるにもかかわらず、その高温接点の大きさと線径に依存するという程度にしかわかっていない。前節の実験結果から考えれ

ば、線径 $100\mu\text{m}$ の表面熱電対* ぐその応答速度が $200\mu\text{s}$ よりもかなり遅いという結果を得ている。本節では、熱電対の応答特性を一次遅れの系とみなし、与えられた入力に対する出力の解析よりその時定数 τ_s を求める。

一次遅れの系に対し、単位ステップ関数 $u(\tau)$ を入力したときの出力 $y(\tau)$ は

$$y(\tau) = K[1 - \exp(-\frac{\tau}{\tau_s})] \quad (4.1)$$

で表わされる。¹²⁾ ここに、 K はゲイン定数、 τ_s は時定数である。

実験は、一般のF-C裸熱電対およびF-C表面熱電対による2種類で行なった。

Fig. 4.4に示すように、裸熱電対の場合はその温接点を溶融した金属(スズ)に瞬時に浸し、表面熱電対の場合は鉄線を

あらかじめ溶融金属に浸しておいた状態で、コンスタンタン線を瞬間的に浸した時の熱起電力をA-D変換器を介してオシロスコープ上に映像化する。後者の場

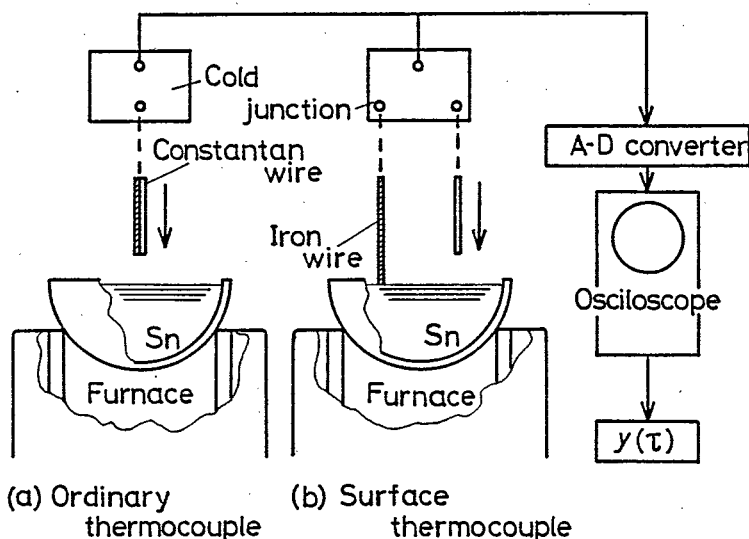


Fig.4.4 Experimental equipment for measuring time constant of thermocouples; (a)ordinally F-C thermocouple, (b)surface thermocouple.

* 種類の異なった二つの素線からなる一般的な熱電対に対し、物体の表面の温度測定などの場合、その物体を一方の熱電対素線と考え、その表面に他種の微細導線を点溶接、あるいは圧着して形成した熱電対を表面熱電対と称し、一般的な熱電対と区別している。研削温度測定の場合には多くはこのタイプの熱電対が利用されている。

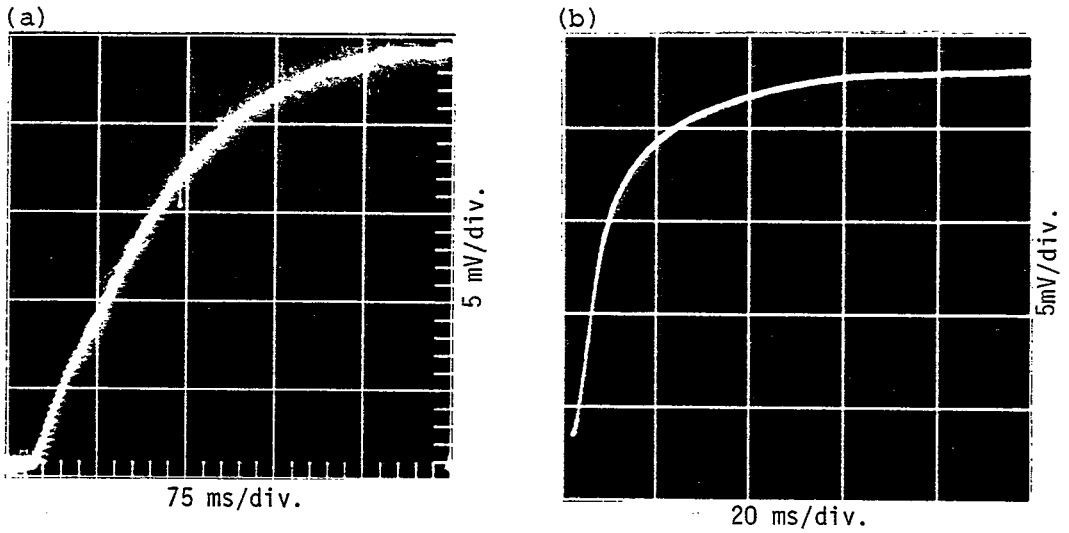


Fig.4.5 Photograph of oscilloscope screen showing the traces of emf versus time for two thermocouples; (a)ordinally F-C thermocouple, (b)surface F-C thermocouple.

Table 4.2 Experimental values of time constant of thermocouples

Diameter d_{th} , μm	- Time constant τ_s , ms -	
	Ordinantly F-C thermocouple (275 ~ 650 °C)	Surface F-C thermocouple (410 ~ 470 °C)
100	4 ~ 7	5 ~ 6
300	30 ~ 38
800	110 ~ 120	10

合、コンスタン線が溶融金属に接した瞬間に熱電対が形成され、コンスタンタン線の底部全体が一様な温度になると考える。 Fig.4.5にそれぞれ、両者の出力波形の一例を示す。 Table 4.2 は実験結果をまとめたもので、測定温度および熱電対素線の径を変化させている。 熱電対の時定数は温度にはほとんど関係ないが、線径によって大きく変化していることがわかる。 これは一般的な熱電対には特に顕著で、線径が100 μm では $\tau_s \approx 4 \sim 7$ msなのに対し、300 μm では、34 ms、800 μm では0.1 s程度にまで大きくなっている。 一方、表面熱電対の場合、線径の違いによる影響はそれほど小さく、線径800 μm で $\tau_s \approx 10$ msとなっている。 これらの結果を総合すれば、前節で行なった実験において、点

溶接した熱電対の応答速度は $\tau_s \approx 5 \text{ ms}$ と考えて妥当であろう。

4.3.3 測定法の応答速度が測定結果に及ぼす影響

ここでは測温点（加工物に穴けた小孔の底面）の温度変化を Fig. 4.6 のように三つの場合にモデル化し、輻射温度計及び熱電対の時定数が出力に及ぼす影響について調べる。ここで、 τ_0 は砥石-加工物接触領域下を測温点が通過するのに要する時間で、ゲイン定数 K を 1 とする。

モデル(1) $\tau = 0$ で温度がステップ状に上昇し、 $0 < \tau \leq \tau_0$ の間一定を保ち、 $\tau > \tau_0$ で減少していく

モデル(2) $\tau = 0$ から $\tau = \tau_0/2$ まで一定速度で上昇し、 $\tau_0/2 < \tau \leq \tau_0$ の間一定を保ち、 $\tau > \tau_0$ で減少していく。

モデル(3) $\tau = 0$ から $\tau = \tau_0$ まで一定速度で上昇し、 $\tau > \tau_0$ で減少していく。温度計が一次遅れの応答特性を持つものとするれば、上記入力モデルに対する出力 $y(\tau)$ は次のように表わされる。

$$(1) \quad y(\tau) = 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_s}\right) \quad 0 \leq \tau \leq \tau_0 \quad (4.2)$$

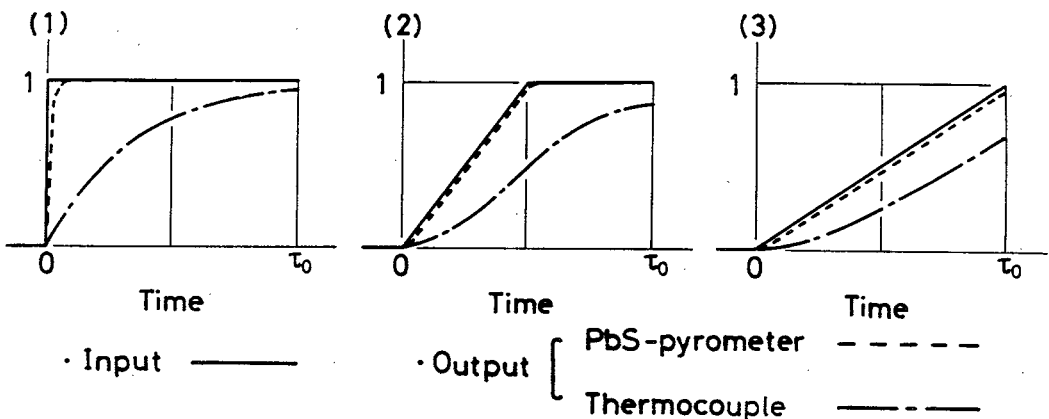


Fig.4.6 Influence of time constant on output.

$$(2) \quad y(\tau) = \frac{2}{\tau_0} \{ \tau - \tau_0 [1 - \exp(-\frac{\tau}{\tau_s})] \} \quad 0 \leq \tau \leq \frac{\tau_0}{2} \quad (4.3)$$

$$y(\tau) = 1 + 2 \frac{\tau_s}{\tau_0} [1 - \exp(-\frac{\tau_0}{2\tau_s})] \exp(-\frac{\tau}{\tau_s}) \quad \frac{\tau_0}{2} \leq \tau \leq \tau_0 \quad (4.4)$$

$$(3) \quad y(\tau) = \frac{1}{\tau_0} \{ \tau - \tau_s [1 - \exp(-\frac{\tau}{\tau_s})] \} \quad 0 \leq \tau \leq \tau_0 \quad (4.5)$$

ここで PbS - 温度計の時定数は $200 \mu s$, 熱電対の時定数は $5 ms$ であり, 砥石-加工物接触長さが本実験条件では $2.45 mm$ であることから, $\tau_0 \approx 15 ms$ となる. これらの値を用いて式(4.2) ~ 式(4.5)を計算した結果を Fig. 4.6 に示している.

$\tau = \tau_0$ において, PbS - 温度計と熱電対の間には, 熱源の後端付近で最高温度になる Jaeger⁽³⁾ の移動熱源モデルに近いモデル(3)で約 30% の差があり, 実際の研削過程に近いと考えられるモデル(2)で約 12% の差が生じている. 実験結果では, 研削表面下 $20 \mu m$ において, PbS - 温度計と熱電対による温度差は約 20% であり, この解析結果とよく合っている. このように, 測定器の時定数が出力に及ぼす影響は大きく, この差が Fig. 4.3 の測定結果の主たる原因と考えられる.

4.3.4 研削表面温度(砥石研削点温度)

Fig. 4.3 の測定結果から, 各研削表面下の最高温度を読み取り, 研削表面の温度を外挿して推定した結果が Fig. 4.7 である. 図より明らかなように, 応答速度の速い温度計ほど高い温度を示しており, 研削表面では $1100^\circ C$ を越える高温に達していると推定される.

Fig. 4.8 は Peklenik の方法によって測定した結果である. コンスタンタン線と加工物間にはさみ込んだ雲母箔によって温度場は乱されているが, 原理的には研削表面の温度が測定されていると考えられている. これは, 砥石切刃がコンスタンタン線を切削してその切屑と加工物が接触して初めて熱電対が形成され,

温度測定が可能になると考えらるからである。しかし、出力が連続で、その

上に細かいピークが乗っている波形状から判断して、加工材料またはコンスタンタン線が塑性流動して広い領域で熱電対を形成し、その領域を砥粒切刃が通過するときに生ずる熱パルス を測定していると考えることが出来る。熱電対では高温接点を形成している、より大きな領域の温度がその出力を支配することから、切刃による熱パルスの出力は低く抑えられてしまう。このため、Fig. 4.3 の InAs-温度計の出力波形と比較するとピーク温度は低く、最高でも 800℃ 程度となっている。

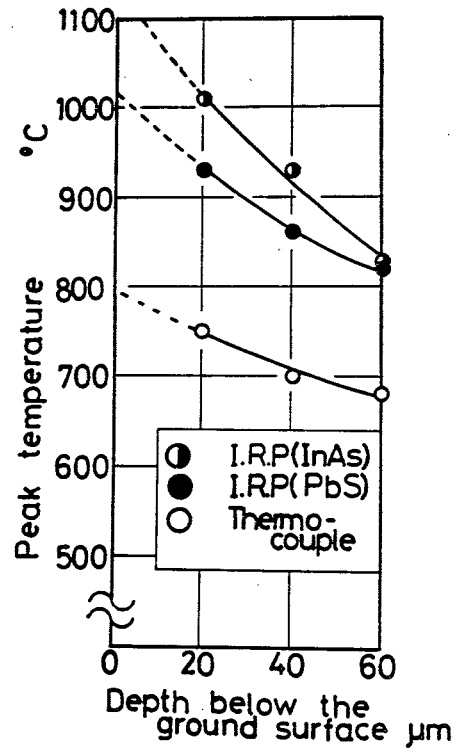


Fig.4.7 Comparison of probable values of wheel-work interference zone temperature.

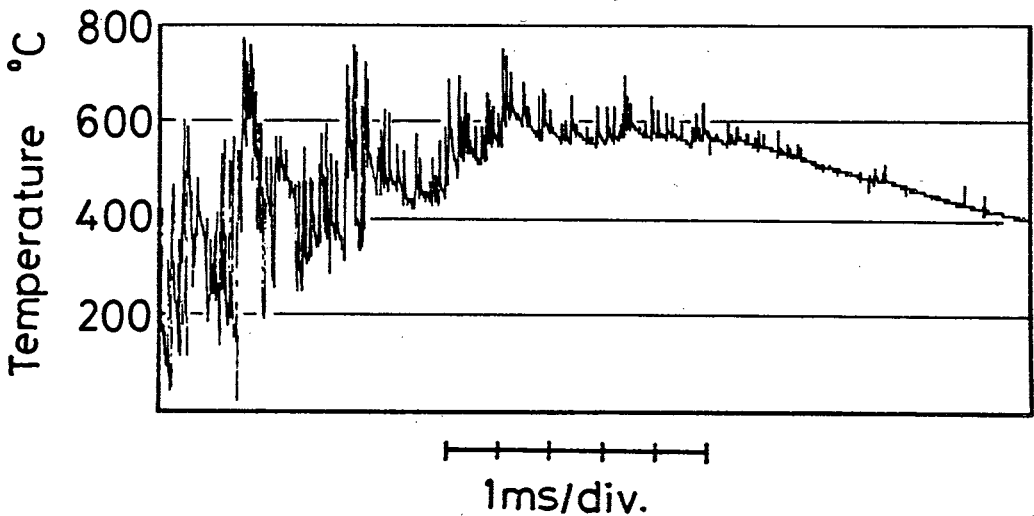


Fig.4.8 Output measured with Peklenik's thermocouple method.

4.3.5 研削液が熱源温度に及ぼす影響

研削熱も原因とする砥石寿命の減退と加工物の表面性状の劣化に対して、最も有効な改善策は潤滑性、冷却性、浸透性を持った研削液の使用があげられる。一般に、研削液は加工物表面の残留応力の除去⁽¹⁴⁾や研削焼け⁽¹⁵⁾などには効果があるが、研削割れの防止にはそれほど効果がみとめられないとされている。

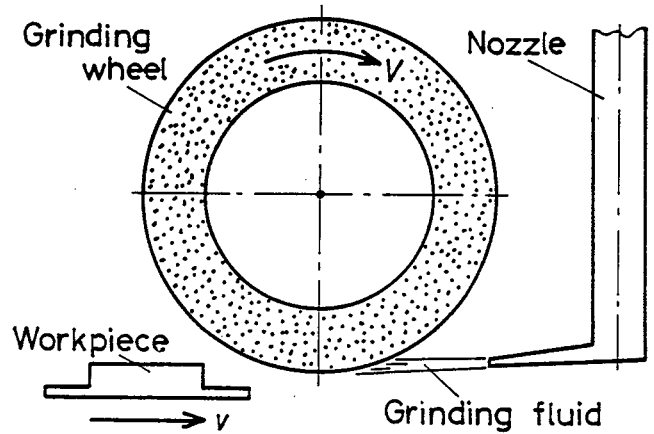


Fig.4.9 Supply of grinding fluid.

これは理論的に言って、高温、高圧の砥石接触面に研削液は侵入出来ず、その周辺を冷却するのみであるからである。

そこで本節では、湿式研削における加工物研削表面層温度をInAs-温度計で測定し、研削液の供給効果について検討する。なお、研削液はFig.4.9に示すように、ノズルによって、回転している砥石に直接その接線方向から噴出させて与えており、他の実験条件は乾式の場合と同じである。(Table 4.1 参照)

Fig.4.10は温度計の出力波形を示したもので、研削表面下 $z=20\sim80\mu\text{m}$ の変化を示している。研削液を使用しているため、加熱後の冷却速度は速く、高温部の時間は短くなっているが、研削表面下 $40\mu\text{m}$ ですでに切れ刃による熱パルスが数多く観測されており、 $z=20\mu\text{m}$ ではピーク温度が依然として 1000°C 以上の高温に達していることがわかる。このように、研削液は加工物全体の温度上昇を防ぎ、熱膨張によって生ずる寸法誤差を小さくすることはできるが、砥石と加工物の干渉領域、特に切れ刃による局所的な温度上昇に対しては、その効果

が期待できないことがわかる。

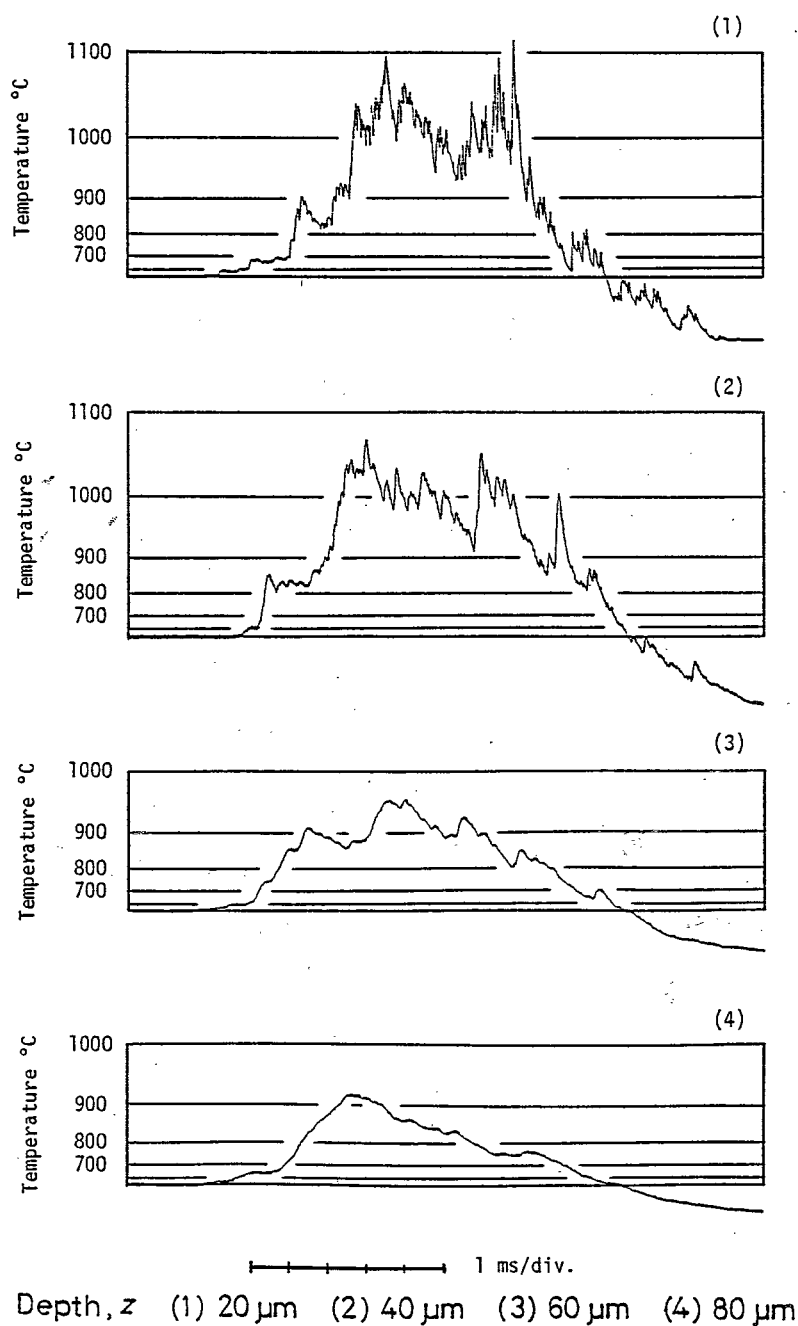


Fig.4.10 Variation of temperature in surface layer at various depths below the ground surface in wet grinding.

4.4 ファインセラミックスの研削温度

セラミックスはその絶縁性、誘電性、磁性、半導性、透光性、あるいは耐熱性、抗压性、化学的安定性、耐摩耗性などのすぐれた特性のため、エレクトロニクスや機械材料の分野で広く用いられている。特に最近では、IC基板や熱機関部材などの材料として、精選された材料からなるファインセラミックスが注目をあびている。^{16), 17)} そしてこのセラミックスにおいては従来の成形、焼結工程だけでは所定の精度が得られず、高精度かつ高能率の2次加工を必要としている。しかし、セラミックスは常温においては硬く脆いという通性を持つため、金属材料に比べてその加工は難しい。現段階ではダイヤモンド砥石を用いて研削加工するのが唯一の高能率加工手段とされているが、その研削機構には不明な点が多く、特に砥石寿命に大きく影響を及ぼすと考えられる研削温度すら測定されていない。これは、セラミックスが絶縁体であるため、これまでのような熱電対法を適用できないことによる。そこで、ここでは本放射温度計の特長を活かして、ファインセラミックの研削温度の測定を試みた。ファインセラミックスは同時に熱の不良導体であることから、当然研削温度は高温になるものと考えられる。従って、研削現象解明のためにも研削温度を知る必要性に迫られている。

4.4.1 実験方法

加工材料には常圧焼結による窒化珪素 Si_3N_4 を用いた。材料の物性値をTable 4.3に示す。実験は4.2節と同様、平面研削で

Table 4.3 Characteristics of work-piece material Si_3N_4

Density : 3.2 g/cm ³
Bending strength : 784 MPa at R.T. : 490 MPa at 1200 °C
Fracture toughness : 4.5 MN/m ^{3/2}
Hardness : Hv 1800
Elastic modulus : 32×10 ⁹ MPa
Thermal conductivity : 20.9 W/(m·K)

行なった。砥石回転数 $N = 1500 \text{ min}^{-1}$ 、加工物速度 $v = 6 \text{ m/min}$ 、砥石切込み

$a = 5\mu\text{m}$ で、ダイヤモンド砥石：KD60MB1(集中度80, レジンボンド)を使用し、乾式研削である。

セラミックスは穴あけ加工が困難なため、ダイヤモンドブレードによって幅約 $800\mu\text{m}$ のスリットを加工物底面から研削表面近傍まで入れ、その中にコア径 $50\mu\text{m}$ のC-ファイバを挿入して測定を行なった。

4.4.2 実験結果

炭素鋼に比較して、セラミックスの研削表面層では温度勾配が極めて急激なため、研削表面下 $5\mu\text{m}$ で初めて出力が得られた。Fig. 4.11の測定結果は高々 550°C に達しているが、研削表面ではかなり高い温度に達しているものと考えられる。また、

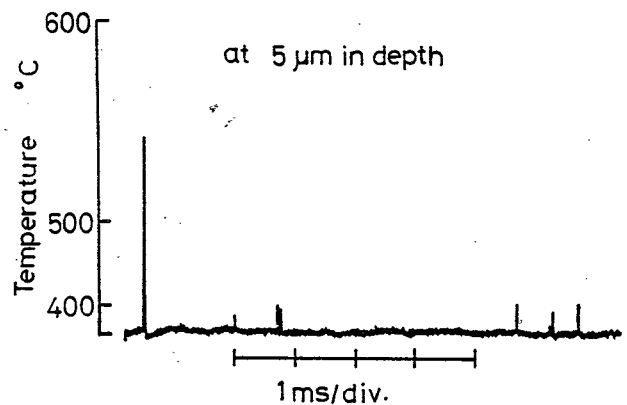


Fig.4.11 Output from InAs-pyrometer in surface grinding of Si_3N_4 .

切込み深さを増して $a = 10\mu\text{m}$ としたときも同様であった。これは硬脆性材料のセラミックスの研削機構が鋼材研削の場合と異なること、 Si_3N_4 の熱伝導率が鋼の1/4程度であること、ダイヤモンド砥粒の熱伝導率がアルミナの数十倍であることなどが影響していると考えられる。このような環境条件下では、加えられた力学的エネルギーの一部が固体内部に取り入れられて、メカノケミカルな形で接触点局部の活性化をもたらし、この研削界面における化学現象は砥粒切れ刃の摩耗にも影響し、延いては加工機構にも密接に関係すると考えられ、今後、さらに詳細に検討する必要がある。

4.5 まとめ

光ファイバと光電変換素子 InAs や PbS セルを組み合わせた、応答速度が速い赤外線輻射温度計や熱電対を用いて、砥粒切込みによって研削表面層に生ずる熱パルスも測定し、温度測定器の応答速度が出力波形や測定精度に及ぼす影響について検討し、次のような結果を得た。

1. 研削表面層の温度測定に温度計の応答速度が及ぼす影響は大きく、応答速度が約5msの熱電対では滑らかな出力波形が得られ、ピーク温度は研削表面下20 μm で750 $^{\circ}\text{C}$ 程度であったのに対し、応答速度が数 μs のInAs-温度計では温度変化によく追従し、研削表面下40 μm から先端が鋭く上がったピークを数多く持った出力波形が測定され、その温度も1000 $^{\circ}\text{C}$ も越えるものがあった。また、内部温度を外挿して得られた研削表面温度もはるかに高温となった。
2. Peklenikの熱電対法では温度変化によく反応しており、切込み間隔を測定するには適しているが、微細な切込みでの切削による温度変化に追従することは難しい。
3. 湿式研削においても、研削表面下60 μm 以内で900~1100 $^{\circ}\text{C}$ の温度分布をもっており、砥石-加工物接触領域下の局所的な温度上昇に対して研削液の供給効果はほとんど認められなかった。
4. ダイヤモンド砥石を用いたファインセミックス研削では、加工物研削表面下5 μm で550 $^{\circ}\text{C}$ に達しているが、温度勾配が極めて急激なため、表面温度を外挿して求めることはできなかった。

参 考 文 献

1. 小野浩二, "研削仕上面の品質," 研削仕上, 模書店, (1972), 121-147.
2. 松月正己, 本多良振, 瀬戸口良三, "研削焼けに関する研究," 精密機械, 31, 12(1965), 996.
3. Littmann, W.E., Wulff, J., "Influence of the Grinding Process on the Structure of Hardened Steel," Trans. ASM, 47, (1955), 692-714.
4. 前掲文献 3.
5. 高沢孝哉, "研削面表層温度分布の理論とその測定法 - 研削温度に関する理論解析 (第1報) -, " 精密機械, 30, 11(1964), 851-857.
6. Peckenik, J., "Der Mechanismus des Schleifens und die Überschliffzahl," Ind.-Anz., 80, 1(1958), 10-17.
7. 野田健一 (編, 著), "光ファイバケーブル," 光ファイバ伝送, 第3版, 電子通信学会, (1980), 130.
8. 理科年表, 東京天文台編集, 丸善, (1982), 487.
9. 前掲文献 3.
10. 前掲文献 5.
11. 前掲文献 6.

12. 松村文夫, "時間応答," 自動制御, 朝倉書店, (1979), 38-47.
13. Jaeger, J.C., "Moving Sources of Heat and the Temperature at Sliding Contacts," Proc. Roy. Soc. New South Wales, 76, (1942), 203-224.
14. 佐田登志夫, 他, "研削盤作業の基礎," 高能率研削(I) 基礎編, 大河出版, (1974), 193.
15. 前掲文献 1., 146.
16. セラミックス材料技術集成編集委員会編, セラミックス材料技術集成, 初版, 産業技術センター, (1979).
17. 今中治, 鳴瀧則彦, 編, ファインセラミックス利用技術集成, サイエンスフォーラム, (1982).

第5章 研削時における砥粒切れ刃温度と切れ刃分布

5.1 はしがき

研削加工における加工物の除去機構は微視的には砥粒切れ刃の切削作用と考えることができる。切削にあずかる砥粒切れ刃は砥石作業面上に不規則に散在し、突出量(砥粒切込み深さ)や形状、大きさも一つ一つ異なっているため、切れ刃による切削現象を解析することは難しく、その幾何学的形状を適当なモデルで仮定するか、^{1), 2)} 確率的手法を用いて解析³⁾しているのが現状である。そこで、砥石作業面上の切れ刃を詳細に観測することによって、研削中の砥粒切れ刃の挙動を把握しようとする試みが行なわれている。^{4), 5)} これは、砥粒切れ刃と加工物の干渉(摩耗、塑性変形、切削など)の結果が切れ刃の逃げ面摩耗の増大などに反映していると考えられるからである。⁶⁾ しかし、高速度で加工物と干渉する結果として発生する熱、すなわち砥粒切れ刃の温度による熱ハルスの状態を測定することができれば、インプロセスで切れ刃の作動状態を知ることができる。

砥粒切れ刃の温度は、最終的には主として、砥粒切込み深さや砥粒切削長さなどの砥粒-加工物間の干渉パラメータによって与えられる。従って、切れ刃温度は第1章で述べたように、研削熱の発生源であり砥粒の熱的損傷や砥石寿命と密接な関係があるのみならず、砥粒切れ刃による切削機構解明に対しても価値ある情報を提供していくものである。しかし、その微小かつ高速現象のため、適当な測定方法がないことから、実際に報告は非常に少ないことは先に述べた通りである。また、解析的に砥粒研削点温度を求める試みも、その解析の前提となる熱分配率によって結果が大きく変動している。^{7), 8)}

光ファイバを用いた赤外線輻射温度計は微小領域で高速で変化する温度測定に対して非常に有効であることは第3章で述べた通りであるが、砥粒切れ刃のように極めて高温に達する測定対象に対しては、測定精度上からも特にその効力を発

揮する。本章では、光ファイバを用いた赤外線輻射温度計によって、研削直後における砥石作業面上の切れ刃温度の測定を行なう。この方法によれば、砥石作業進行にともなう砥石作業面上の切れ刃の履歴や形状、そして切れ刃分布の観察が可能になる。また、切れ刃の温度測定は研削点を外して測定しているため、研削点の温度を推定する必要がある。そこで、研削直後の砥石空転時における砥粒切れ刃の冷却特性を測定するとともに、切れ刃の加熱と冷却過程に対して適当な伝熱理論を適用して解析を行ない、研削点における温度推定を試みる。さらに、研削条件を変化させた実験を行なうことによって、研削変数が切れ刃温度や切れ刃分布に及ぼす影響、延いては研削機構についての考察を行なう。

5.2 砥粒切れ刃温度の測定 —連続した1パス研削による測定—

5.2.1 実験装置および実験方法

実験は第4章の加工物内温度測定の場合と同様、日立精密研削盤 (GHL-300S) を用いて、乾式一定切込み平面研削を行なった。Fig. 5.1、実験装置および測定系の概略図、Fig. 5.2にその外観を示す。Fig. 5.1に示すように、砥石作業面に向かい合うように取り付けたファイバホルダ (ファイバホルダは砥石周上の任意点の温度が測定できるようにになっている。) にコア径 $50\mu\text{m}$ のC-ファイバ (長さ約2m) を一本挿入し、砥石周表面との距離 t をファイバホルダに装着したマイクロメータによって $100\mu\text{m}$ に設定する。測定点は図に示すように、研削点 (鉛直下方) より研削方向に $\theta=45^\circ$ 進んだ位置に選んでいる。本来は、加工物に穴をあけるなどして、研削点 ($\theta=0^\circ$) で測定すべきであるが、加工物の振動などで測定条件が不安定になる上、得られるデータの数が限られる。さらに、測定値に切屑のデータが混り、両者を区別することが困難であることから、上記位置で測定した。加工物に一定切込みを与え1回研削する。この時、砥石表面の砥粒切れ刃から輻射される赤外線をファイバで受光する。従って、測

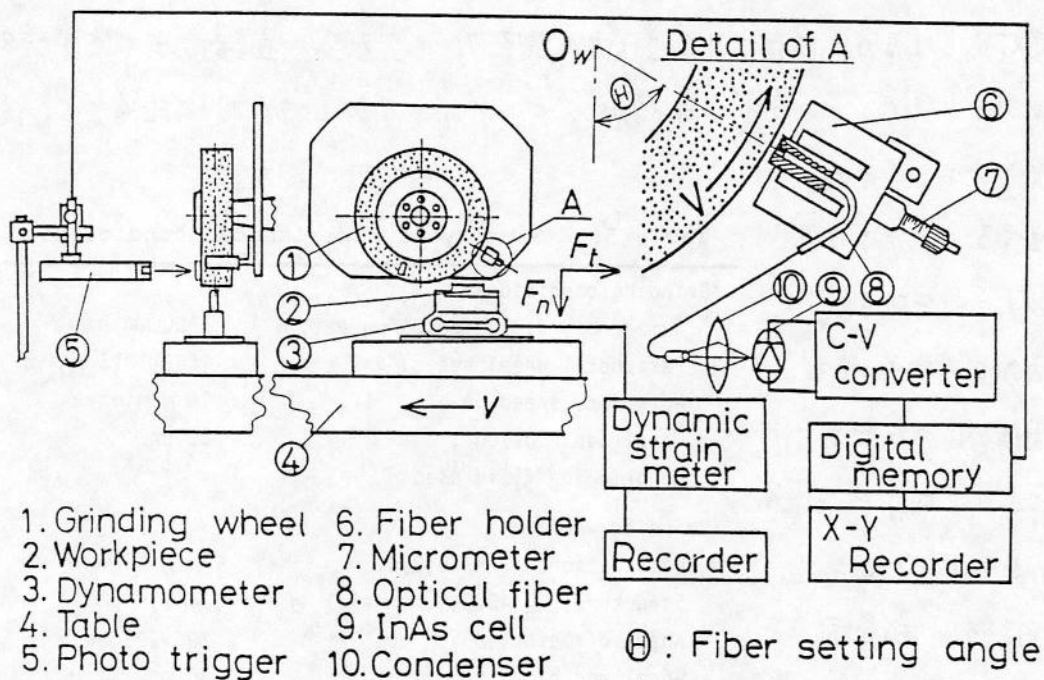


Fig.5.1 Schematic illustration of experimental arrangement.

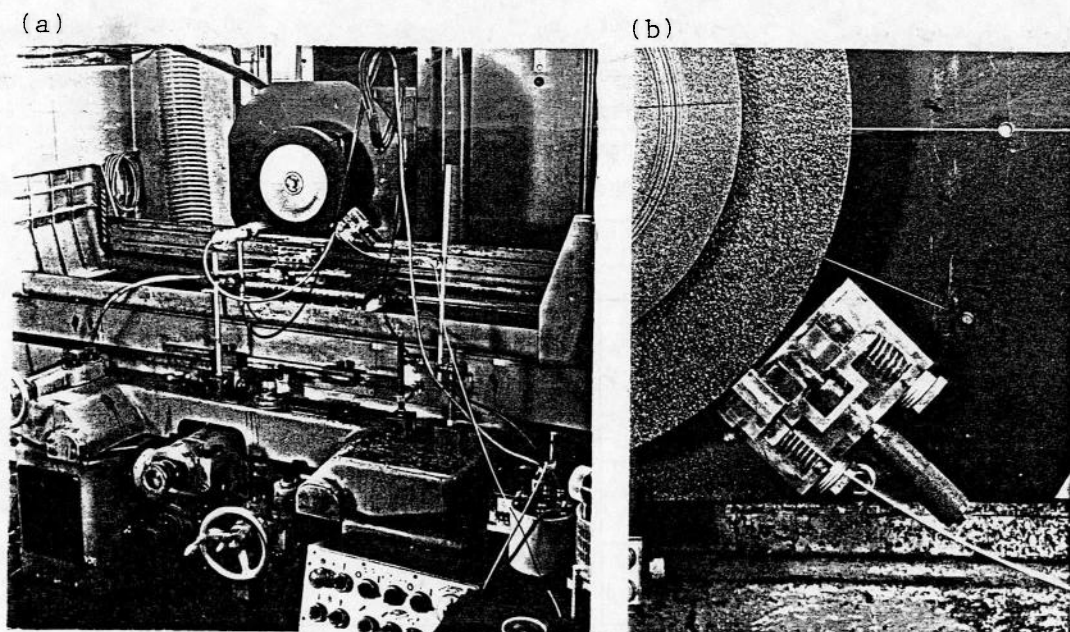


Fig.5.2 Photographs of experimental apparatus; (a) surface grinding machine, (b) fiber holder with micrometer.

定対象となるのは砥粒切れ刃逃げ面の温度 T_g である。温度計の出力はデジタルメモリ（サンプリング間隔 $1\mu\text{s}$ 、サンプリング数 4096 個）に記憶させた後 X-Yレコーダで再生する。デジタルメモリは砥石側面のある決まった箇所からの反射光により反応するフォトトリガによって作動し、砥石周上の同一部分を測定できるようにしている。従って、1パス研削ごとに測定を繰り返せば、砥粒切れ刃の時間

Table 5.1 Summary of experimental conditions

•Grinding conditions

Number of revolutions of wheel, N	1800 min^{-1}
Peripheral wheel speed, V	1668~1713 m/min
Workpiece speed, v	10 m/min
Wheel depth of cut, a	20 μm
No grinding fluid used	

•Grinding wheel

Designation, A36K7VC(3)B	
Structure, $V_P=40.0\%$, $V_G=49.1\%$, $V_B=10.1\%$	
Wheel diameter, D	295~303 mm
Wheel width, B	30 mm

•Workpiece

0.55 % carbon steel	
Vickers hardness	Hv 200
Work length, l_w	52 mm
Work width, b_w	6 mm

•Dressing conditions

Conical diamond dresser with grinding fluid	
Dressing depth of cut, a_d	20 μm
Dressing feed, f_d	0.05 mm/rev

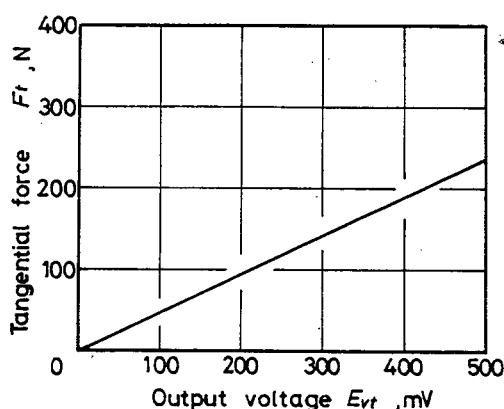
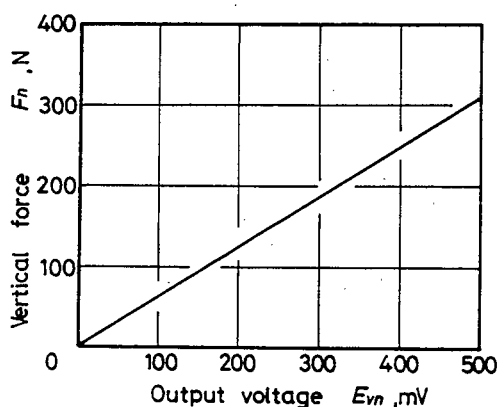


Fig.5.3 Calibration curves of grinding force components.

的变化を観察することが出来る。なお、測定のために円錐ダイヤモンドドリッサーに切り込み $a_d = 20 \mu\text{m}$ とし、湿式で数回ドレスした後、スパークアウトを1回施した。温度測定は加工物を総切込み $100 \mu\text{m}$ (研削量約 31.2 mm^2) 研削し、定常研削状態になった後に行なった。また、研削状態をチェックするため、加工物取り付け具下の弾性八角リングに貼り付けた歪ゲージにより、研削抵抗(水平分力 F_t , 垂直分力 F_n) を測定し、記録した。Fig. 5.3 に研削抵抗校正曲線、Table 5.1 に実験条件を示す。

5.2.2 実験結果

5.2.2.1 研削後 4.2 ms の切れ刃温度

Fig. 5.4 に得られた実験結果の一例を示す。図は定常研削状態における、ファイバの設定角 $\Theta = 45^\circ$ の位置のもので、図の数字(1)~(6)は全て同一場所における連続した1パス研削ごとの測定結果である。横軸は時間でフルスケールが約 4 ms、砥石周上の距離にして約 116 mm である。出力パルスの高さが温度、幅が砥粒切れ刃の大きさ、パルス間隔が切れ刃間隔をあらわしている。なお、図では時間軸を圧縮しているため、パルス幅はわからなくなっている。第3章の解析結果より、パルス幅が 7 μs 以上のものを測定対象とし、この出力はファイバの感温面の中心を通過した砥粒のものとみなして、ここではパルス幅による校正は行っていない。

図より明らかなように、砥粒切れ刃の温度は個々の砥粒によって大きな差があり、 1400°C 近くの高温まで広く分布している。また、砥粒による切削状態は砥石周上の同一場所においても異なり、たとえば Fig. 5.4 において、砥粒 a に注目すれば、(1), (2), (3) と温度が上昇し、(4) では下降し、(5), (6) と再び上昇している。砥粒 b は(4) では出力がみられず、(5) から再び現われている。このように、砥粒個々の切削状態は砥石の振動、あるいは隣接する砥粒切れ刃との相互

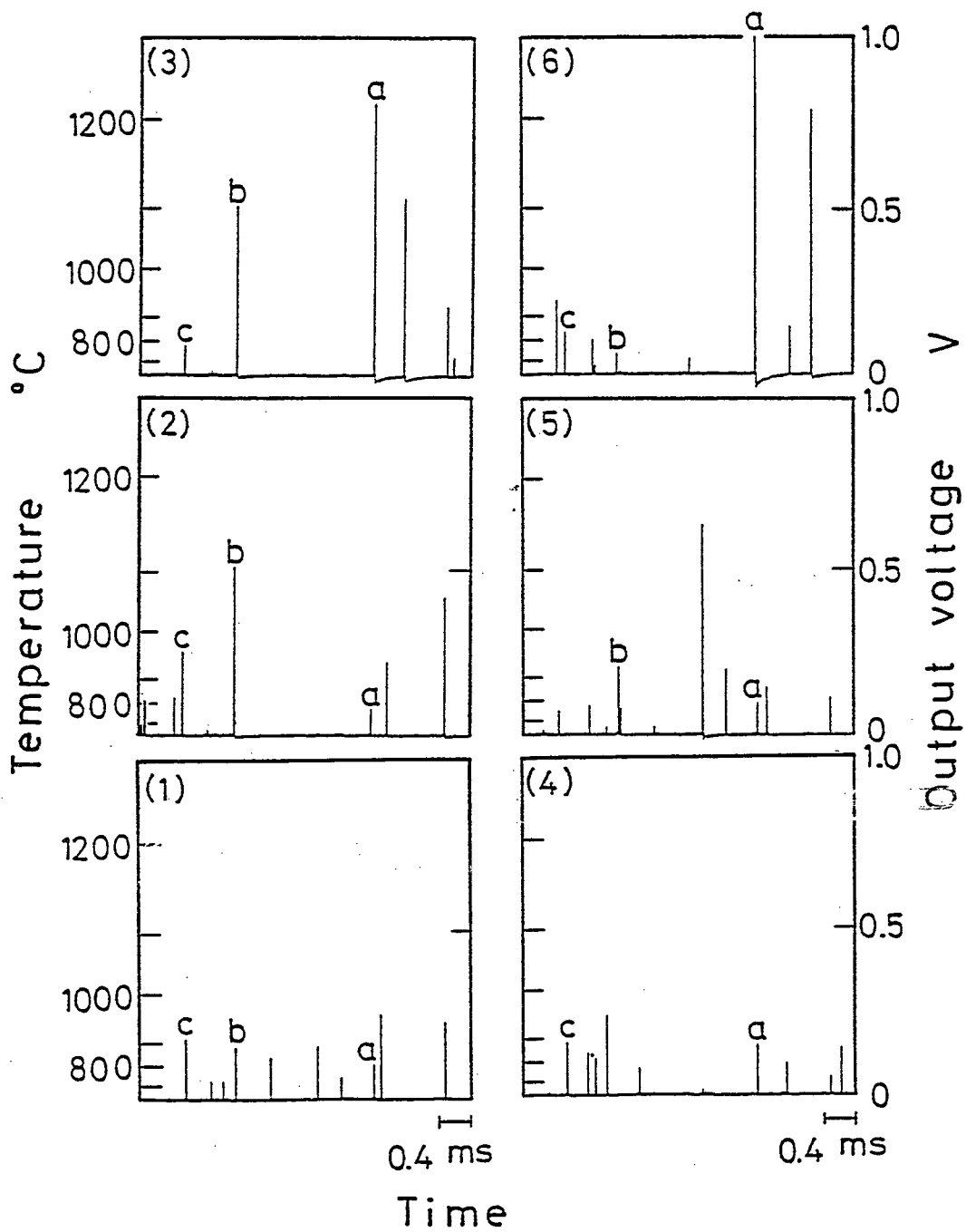


Fig.5.4 Output signals of typical experimental results for a series of one-pass grinding.

作用等によって同一条件の下でも研削の度に変化している。すなわち、これらによる砥粒切込み深さの変化に応じて、上滑り（弾性接触）や切屑を生じない掘り起し作用、および切屑生成と三つの状態が生じる。また、隣接切れ刃による掘り起しによって盛り上げられた部分を通れば、砥粒切込み深さは実質的に大きくなる。同じ切れ刃であるにもかかわらず温度が変化するのはこのような原因によるのである。砥石作業面上の切れ刃の分布状態を知るために、従来、朱肉、カーボン紙等を介して砥石表面を転写する方法⁹⁾や切れ刃摩耗面からの正反射光を測定する方法¹⁰⁾などが行なわれて来たが、このような静定条件下の測定は不十分であり、本方法のようにインプロセスで測定する動的測定を行なう必要があることがわかる。

Fig. 5.5は研削方法の違いが、砥粒切れ刃温度におよぼす影響を調べた結果で、(a)は上向き研削、(b)は下向き研削のものである。図より、最高温度はともに1300℃程度なのに対し、上向き研削では500℃程度の低温の切れ刃数が増加していることがわかる。これは、下向き研削では切れ刃の食い付き初期に砥粒

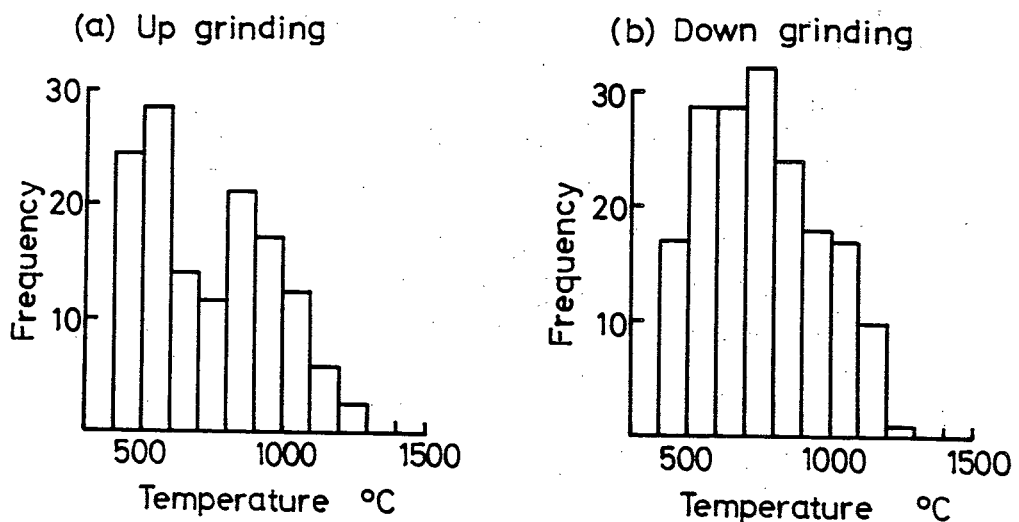


Fig.5.5 Temperature distributions of cutting grains at 4.2 ms after cutting; (a)up grinding, (b)down grinding.

切込み深さが最大になるのに対し，上向き研削では砥粒切込み深さが徐々に増加する幾何学的形状のため，切屑発生に到らず，上すべりや押しのけに留まる切れ刃が多く存在するためと考えられる。しかし，研削では上向き，下向き研削における切削面積の差はフリス削りほど著しくないので，全体的に面研削方法でよいほど大きな差は認められなかった。

5.2.2.2 切屑の影響

発生した切屑の大部分は Fig. 5.6 のように遠心力によって接線方向に飛散する。炭素鋼研削ではこの切屑は研削火花として観察される。砥粒切れ刃温度測定に際し，ファイバで観測される温度パルスが切れ刃のものか，切屑のものかが当然問題となるが，図にみるように，ごく一部の切屑のみが測定点 $\theta = 45^\circ$ に到達しているにすぎない。さらに，砥石表面とファイバの受光面との距離がわずかに $100\ \mu\text{m}$ であることから，切屑がファイバの感温面上をファイバ端面に接触せずに通過する可能性は極めて低くなる。また，切屑が砥石表面の砥粒間の気

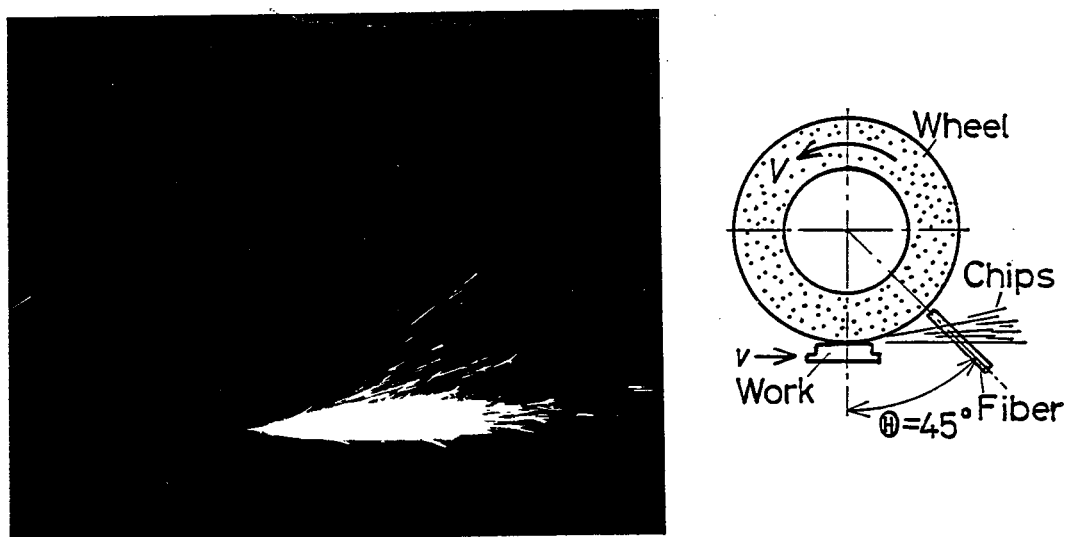


Fig.5.6 Infrared photograph of surface grinding of 0.55% carbon steel; exposure time: $1/125\ \text{s}$ (approximate $1/4$ revolution of the wheel).

私上に推察され、溶着する目づまりは、アルミニウム合金や銅などの軟質非鉄金属研削によく見られるが、鋼材を研削する場合にはほとんど見られないので、無視できよう。¹¹⁾ 仮に起ったとしても、アルミナと炭素鋼の輻射率に大きな差がないこと (Fig. 2.14 参照) などから、これらの現象が測定精度に及ぼす影響は小さいと考える方が妥当であろう。実際、切屑によつてファイバ端面の性状が劣化し、測定続行が不可能になった例はほとんどみられなかった。

5.3 平面研削における砥粒切れ刃の熱挙動

前節で述べたように、測定される切れ刃温度は研削点における切削中のものではなく、加工物接触面を離れてからのものであった。そこで、切削中の温度 (砥粒研削点温度) を知る必要が生じる。このため、簡単な伝熱理論によつて研削面温度を求め、その温度変化を適用して研削点における切れ刃温度を求めることにする。また、ここで求めた理論式によつて、加熱、冷却のヒートサイクルにおける砥粒切れ刃の熱挙動を考察する。

5.3.1 切れ刃温度の解析

5.3.1.1 砥粒切れ刃のモデル化

砥粒切れ刃は加工物を切削するときに発生する熱で加熱され、空転時に冷却され、再び切削して加熱されるという過程を繰り返している。この繰り返し加熱によつて、砥粒内部の温度分布は複雑になるが、ここでは取り扱いを簡単にするため、加熱された切れ刃は空転時に冷却され、再び研削領域に戻ってきたときは常温になっているものとする。実際には、このときも依然として高温状態にある切れ刃が存在し、この温度から再び加熱されるわけであるが、加熱、冷却の定性的な傾向を調べるにはこの取り扱いで十分であろう。

砥粒切れ刃による加工物除去モデルを Fig. 5.7 のように考える。研削熱は切れ刃すくい面および逃げ面から砥粒に流入する。流入した熱は砥粒を通過して結

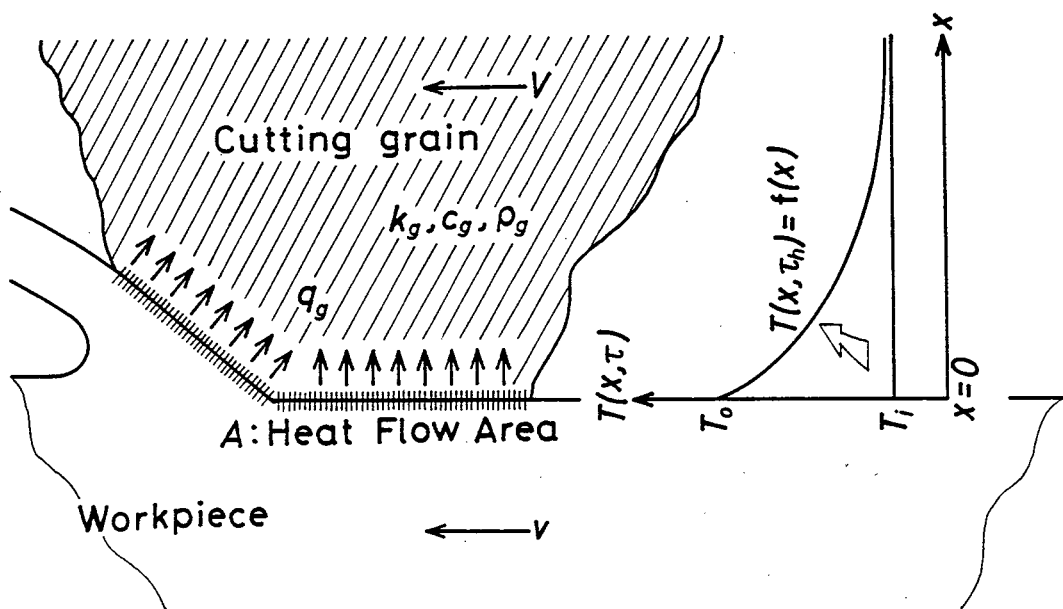


Fig.5.7 Thermal model for abrasive grain in cutting.

合刃入、また、砥粒表面から外見へと流れ、これらの熱の流れによって砥粒内部の温度分布が決まる。ところが、この砥粒の熱伝導率は鋼に比べて小さく、⁸⁾ しかも加熱時間が非常に短いことから、多くの切れ刃は加工物との接触部とその近傍の薄い層のみが高温になる。そこで、Fig.5.7に示す切削砥粒を一次元半無限体として扱うことにする。すなわち、熱は切削時に切れ刃すくい面と逃げ面を合わせた切れ刃面Aを通して砥粒内部に流入し、法線方向（ x 軸方向）にのみ伝導されるものとする。この他、以下の仮定の下に解析を進めていく。

- (1) 切れ刃が加工物を切削している間、単位時間、単位面積当り一定の熱量が切れ刃面Aから砥粒内部に流入する。
- (2) 材料の熱定数は位置および温度によらず一定である。

5.3.1.2 切削時における切れ刃の加熱

前節の仮定より、切削時における切れ刃には常に一定量の熱が供給される。や

ここで、切れ刃が加工物を切削し始める時点も $\tau = 0$ とし、 $\tau = \tau_h$ 後の砥粒切れ刃内の温度分布を求めてみる。前節の熱伝導に関する仮定から、Fig. 5.7 に示すモデル化した砥粒内の温度分布 $T(x, \tau)$ に対して、次の基礎式が成り立つ。¹²⁾

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (5.1)$$

切削前の切れ刃砥粒の温度は常温 T_i に等しいという仮定から、初期条件は

$$T(x, 0) = T_i, \quad x \geq 0 \quad (5.2)$$

切れ刃面 A が単位時間当たり q_g の切削熱を受け取るものとすれば、境界条件は

$$\frac{q_g}{A} = -k_g \frac{\partial T}{\partial x}, \quad x=0, \tau > 0 \quad (5.3)$$

ここで、 ρ_g = 密度: kg/m^3 , C_g = 比熱: $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, k_g = 熱伝導率: $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$,

α_g = 温度伝導率 = $\alpha_g / (\rho_g C_g)$: m^2/s で、添字 g は砥粒材料を表わしている。

式(5.2), 式(5.3)を満足する式(5.1)の解, すなわち, 加熱時間 τ_h 後の砥粒内部の温度分布は次式で与えられる (付録D参照)

$$T(x, \tau_h) - T_i = \frac{q_g}{k_g A} \left\{ \frac{\nu}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{x}{\nu}\right)^2\right] - x \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\nu}\right) \right\} \quad (5.4)$$

ここに、 $\nu = 2\sqrt{\alpha_g \tau_h}$ である。種々の加熱時間 τ_h に対して式(5.4)を計算した結果も Fig. 5.8 に示す。^{*} τ_h が大きいほど切れ刃の切削時間が長く、流入熱量が多くなり、切れ刃温度が高くなる。実際の研削の場合、熱流入面は平面で

* 計算に際し、熱伝導率はそれぞれ、 $k_g = 3.0 \times 10^{-2} \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, $C_g = 7.5 \times 10^2 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $\rho_g = 3.9 \times 10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$ とした。これは、(i) 化学便覧・基礎編Ⅱ, p. 985, 表 8-164.

(ii) ファインセラミックス利用技術集成, サイエンスフォーラム, p. 40, 表-1.,

(iii) INTRODUCTION TO CERAMICS, W. D. Kingery, John Wiley & Sons, Inc. p. 487, Fig. 14.21.

から引用、あるいは推定したものである。

はなく、また流入熱量も一定ではなくて
砥粒切込み深さの増大とともに増加する
が、加熱時間 τ_h を砥粒に流入する熱の
量を表す指数と考えれば、式(5.4)に
よって切削時の砥粒切込み刃の温度分布が
与えられよう。このような温度分布を
持った切込み刃が空転時に冷却される様子
を次節で解析する。

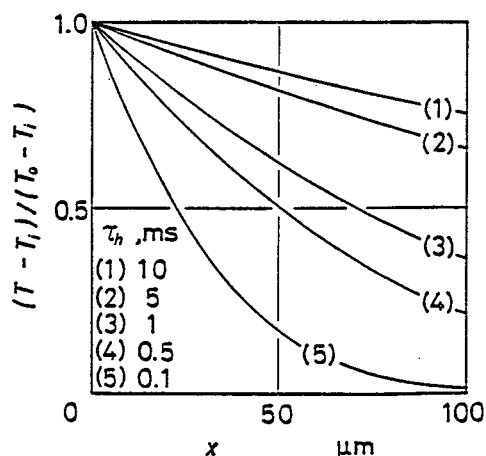


Fig.5.8 Temperature distribution below the cutting grain surface when a constant heat flux runs into during time of τ_h .

5.3.1.3 空転時における 砥粒切込み刃の冷却

切削後、切込み刃面は速度 V 、温度 T_i の外気にさらされるため、砥粒内の熱は
切込み刃面より外気へ熱伝達、熱輻射、内部へは熱伝導によって拡散し、冷却される。
(Fig. 5.9 参照) このうち、熱輻射による冷却は温度が非常に高い場合にのみ問題となり、
一般に小さいと考えられることから、ここでは熱伝導と熱伝導の二つを考える。^{*} すなわち、

基礎式、式(5.1)

に対して、境界
条件は次のように
なる。

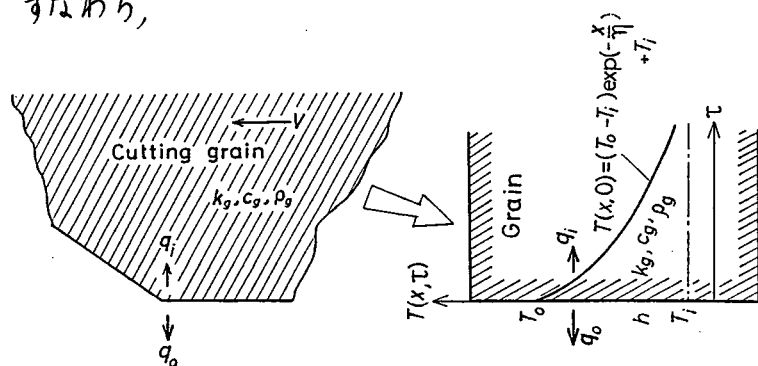


Fig.5.9 Cooling model for abrasive grain during the non-cutting portion of a revolution.

* 切込み刃面を黒体と考えた場合、熱輻射によって外気へ逃げる熱量は式(2.2)より温度 1000°C で約 $1.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ となり、熱伝達による放熱量 $q_o \approx 0.5 \times 10^5 \sim 2.0 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ と同じオーダーで、高温の場合無視できない量になる。しかし結果的に、この程度の放熱量では後述(p.84~86)の解析結果、"乾式研削の場合、砥粒切込み刃は主として内部の伝導拡散によって冷却され、外気への放熱量は無視できる。"に影響を与えない。なお、湿式研削の場合、熱伝達率は大きくなって熱輻射のみ無視でき、本節の解析がそのまま使用できよう。

$$hA(T_i - T) = -k_g A \frac{\partial T}{\partial x}, \quad x=0, \tau \geq 0 \quad (5.5)$$

ここに、 h は切刃面の熱伝達率である。初期条件は式(5.4)で与えられるが、形が複雑なため、このままでは適用できない。そこで Fig. 5.8 の曲線の形状から式(5.4)を次式のように近似する。

$$T(x, 0) = (T_0 - T_i) \exp\left(-\frac{x}{\eta}\right) + T_i, \quad x \geq 0 \quad (5.6)$$

ここに、 T_0 と T_i はそれぞれ $x=0$ および $x=\infty$ における初期温度である。また、 η は初期温度勾配を決定する定数である。種々の η の値に対して式(5.6)を計算した結果が Fig. 5.10 であり、Fig. 5.8 の曲線形状をよく表わしている。 η は長さの単位をもつ係数であるが、Fig. 5.8, Fig. 5.10 より明らかなように、式(5.4)における τ_h に相当する係数で、 η の増加は τ_h の増加、すなわち、砥粒に流入した熱の増加を表わしている。従って、 η の値が大きいほど切刃の温度が高いことを意味している。

初期条件式(5.6)の下で基礎式(5.1)をラプラス変換すれば

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} - \frac{s}{\alpha_g} \bar{T} = -\frac{1}{\alpha_g} [(T_0 - T_i) \exp\left(-\frac{x}{\eta}\right) + T_i] \quad (5.7)$$

また、境界条件、式(5.5)をラプラス変換すると

$$hA\left(\frac{\bar{T}_i}{s} - \bar{T}\right) = -k_g A \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}, \quad x=0 \quad (5.8)$$

式(5.8)を満たす式(5.7)の解を求めると

$$\begin{aligned} \bar{T}(x, s) = & \left(\zeta + \frac{1}{\eta}\right) \frac{T_0 - T_i}{(\alpha_g / \eta^2 - s)(\zeta + \sqrt{s / \alpha_g})} \exp(-\sqrt{s / \alpha_g} x) \\ & - \frac{T_0 - T_i}{(\alpha_g / \eta^2 - s)} \exp\left(-\frac{x}{\eta}\right) + \frac{T_i}{s} \end{aligned} \quad (5.9)$$

式(5.12)を逆変換すると求める解が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{T(x, \tau) - T_i}{T_o - T_i} &= \exp\left(-\frac{x}{\eta} + \frac{\gamma}{\eta^2}\right) \\ &\quad - \left(\zeta + \frac{1}{\eta}\right) \left\{ \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\gamma}{\eta^2}\right) \left[\frac{1}{\zeta + \frac{1}{\eta}} \exp\left(-\frac{x}{\eta}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\gamma}} - \frac{\sqrt{\gamma}}{\eta}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{\zeta - \frac{1}{\eta}} \exp\left(\frac{x}{\eta}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\gamma}} + \frac{\sqrt{\gamma}}{\eta}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\zeta}{\zeta^2 - \frac{1}{\eta^2}} \exp(\zeta x + \zeta^2 \gamma) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\gamma}} + \zeta \sqrt{\gamma}\right) \right\} \end{aligned} \quad (5.10)$$

従って、空転時間 τ_c における砥粒切れ刃表面の温度は $x=0$ とすれば得られる。

$$\begin{aligned} \frac{T(0, \tau_c) - T_i}{T_o - T_i} &= \exp\left(\frac{\gamma}{\eta^2}\right) \\ &\quad - \left(\zeta + \frac{1}{\eta}\right) \left\{ \exp\left(\frac{\gamma}{\eta^2}\right) \left[-\frac{\zeta}{\zeta^2 - \frac{1}{\eta^2}} - \frac{\frac{1}{\eta}}{\zeta^2 - \frac{1}{\eta^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{\eta}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\zeta}{\zeta^2 - \frac{1}{\eta^2}} \exp(\zeta^2 \gamma) \operatorname{erfc}(\zeta \sqrt{\gamma}) \right\} \end{aligned} \quad (5.11)$$

ここに、 $\zeta = h/k_g$ 、 $\gamma = \alpha_g \tau_c$ であり、 $\tau_c = 0$ は切れ刃が切削を終了した時点にとる。式(5.11)は研削後の砥粒切れ刃表面の温度変化を表わしており、その数値計算した結果を Fig. 5.11 に示す。ここで、 $h = 100 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$ とした。 h は砥粒表面の熱伝達率であるが、その正確な値を求めることは困難である。そこで、鍵船田ら^[3]と同様に、砥石外周の長さに等しい平板上に研削速度にほぼ等しい空気流を想定した場合の乱流熱伝達率を求め、この値を用いた。なお、式(5.11)において、 $h = 50 \sim 200 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$ の範囲で変化させて計算してみたが、Fig. 5.11 の結果とはほとんど差は生じなかった。従って、熱伝達による

熱の拡散は小さく, Fig. 5.9 において砥粒側面からの熱伝達もないものとした仮定が無理のないものであったことがわかる.

Fig. 5.11 は Fig. 5.10 と同様に砥粒内部の初期温度分布を決める係数 η をパラメータとして用いているが, 図にみるように, η が大きく (τ_c が大きい), 高温状態にある切れ刃ほど冷却

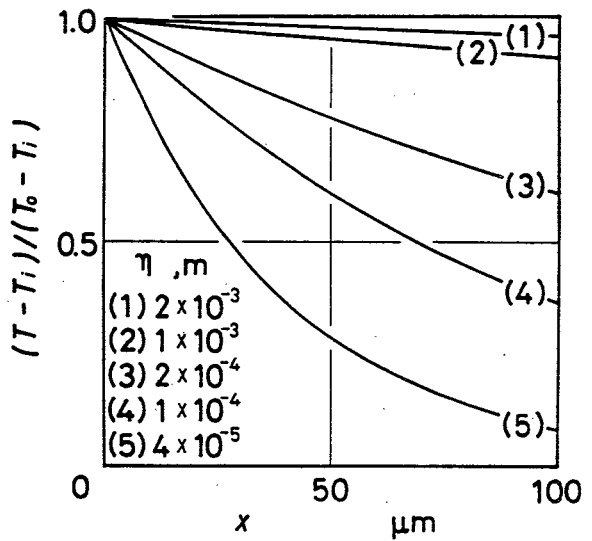


Fig. 5.10 Temperature distribution below the cutting grain surface for various values of η .

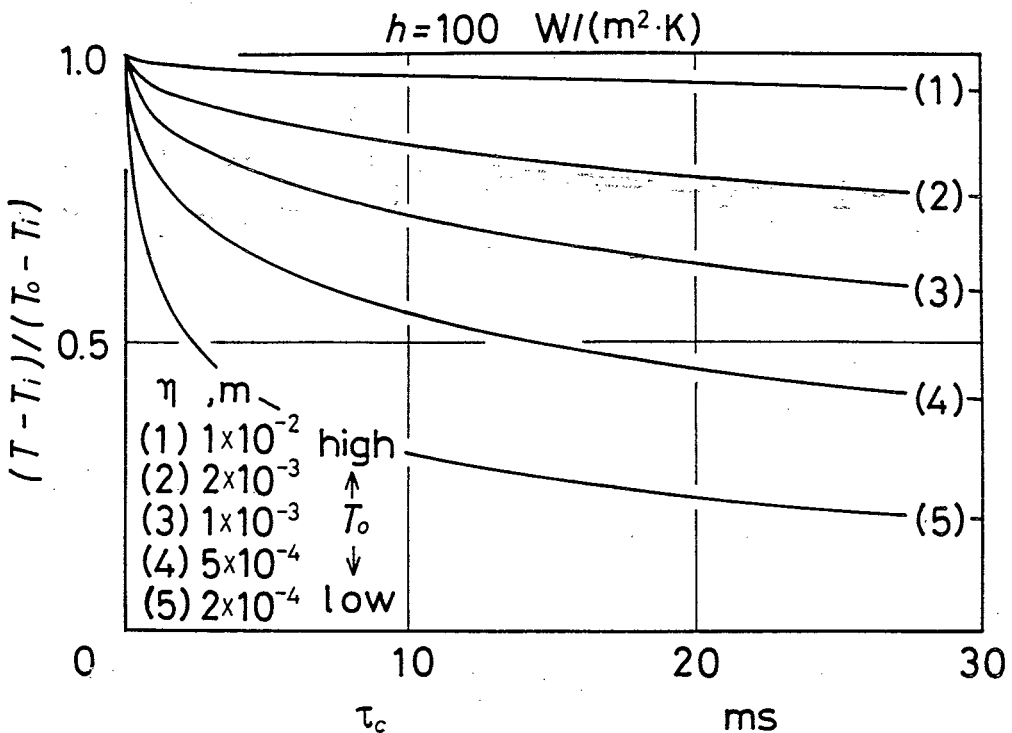


Fig. 5.11 Cooling characteristics of cutting grains for various values of η with convection boundary condition.

曲線がゆるやかで、逆に θ が小さく低温の砥粒ほど冷却曲線の勾配が急で早く冷却されることわかる。5.3.3節では、この計算結果を実験結果に適用して研削点における切刃温度の推定を行なう。

5.3.2 砥粒切刃温度の測定 —測定角 θ を変化させた場合—

5.3.2.1 実験方法

実験はTable 5.1の実験条件の下で定切込
み平面研削で、1パス研削を行なった。測定
方法の詳細は5.2.1節で述べた通りで、
ここではファイバの設定角をFig 5.12に
示す方法で $\theta=22.5^\circ$ から $\theta=180^\circ$ まで
22.5°おきに变化させて測定を行なった。

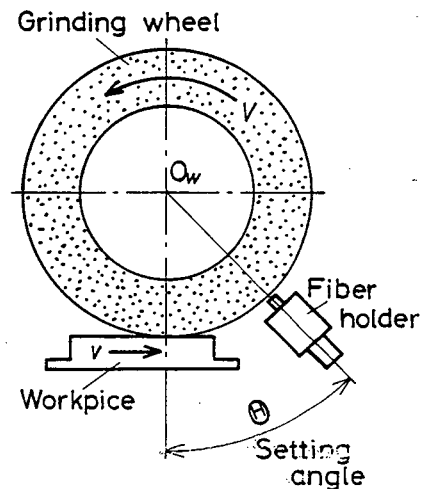


Fig.5.12 Arrangement to measure temperature of active grains.

5.3.2.2 実験結果

種々の測定角 θ における出力波形の例をFig.5.13に示す。横軸は時間マイクロスケールが約4 ms、砥石周上の距離にして約114 mmである。図中、(1)から(6)に向かってファイバの設定角 θ が大きくなっており、測定点までの冷却時間 t_c が長くなる。例えば、(1)の $\theta=22.5^\circ$ および $\theta=180^\circ$ ではそれぞれ切削後 $t_c=2.1\text{ ms}$ 、および $t_c=16.7\text{ ms}$ である。図に見るように、 θ が大きくなるに伴い、出力パルス数が減り、出力も全体的に低くなっている様子がわかる。これらの結果からそれぞれの測定位置における温度分布を求めヒストグラムで表わしたものがFig.5.14である。図より、冷却時間の経過とともに観測切刃数が急激に減少しているが、1000°C以上の比較的高温の砥粒数はそれほど減少していない。Fig.5.14の結果に対し、 t_c が

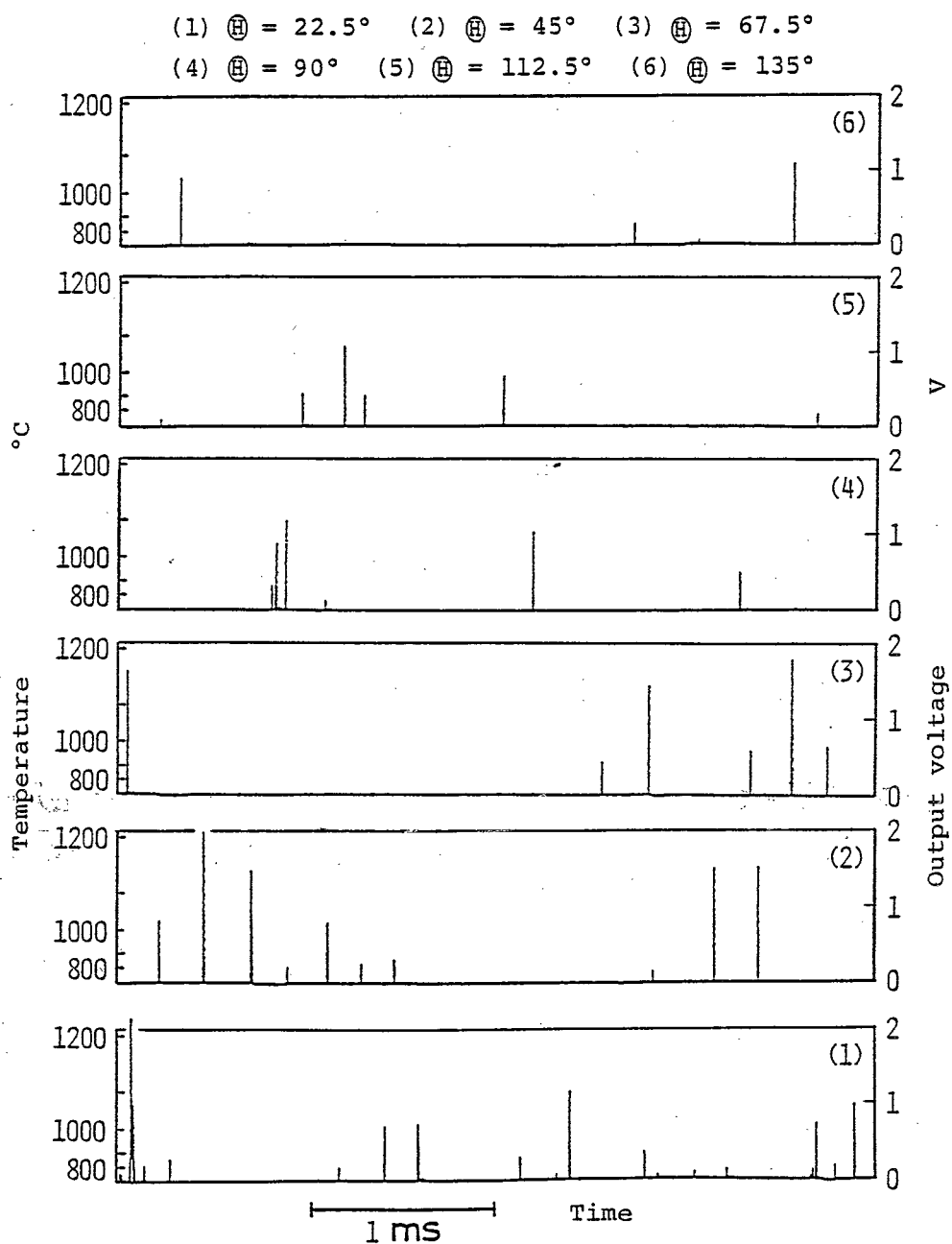


Fig.5.13 Variation of typical outputs from IR-pyrometer for one-pass grinding with setting angle θ ; θ is angle from grinding point around circumference of wheel.

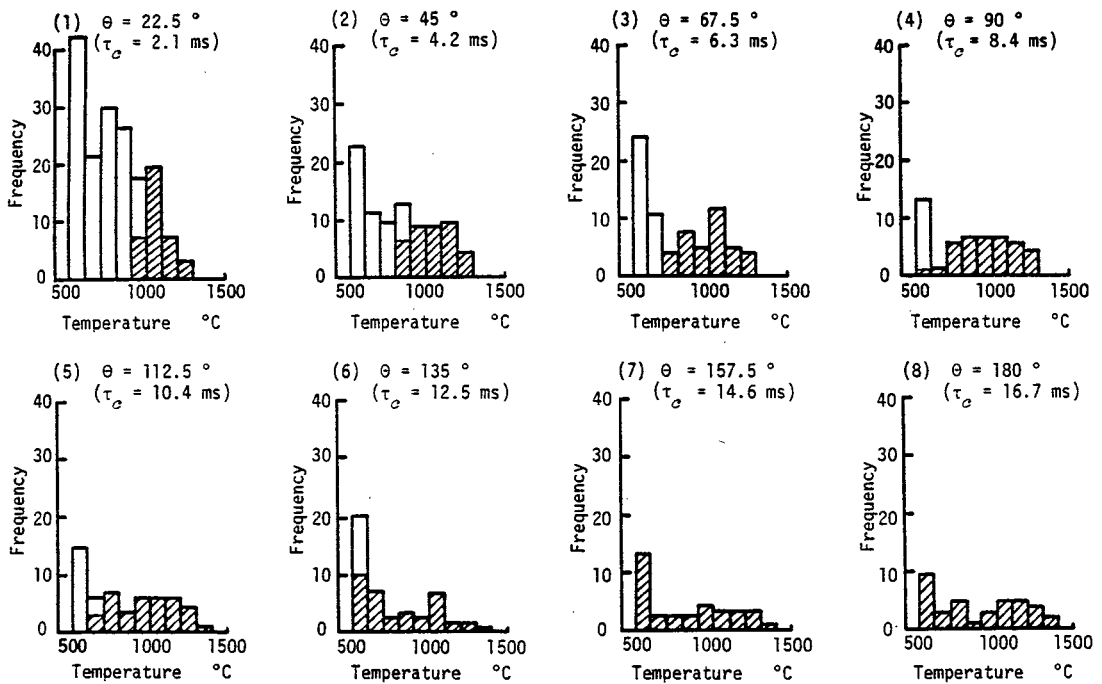


Fig.5.14 Temperature distributions of cutting grains at different time τ_c after cutting.

16.7 ms において測定された砥粒切れ刃は研削点 ($\tau_c = 0$) には当然高温領域に分布しているものと考えることができる。そこで、 $\tau_c = 16.7 \text{ ms}$ において測定された切れ刃と同数の切れ刃を各ヒストグラムにおいて高温側からハッチングを施して示せば、これらが高温切れ刃群の真の冷却過程を表わしている。次節ではこのハッチングで示した切れ刃群に注目し、その冷却過程について詳細に検討を施す。

5.3.3 研削点における切れ刃温度の推定

Fig.5.14のヒストグラムにおいて、ハッチングで示す切れ刃砥粒群の平均温度を冷却時間に対してプロットしてみると Fig.5.15 になる。この温度変化に対応するものを Fig.5.11 の曲線群から探してみると $\lambda = 1/900 \text{ m}$ の冷却曲線が概当する。これが Fig.5.11 の実線である。砥粒切れ刃は高温であるため、

η の値も当然 Fig. 5.11 に示した内の大きいものとなっている。この曲線から、
 これら切れ刃群の研削時の温度を求めると、平均 1250°C になる。また、Fig. 5.14 より
 $\tau_c = 14.6 \text{ ms}$ 、および 16.7 ms においてもなお 1320°C 前後の高温の切れ刃が存
 在するが、これら二つの砥粒にこの変化曲線をあてはめると、研削点ではそ
 れぞれ 1890°C 、 1920°C の高温にあることがわかる。しかしこれら砥粒は、
 たとえば $\tau_c = 2.1 \text{ ms}$ ($\theta = 22.5^{\circ}$) でおおよそ 1650°C 程度の高温にあるはずであ
 るが、Fig. 5.14 の結果では 1500°C 以上の砥粒は一つも測定されていない。現
 在のところこの原因は明らかではないが、次のような可能性が考えられる。加
 工材料である炭素鋼の融点が 1500°C 前後であることから、切屑生成領域で発生
 する熱が増大して加工物が局部的に融解したとすれば、大きな融解潜熱を必要と
 するから融点以上に温度は上がりにくい。比切削エネルギーが比融解エネルギ
 ーに近づく指摘した Malkin⁽⁴⁾ らの研究もある。さらに、重研削において、溶

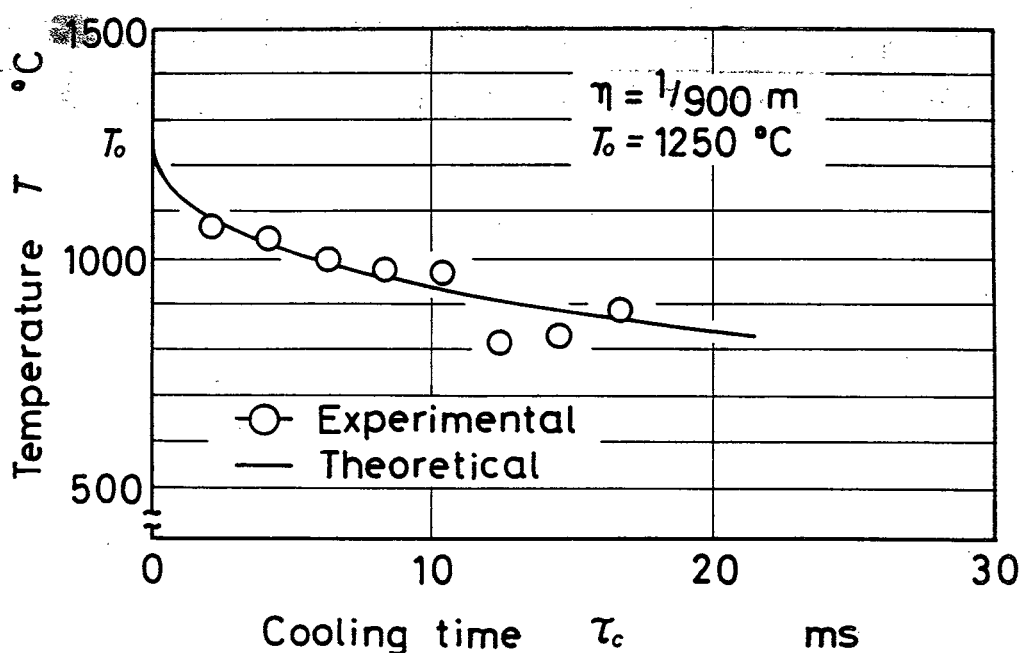


Fig. 5.15 Cooling characteristic of cutting grains.

融いて球状になった切屑が観察されることもあるので、この可能性は十分にある。
そして、このような場合、冷却時には凝固潜熱も放出するので、 $\tau_c = 16.7 \text{ ms}$
においてもなお 1400°C 近くの高温の切れ刃が存在することが説明できる。

5.4 加工条件が切れ刃温度と切れ刃分布に及ぼす影響

砥石車の円筒面に散在する切削砥粒をフライス削りにモデル化してみると、1刃
当たりの切削する最大厚さ、すなわち砥粒切込み深さ g は平面研削では次式で表
わされる。¹⁵⁾

$$g = C \delta^{\frac{2}{3}} \sqrt{a/D} \quad (5.12)$$

ここに、 δ は切れ刃ピッチ、 v は加工物速度、 V は砥石周速度、 a は砥石切込み
深さ、 D は砥石直径であり、 C は定数とおける値である。

また、単位時間当りの発生熱量は理論的に次のように表わされる。

$$Q = u a b_w v \quad (5.13)$$

ここに、 u は比研削抵抗、 b_w は加工物幅である。上式にみるように、研削温度
に大きな影響を与える研削条件は a と v である。砥粒1個当りでは、 v と a の
増加によって g が大きくなり、切削仕事量が増いて発生熱量が大きくなる。

式(5.12)において、切れ刃ピッチ δ は研削の場合、フライス削りと異ってその値
を一意的に定めることは難しい。なぜなら、5.2節の結果からもわかるよう
に、砥粒の切削状態、すなわち切れ刃間隔は同一砥石、同一研削条件の下でも研
削毎に異なり、またドレス条件によっても変化するからである。このような切れ刃間
隔の変化に伴って、砥粒切込み深さ g が変化し、砥粒1個に作用する切削抵抗 f
が変化する。そして f が過大になると、砥粒の脱落や破砕が起こり、それに伴っ
て砥粒の自生や摩耗の増大などが生じ、研削点における発熱量も変化するわけであ
る。

本節では砥石切込み深さ α が切れ刃温度と切れ刃分布に及ぼす影響を調べてみる。これは、上述したように、研削状態に大いに関係するため、実験にあたり接線研削抵抗と作用切れ刃数の関係も測定し、考察に役立てることとする。

5.4.1 砥石切込み深さを变化させた場合

上に記したように、砥石切込み α を増すと、砥石の接触面積、砥粒切込み深さが大きいため砥石研削点温度は上昇し、^{(16),(17)}加工物表面の熱的損傷も増大する。⁽¹⁸⁾しかし、OutwaterとShaw⁽¹⁹⁾が砥石-加工物熱電対法によって測定した平均的な砥粒研削点温度は砥石切込み α がおおよそ $50\mu\text{m}$ 以上からはある一定値(約 1350°C)に収束している。Fig. 5.16はTable 5.1の研削条件の下で砥石切込み深さ α のみを変化させた時の砥粒切れ刃温度分布を表わしたものである。縦軸は砥石周上1mあたりの度数である。図より、切れ刃の温度は(1)の $\alpha = 10\mu\text{m}$ で最高が 1300°C 程度なのに対し、(4)の $\alpha = 40\mu\text{m}$ で約 1400°C とそれほど大きく上昇していない。また、温度分布形態も切込み増加とともに、 600°C 程度までの比較的低温の切れ刃が増加しているが、著しい変化はみられない。Fig. 5.17は砥石切込み深さ α と研削抵抗接線分力および観測した切れ刃数の増加割合の関係を示す図であるが、その増加は相伴うことがみられる。式(5.12)において、砥粒切込み深さ q は α によって増加するが、単位面積当りの切れ刃数が増加すれば、 ρ が減少するので q はそれほど大きくならない。研削抵抗は砥粒1個当たりの ρ の総和であって、 α の増加に伴って幾何学的に砥石接触面積が増し、これによって総切れ刃数も増しているから当然研削抵抗は増大する。Fig. 5.16において、 α を増加しても最高切れ刃温度が大きく上昇しなかったのは、砥粒切込み深さ q に目立った変化がなかったと考えてよからう。

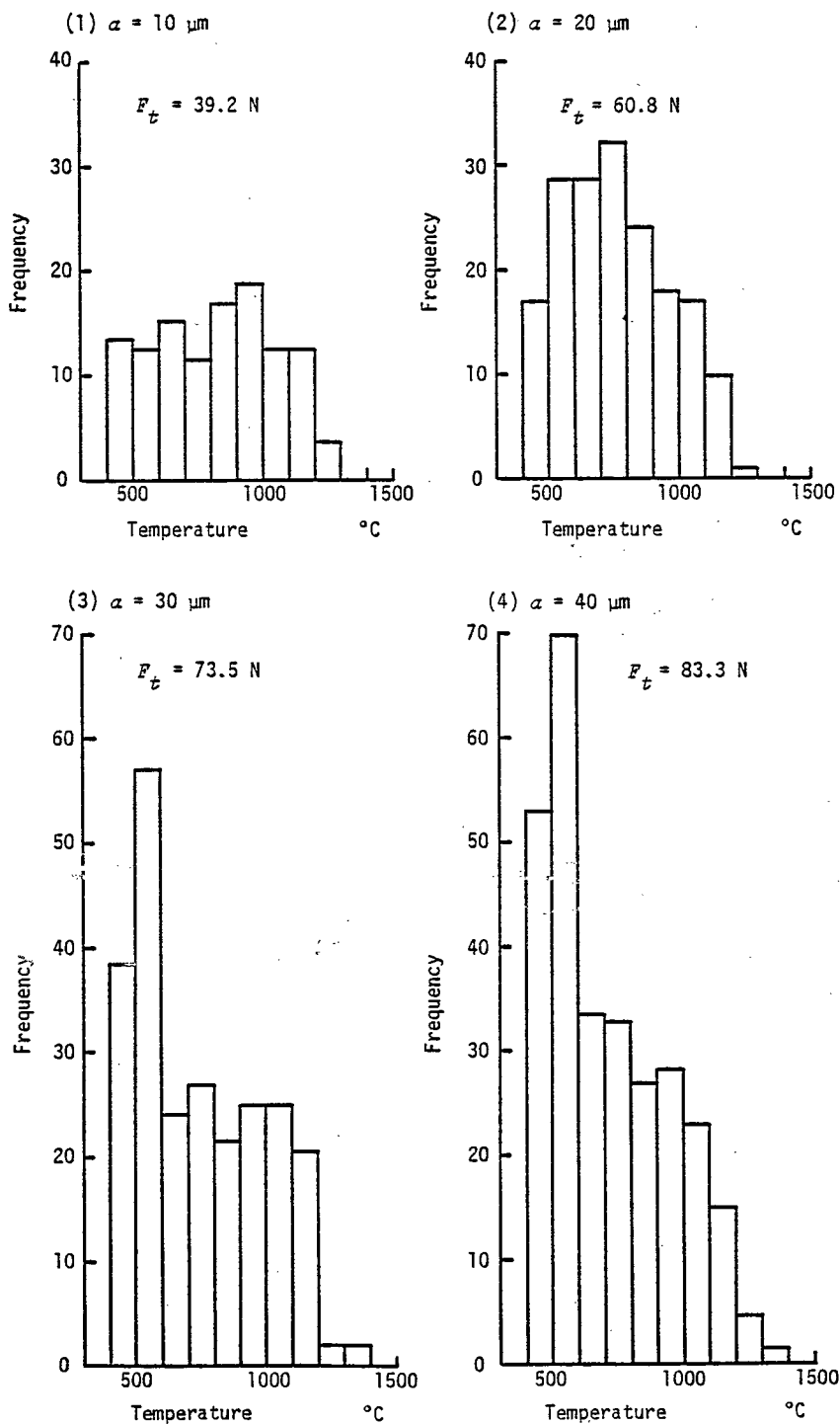


Fig.5.16 Temperature distributions of cutting grains for some values of wheel depth of cut α .

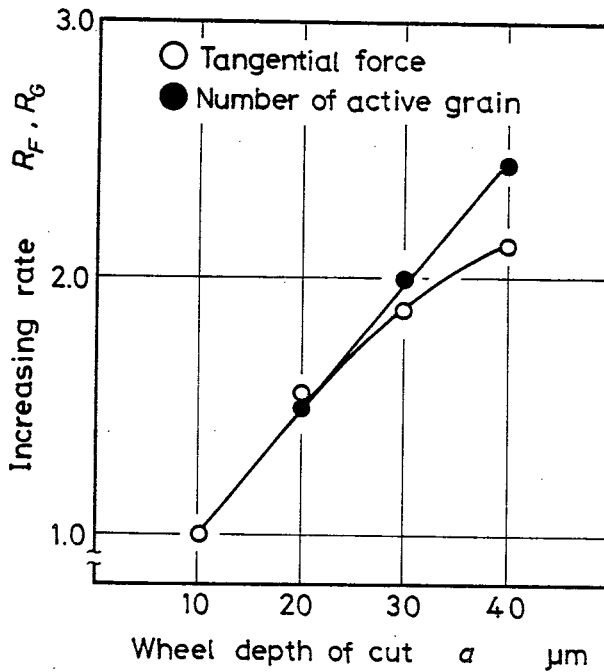


Fig.5.17 Influence of wheel depth of cut on tangential grinding force and number of active grain in surface grinding.

5.4.2 研削作業進行に伴う研削状態の変化

Fig. 5.18 は研削作業進行に伴う切れ刃温度分布の変化であり、(1)はドレッシング後の総切込みが約 $100\mu\text{m}$ までの初期作業面、(2)は約 $1000\mu\text{m}$ の時のものである。1回の砥石切込み深さ a は $20\mu\text{m}$ であるから、総研削長さは (1) が 0.26m 、(2) が 2.6m になる。二つの温度分布を比較して、(2)の方が低温の切れ刃の度数が増えているが、最高温度には大きな差はない。この結果も、研削続行によって切削にあずかる切れ刃の状態に大いに関係している。Fig. 5.19 は単位長さ当りの切れ刃数の分布を示している。適当なドレッシング条件で、鋭い切れ刃を多く作っても、ドレッシングで損傷を受けた砥粒は暫らくの研削で脱落、破砕し、ある切れ刃数に落ち着く。その後は、切れ刃に作用する研削抵抗の大きさに応じて、前述のように、切れ刃は摩耗とか自生作用を行なってその切れ刃数が変化する。Fig. 5.19 の結果は (2) では切れ刃間隔が (1) よりも小さくなり、切れ刃

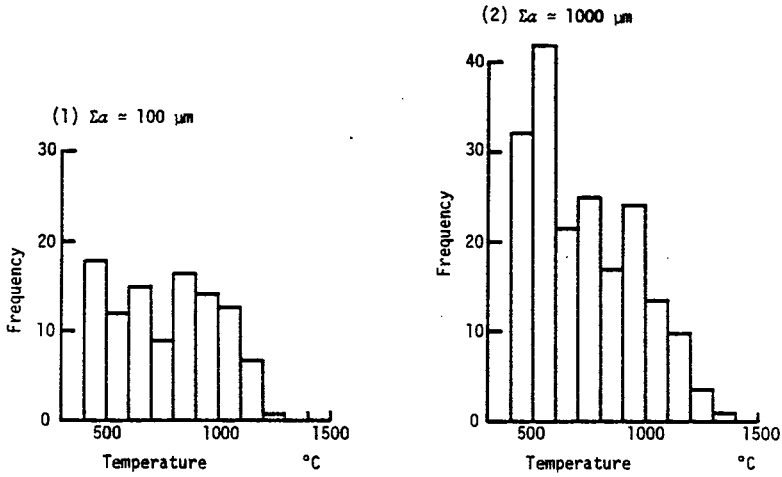


Fig.5.18 Variation of temperature distribution of cutting grains as grinding operation proceeds.

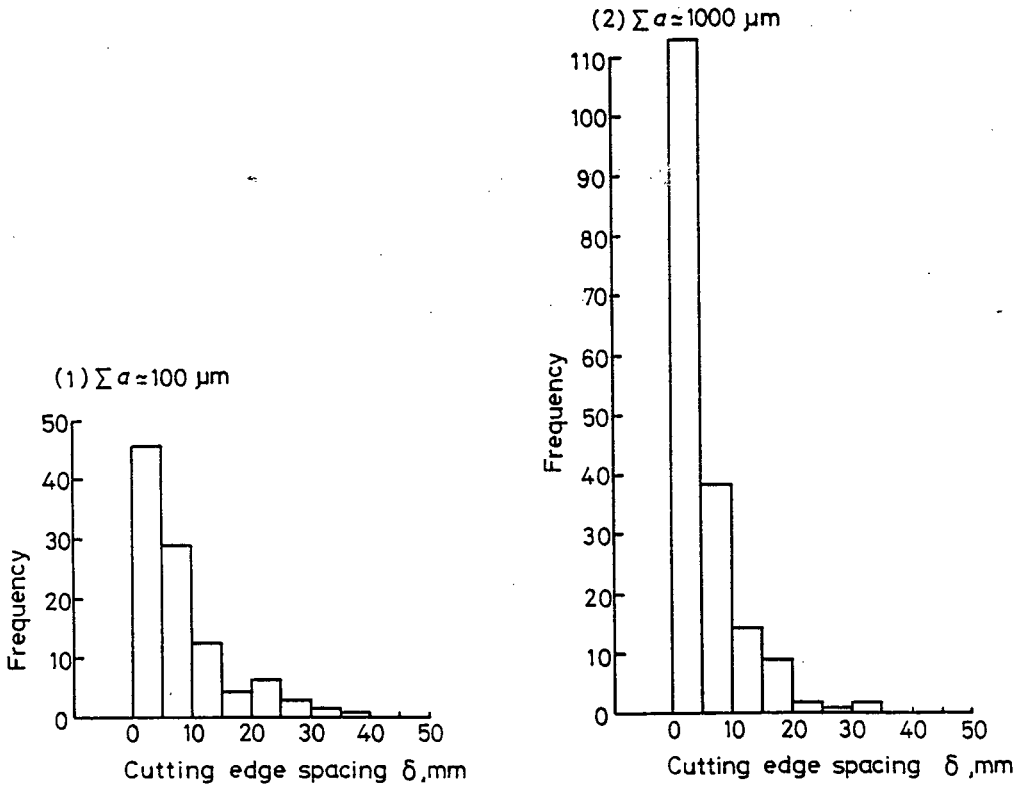


Fig.5.19 Variation of effective successive cutting-edge spacing as grinding operation proceeds.

数の増大を示している。従って、式(5.12)における砥粒切込み深さ g が変化してFig.5.18のような温度分布になったと考えられる。

5.5 まとめ

光ファイバを用いた赤外線輻射温度計と高速記録装置を用いることによって、研削時における砥粒切れ刃温度、および研削作業進行に伴う砥石作業面上の切れ刃の消長の観察が可能になり、次のような結果を得た。

1. 砥粒切れ刃の温度は 1400°C 程度の高温まで広く分布しているが、加工物融点を越える切れ刃は苛酷な研削条件の下でもみられなかった。
2. 砥粒切れ刃の切削状態（切れ刃温度、切れ刃間隔）は砥石周上の同一場所、同一研削条件の下でも研削の度に変化しており、砥石作業面上の切れ刃の挙動観察はインプロセスで行なうべきである。
3. 加工物との干渉時における砥粒切れ刃の加熱および空転時における冷却過程に対して適当な伝熱理論を適用した解析によれば、乾式研削では主として砥石内部への伝導拡散によって切れ刃は冷却される。
4. 砥粒切れ刃は砥石空転時に急激に冷却されるが、比較的冷却が遅い高温切れ刃群が存在する。
5. 研削直後の切れ刃温度実測値に、上記3.の解析結果を適用して研削点における高温切れ刃群の平均温度を求めたところ、本実験条件では 1250°C となった。
6. 砥石切込み深さを増すと研削仕事量が増すので、加工物温度は上昇するが、最高切れ刃温度は殆んど変化がなく、約 1400°C にとどまり、低温を示す切れ刃がやや少くなる。これは研削条件の苛酷さに応じて切れ刃の自生作用などが起こり、単位面積当りの切れ刃数が増すためであると考えられる。
7. 研削作業の続行によって、上記6.と同様に、切削にあづかる切れ刃数の変化が起こる。本研究で行なった研削条件の下では平均の連続切れ刃間隔が約

80%に減少した。この結果、切れ刃温度の最高値に大きな変化はなかったが、低温のものがやや増加した。

参 考 文 献

1. 岡村傳二郎, 中島利勝, "砥粒切れ刃による切削現象の研究(第2報)
一切込み始点における砥粒切れ刃の上すべり現象の解析-", "精密機械",
32, 8(1966), 551-557.
2. 安月平司, 津和秀夫, "砥石作業面上の定量化に関する研究(第2報)
一切れ刃の幾何学形状-", "精密機械", 42, 10(1976), 937-941.
3. 松月正巳, 庄司克雄, "統計的手法による研削機構の考察(第1報)", "精密機械", 36, 10(1970), 676-682.
4. 津和秀夫, "研削における砥粒の挙動について(第1報)", "精密機械",
26, 4(1960), 199-205.
5. Tsuwa, H., "An Investigation of Grinding Wheel Cutting Edges,"
J. Engg. Ind. Trans. ASME, (1964), 371-382.
6. 須藤徹也, 和月田徹, 佐田登志夫, "研削加工における砥石作業面のイン
プロセス測定, 精密機械, 36, 10(1970), 676-682.
7. Outwater, J.C., Shaw, M.C., "Surface Temperature in Grinding,"
Trans. ASME, 73, (1952), 73-86.

8. Des Ruissaux, N.R., Zerkle, R.D., "Thermal Analysis of the Grinding Process," J.Engg.Ind. Trans.ASME, 92, 2(1970), 428-434.
9. 竹中規雄, 笹谷重康, 日本機械学会論文集, 26, 163(1960), 403.
10. 津和秀夫, "研削における砥粒の挙動について(第5報)," 精密機械学会春季大学前刷集, (1963), 73.
11. 小野浩二, "砥石の寿命," 研削仕上, 模書店, (1962), 193.
12. Holman, J.P., "Unsteady State Heat Transfer," Heat Transfer, 4th ed., McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., (1976), 107-167.
13. 鎌和田忠男, 斉藤勝政, "平面研削における被削材温度の測定," 日本機械学会論文集(第3部), 42, 358(1976), 1925-1936.
14. Malkin, S., Anderson, R.B., "Thermal Aspects of Grinding," part 1-Energy Partition," J.Engg.Ind., Trans.ASME, 96, (1974), 1777-1183.
15. 前掲文献 11. "研削切屑," 1 - 13.
16. 高沢孝哉, "研削熱の加工物への流入割合 - 研削温度に関する理論解析(第2章) -, " 精密機械, 30, 21(1964), 914-920.
17. 前掲文献 11. "研削温度," 52 - 59.
18. 河村末久, 西口重雄, 岩尾幸博, "研削焼けの基礎的研究(第1報) - 皮膜の成長過程と膜厚の計算 -, " 精密機械, 43, 6(1977), 702-707.
19. 前掲文献 7.

研削時に砥石と加工物の接触面で発生する熱は研削性能に大きな影響を及ぼすのみならず、研削機構解明のための有力な情報を含んでいる。特に、高速で回転する砥石作業面上に点散する微小切削切刃の温度を測定することは研削現象を研究する上で大きな課題であった。本研究は光伝送用ファイバと高感度赤外線検出素子を組み合わせることで非常に応答速度の速い微小領域の測定に適した赤外線輻射温度計を製作し、これを用いて研削温度を測定した。この温度計と高速記録装置を組み合わせることで使用することにより加工物表面層に生ずる熱パルス、砥石作業面上の砥粒切刃温度を測定することが可能になった。ほかに、切刃の分布状態もインプロセスで観察することができた。

まず第2章では、本研究で製作した光ファイバを用いた赤外線輻射温度計のシステムおよびその基本的な性能について検討を加えた。本温度計の相対感度は光ファイバと集光レンズの分光透過率、および赤外線検出素子の分光感度特性によって表わされ、これは温度校正実験で得た実感度曲線とよく一致した。またこの実験の結果、炭素鋼、砥石、アルミナの輻射率は 400°C 以上では大きな差はなく、切屑が砥粒に付着したとしても大きな影響がないことがわかった。そして、光ファイバを含めた温度計自体の測定精度は $\pm 3\%$ 以内であり、測定対象面の表面粗さや温度変化による輻射率変動のための誤差は最大 50°C で、表面の吸着物生成まで考慮しても最大 70°C 程度である。

第3章では高速で移動する高温微小物体の測温に対して問題となる、ファイバの設定位置が温度計の出力に及ぼす影響を、理論的および実験的に検討した。その結果、測定対象面が十分に大きく、ファイバの特性値と設定位置によって定まる感温面が常にこの面内にあれば、温度計の測定感度はファイバのコア断面積と開口数NAによって一意的に定まり、ファイバの設定位置には影響されないことが

確認された。また、移動物体の測温に対しては、温度一様な円形断面の測定対象物が感温面上を通過した場合について解析し、温度計の出力パルス幅によって測定対象物の大きさや通過位置が推定できることがわかった。すなわち、ファイバの走査線中心上に微小熱源があるとは限らず、これを外れている場合には温度が低く測定されることを考慮し、本研究の条件下では温度計の出力パルス幅が $7\mu\text{s}$ 以下のものを落すことにした。これによって、95%以上の精度で温度を測定できる。

第4章では、本研究で製作した光ファイバを用いた赤外線輻射温度計を用いて、砥粒切れ刃によって加工物の研削表面層に生ずる熱パルスの測定に適用した。すなわち、加工物の裏面から表面近傍まで孔をあけてファイバを挿入し、研削することによって表面から深さの方向の温度分布がわかる他、熱パルスも測定できた。実験は応答速度の異なる2種類の赤外線検出器を使用した輻射温度計と従来の熱電対法による3種類で行ない、測定法の応答速度が出力波形や測定温度に及ぼす影響についても検討した。その結果、研削表面層の温度測定に温度計の応答速度が及ぼす影響は大きく、応答速度が約 5ms の熱電対では滑らかな出力波形が得られ、ピーク温度も研削表面下 $20\mu\text{m}$ で 750°C 程度であったのに対し、応答速度数 μs のInAs-温度計では温度変化によく追従し、研削表面下 $40\mu\text{m}$ から鋭く上がったピークを数回繰り返した出力波形が測定され、その温度も 1000°C を越えるものがあった。また、研削表面温度もはるかに高温となったが、これは研削液を供給しても変わらなかった。さらに、ダイヤモンド砥石を用いたファイナセラミックス研削では、加工物研削表面下 $5\mu\text{m}$ で 550°C に達しているが、温度勾配が炭素鋼に比べて極めて急なため、表面温度を外挿して求めることはできなかった。

第5章では、研削直後の砥石作業面上の砥粒切れ刃から射出される熱輻射線を受光することによって、切削切れ刃の温度測定、および研削作業進行に伴う砥粒

切れ刃の履歴や形状、そして切れ刃分布の観察を行なった。また、切削中の切れ刃温度を推定するため、簡単なモデルとして一次元熱伝導を考え、加熱冷却サイクル中の切れ刃温度の理論解を求め、この冷却開始直後の温度降下曲線を用いて、実験値から研削面における温度を推定した。その結果、砥粒切れ刃の温度は 1400°C 程度の高温まで広く分布していて、研削点における高温切れ刃群の平均温度は約 1250°C 程度と推定されるが、 Al_2O_3 の融点を越える切れ刃は苛酷な研削条件の下でもみられなかった。そして、研削中の砥石表面の同一切れ刃に注目すると、切削状態は砥石の振動や先行切れ刃で生じたかえりなどで研削の度に変化しており、切れ刃の分布とその切削挙動の観察はインプロセスで行なうべきであることも指摘できた。さらに、砥石切込み深さの増大、あるいは研削作業の旋行によって、切削にあづかる切れ刃数の増加がみられたが、切れ刃温度の分布状態は低温を示す切れ刃がやや増加するものの、大きな変化は生じず、最高温度も約 1400°C にとどまっていた。これは、前者では研削条件の苛酷さに応じて切れ刃の自生作用などが起り、単位面積当りの切れ刃数が増すためであると考えられ、後者では、砥粒切れ刃の摩耗にともなう切削性能の鈍化によって、他の砥粒が切れ刃として作用し始めるためであると考えられる。

あ と が き

本研究を行なうに際し、終始御懇切な御指導と御鞭撻を戴いた大阪大学基礎工学部山本明教授に深く感謝いたします。

また、有益な御教示、適切な御助言を賜った大阪大学基礎工学部林卓夫教授ならびに吉信宏夫教授をはじめ機械工学科の諸先生方に厚く御礼申し上げます。

さらに、研究上有益な御助言と励ましをいただいた切削加工研究室の前田良昭講師、中村示助手をはじめとする多くの学生諸君、および日頃御討論戴いた上田隆司助手に深謝いたします。

最後に、光ファイバの提供を受けた藤倉電線(K.K.)、日本電信電話公社、および砥石の提供を受けた瑞穂研磨砥石(K.K.)の各社に厚く御礼申し上げます。

付録A 輻射による伝熱理論

Fig. A.1において, ある微小面積 dA を通過し, (ξ, ψ) 方向の微小立体角 $d\omega$ 内に射出される単位時間あたりの輻射エネルギー de は

$$de = I(\xi, \psi) dA_p d\omega \quad (A.1)$$

$$de = I'(\xi, \psi) dA d\omega \quad (A.2)$$

ここで, $I'(\xi, \psi)$ は単位表面積当たりの輻射強さ, $I(\xi, \psi)$ は単位射影面積当たりの輻射強さ, dA_p は dA の (ξ, ψ) 方向と垂直な

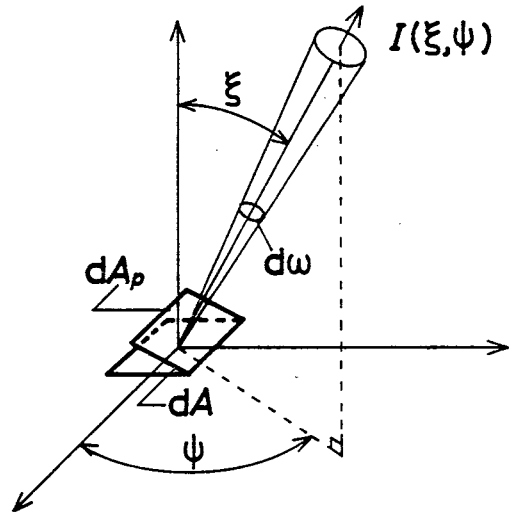


Fig.A.1 Radiant energy from elemental area.

面への投影面積である。今, Fig. A.2 に示すような極座標系において, 半径 R の半球で囲まれた黒体の微小面積 dA_s , および半球面上の微小面積 dA_c を考える。

黒体表面からの輻射に対しては Lambert の余弦法則が成立する。従って, dA_s から dA_c に単位時間あたりに射出される波長範囲 $(\lambda - d\lambda/2 \sim \lambda + d\lambda/2)$ の輻射エネルギー de_λ は

$$\begin{aligned} de_\lambda &= I'_{\lambda b} d\lambda \cdot dA_s \cdot d\omega_c \\ &= I_{\lambda b} \cos \xi d\lambda \cdot dA_s \frac{dA_c}{R^2} \\ &= I_{\lambda b} \cos \xi d\lambda \cdot dA_s \cdot \sin \xi d\xi d\psi \end{aligned} \quad (A.3)$$

ここに, $I_{\lambda b}$, $I'_{\lambda b}$ はそれぞれ単色黒体輻射強さ, および単色指向性黒体輻射強さである。

よって, Fig. 3.2 に示されたような位置関係において, dF から dF' へ

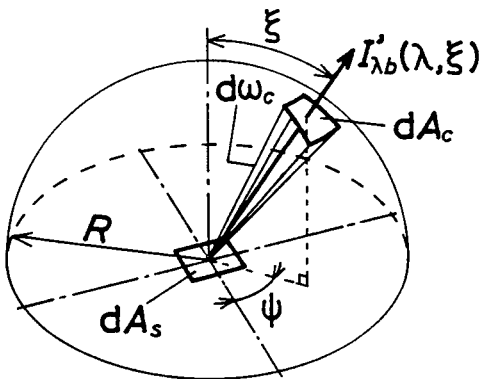


Fig.A.2 Spherical coordinate system used in derivation of radiant energy transfer.

伝達される輻射エネルギー $-de_\lambda$ は次式で表わされる。

$$de_\lambda = I_{\lambda b} \cos \xi d\lambda \cdot df \cdot d\Omega \quad (\text{A.4})$$

付録B 受光エネルギーの算出

感温面内の微小面積 df よりコアに受光されるエネルギー $e_\lambda(t, r)$ の算出に際し、 df からのコアの受光面 F は Fig. 3.4 上部の斜線領域と与えられるから、式(3.18)および式(3.19)は次のようになる。

$$e_\lambda(t, r) = I_{\lambda b} d\lambda \cdot df \cdot g(t, r) \quad (3.18)$$

$$g(t, r) = \iint_{F(t, r)} \frac{t^2 u}{(t^2 + u^2)^2} du d\theta = \int_{\Delta u(t, r)} \frac{t^2 u}{(t^2 + u^2)^2} \theta(u, r) du, \quad 0 \leq r \leq r_t \quad (\text{B.1})$$

ここで、 $\theta(u, r)$ は u によって定まる角度である。今

$$\theta_0(u, r) = \cos^{-1} \left[\frac{r^2 + u^2 - (d/2)^2}{2ru} \right] \quad (\text{B.2})$$

なる関数を定義し、式(3.18)を数値積分するため、Fig. B.1に示すように場合分けして考えれば、式(B.1)で与えられる感温面内の重み関数 $g(t, r)$ はそれぞれ以下に示す積分範囲 $\Delta u(t, r)$ で与えられる。ただし、 $r_f = t \cdot \tan \xi_m$ である。

$$(I) \quad 0 \leq r_f < d/2$$

$$(i) \quad 0 \leq r < d/2 - r_f$$

$$\theta(u, r) = 2\pi, \quad 0 \leq u \leq r_f \quad (\text{B.3})$$

$$(ii) \quad d/2 - r_f \leq r < d/2$$

$$\theta(u, r) = 2\pi, \quad 0 \leq u \leq d/2 - r \quad (\text{B.4})$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad d/2 - r \leq u \leq r_f \quad (\text{B.5})$$

$$(iii) \quad d/2 \leq r < r_t$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad r - d/2 \leq u \leq r_f \quad (B.6)$$

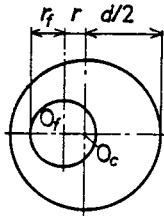
$$(II) \quad d/2 \leq r_f < d$$

$$(i) \quad 0 \leq r < r_f - d/2$$

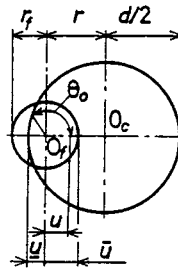
$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad d/2 - r \leq u \leq r + d/2 \quad (B.7)$$

$$(I) \quad 0 \leq r < d/2$$

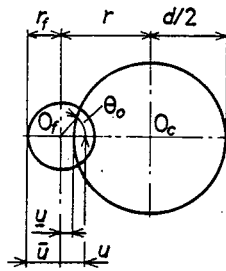
$$(i) \quad 0 \leq r < d/2 - r_f$$



$$(ii) \quad d/2 - r_f \leq r < d/2$$

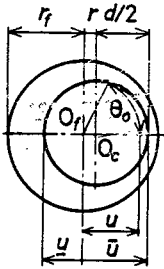


$$(iii) \quad d/2 \leq r \leq r_f$$

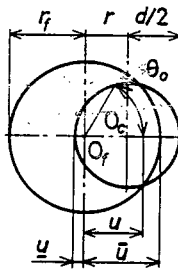


$$(II) \quad d/2 \leq r_f < d$$

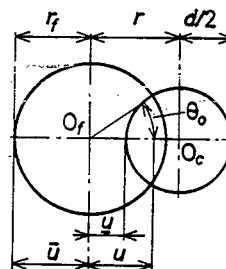
$$(i) \quad 0 \leq r < r_f - d/2$$



$$(ii) \quad r_f - d/2 \leq r < d/2$$

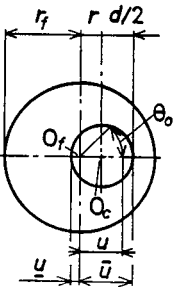


$$(iii) \quad d/2 \leq r \leq r_f$$

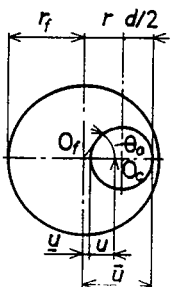


$$(III) \quad d \leq r_f$$

$$(i) \quad 0 \leq r < d/2$$



$$(ii) \quad d/2 \leq r < r_f - d/2$$



$$(iii) \quad r_f - d/2 \leq r \leq r_f$$

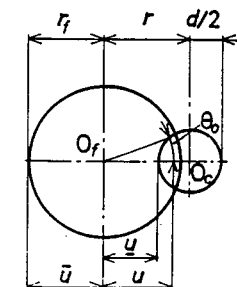


Fig.B.1 Configuration of incident area in fiber face in derivation of the weight function $g(t, r)$.

$$(ii) \quad r_f - d/2 \leq r < d/2$$

$$\theta(u, r) = 2\pi, \quad 0 \leq u \leq d/2 - r \quad (B.8)$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad d/2 - r \leq u \leq r_f \quad (B.9)$$

$$(iii) \quad d/2 \leq r \leq r_t$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad r - d/2 \leq u \leq r_f \quad (B.10)$$

$$(III) \quad d \leq r_f$$

$$(i) \quad 0 \leq r \leq d/2$$

$$\theta(u, r) = 2\pi, \quad 0 \leq u \leq d/2 - r \quad (B.11)$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad d/2 - r \leq u \leq d/2 + r \quad (B.12)$$

$$(ii) \quad d/2 \leq r < r_f - d/2$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad r - d/2 \leq u \leq r + d/2 \quad (B.13)$$

$$(iii) \quad r_f - d/2 \leq r < r_t$$

$$\theta(u, r) = 2\theta_0(u, r), \quad r - d/2 \leq u \leq r_f \quad (B.14)$$

上記 (I) ~ (III) の場合に対して、それぞれ、重み関数 $g(t, r)$ が数値的に与えられれば、式 (3.23) によって、ファイバの受光エネルギー E_λ が求められる。

$$E_\lambda(t, t_h, r_{ob}) = \iint_{f(t, t_h, r_{ob})} I_{\lambda b} d\lambda \cdot g(t, r) df, \quad 0 \leq t_h \leq r_t + r_{ob} \quad (3.23)$$

ここで、Fig. 3.7 の下図の斜線領域で表わされるように測定面積 f を考えれば、式 (3.23) は次のように表わされる。

$$E_\lambda(t, t_h, r_{ob}) = \int_{\Delta r(t, t_h, r_{ob})} I_{\lambda b} d\lambda \cdot 2\pi g(t, r) \phi(r, t_h, r_{ob}) dr \quad (B.15)$$

ここで

$$\phi_0(r, t_h, r_{ob}) = \cos^{-1} \left(\frac{t_h^2 + r^2 - r_{ob}^2}{2t_h r} \right) \quad (B.16)$$

なる関数を定義し、式(3.23)を数値積分するため、測定対象面の大きさを前と同様に三つの場合に分けずば、式(B.15)の積分範囲は以下のごとく与えられる。

$$(I) \quad 0 \leq r_{ob} < r_t / 2$$

$$(i) \quad 0 \leq t_h \leq r_{ob}$$

$$\phi = \pi, \quad 0 \leq r \leq r_{ob} - t_h \quad (B.17)$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad r_{ob} - t_h \leq r \leq t_h + r_{ob} \quad (B.18)$$

$$(ii) \quad r_{ob} \leq t_h < r_t - r_{ob}$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad t_h - r_{ob} \leq r \leq t_h + r_{ob} \quad (B.19)$$

$$(iii) \quad r_t - r_{ob} \leq t_h < r_t + r_{ob}$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad t_h - r_{ob} \leq r \leq r_t \quad (B.20)$$

$$(II) \quad r_t / 2 \leq t_h < r_{ob}$$

$$(i) \quad 0 \leq t_h < r_t - r_{ob}$$

$$\phi = \pi, \quad 0 \leq r \leq r_{ob} - t_h \quad (B.21)$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad r_{ob} - t_h \leq r \leq r_t \quad (B.22)$$

$$(ii) \quad r_t - r_{ob} \leq t_h < r_{ob}$$

$$\phi = \pi, \quad 0 \leq r \leq r_{ob} - r_t \quad (B.23)$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad r_{ob} - r_t \leq r \leq r_t \quad (B.24)$$

$$(iii) \quad r_{ob} \leq t_h < r_t + r_{ob}$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad t_h - r_{ob} \leq r \leq r_t \quad (B.25)$$

$$(III) \quad r_t \leq r_{ob}$$

$$(i) \quad 0 \leq t_h < r_{ob} - r_t$$

$$\phi = \pi, \quad 0 \leq r \leq r_t \quad (B.26)$$

$$(ii) \quad r_{ob} - r_t \leq t_h < r_{ob} \quad \phi = \pi, \quad 0 \leq r \leq r_{ob} - t_h \quad (B.27)$$

$$\phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad r_{ob} - t_h \leq r \leq r_t \quad (B.28)$$

$$(iii) \quad r_{ob} \leq t_h < r_t + r_{ob} \quad \phi = \phi_0(r, t_h, r_{ob}), \quad t_h - r_{ob} \leq r \leq r_t \quad (B.29)$$

上記(I)~(IV)の場合に対して, 受光エネルギー $E_r(t, t_h, t_b)$ が数値的に計算でき, Fig. 3.8の曲線が得られる.

付録C 温度計出力パルスの算出

Fig.C.1において, t_h は O_{ob} と O_t との距離, t_x は測定対象物の進行方向の O_{ob} と O_t との距離, として t_y は両者のずれである. 図より, $t_h^2 = t_x^2 + t_y^2$ なる関係があり, また, ファイバは $t_h < r_{ob} + r_t$ なる条件下で測定対象面からの輻射線を受光することができる. 従って, 測定対象面と感温面のずれ t_y に対する出力パルス幅 $\Delta\tau(t_y)$ は

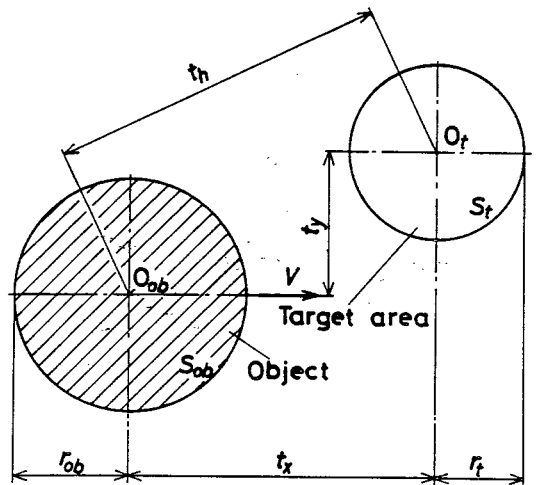


Fig.C.1 Passage of object with the deviation of t_y from target area.

$$\Delta\tau(t_y) = \frac{2\sqrt{(r_{ob} + r_t)^2 + t_y^2}}{v} \quad (C.1)$$

で与えられる. なお, ファイバが受光するエネルギーは, Fig. 3.8に示すように, t_h と t_b の関数として与えられる.

付録D 一定熱流束なる境界条件下の一次元熱伝導

温度 $T(x, \tau)$ に関する熱伝導基礎式

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (\text{D.1})$$

に対し、初期条件および境界条件を次のように与える。

$$T(x, 0) = T_i, \quad x \geq 0 \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{q}{A} = -k \frac{\partial T}{\partial x}, \quad x=0, \tau > 0 \quad (\text{D.3})$$

ここに、 ρ は密度、 C は比熱、 k は熱伝導率、 α は温度伝導率であり、 q は供給熱量、 A は熱流入面積である。初期条件、式(D.2)の下で式(D.1)をラプラス変換； $L[T(x, \tau)] = \bar{T}(x, s)$ ；すると

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} - \frac{s \bar{T}}{\alpha} = -\frac{T_i}{\alpha} \quad (\text{D.4})$$

境界条件、式(D.3)をラプラス変換すれば

$$\frac{1}{s} \frac{q}{A} = -k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}, \quad x=0 \quad (\text{D.5})$$

式(D.5)を満足する式(D.4)の解を求めると

$$\bar{T}(x, s) = \frac{q}{kA} \cdot \frac{1}{s \sqrt{s/\alpha}} \exp(-\sqrt{s/\alpha} x) + \frac{T_i}{s} \quad (\text{D.6})$$

式(D.6)を逆変換することによって求める解が得られる。

$$T(x, \tau) - T_i = \frac{q}{kA} \left\{ \frac{v}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{x}{v}\right)^2\right] - x \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{v}\right) \right\} \quad (\text{D.7})$$

ここに、 $v = 2\sqrt{\alpha \tau}$ である。

