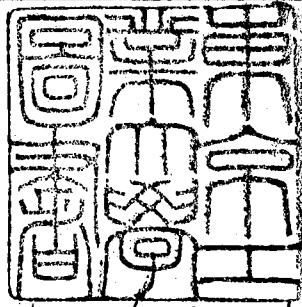


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	ふく射と他の伝熱機構が共存する熱伝達に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	黒崎晏夫
Author(English)	Yasuo Kurosaki
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第131号, 授与年月日:1965年9月29日, 学位の種別:課程博士, 審査員:森 康夫
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第131号, Conferred date:1965/9/29, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis



よく射と他の伝熱機構が
共存する熱伝達に関する研究

指導教官 森 康夫 教授

大博 2024 黒崎 晏夫

東 215513

目次	頁
第1章 緒論	1
§1.1 従来の研究の展望	1
§1.2 本論文の目的および概要	6
§1.3 参考文献および図書	10
記号	13
第2章 入射のみを考慮した熱伝達	18
§2.1 緒言	18
§2.2 入射熱伝達の基礎理論	21
2.2.1 入射強度 \vec{I}_i	21
2.2.2 入射熱流束 \vec{q}_i	22
2.2.3 入射エネルギー伝達式	23
2.2.4 光学的厚さ	26
2.2.5 灰色	27
§2.3 一次元入射の基礎方程式	29
2.3.1 熱流束	29
2.3.2 壁の影響	32
§2.4 伝熱量 (壁が黒体の場合)	35

§ 2.5	光学的厚さの厚い場合の近似 (Diffusion 近似)	37
§ 2.6	光学的厚さの薄い場合の近似	38
§ 2.7	一次元 ω 射において光学的厚さの 全領域に適用出来る近似式	41
§ 2.8	壁のとりよりの温度 slip を考えた 場合の近似 (Radiation slip)	42
§ 2.9	吸収係数	45
§ 2.10	結 言	49
オ 3 章	ω 射と他の伝熱機構が共存する 場合の熱伝達の分類	50
§ 3.1	結 言	50
§ 3.2	解 析	51
§ 3.3	分 類	54
オ 4 章	ω 射と伝導の共存する場合の熱 伝達 (Couette 流について)	59
§ 4.1	結 言	59
§ 4.2	理 論 解 析	64
4.2.1	物性値が一定の場合	67

4.2.2	物性値が温度によつて変化する場合	73
4.2.3	数値計算の方法	79
§ 4.3	近似解法	81
§ 4.4	熱 流 束	88
§ 4.5	実験装置	96
4.5.1	回転二重円筒	96
4.5.2	壁温測定	103
§ 4.6	実験方法	109
§ 4.7	ヒト一型熱電対の温度補正	115
§ 4.8	結 言	122
第5章	5.1 射と対流の共存する場合の 熱伝達 (円管内の流れについて)	124
§ 5.1	結 言	124
§ 5.2	実験装置	126
§ 5.3	実験	133
§ 5.4	実験結果のよひ考察	137
§ 5.5	結 言	144

オ6章	燃焼ガスの赤外線吸収係数	145
オ7章	結 論	164
§7.1	本研究の成果および結論	164
§7.2	将来の問題点	168

第1章 緒論

§1.1 従来の研究の展望

熱伝達の研究の中で気体からのふく射についての最初に研究されたのは1924年のA. Schuckの炉の中の焰からによるものであるが、その後E. Schmidt, W. Nusselt に次ぎ" H. C. Hottel により1930年から1935年に工業用炉に利用出来る結果として発表されて以後はほとんど、大きな発展はしていない。

しかし、近年において、伝熱工学の発展の一つとして、取り扱う温度が上昇する傾向にあり、それにつれて、対流とか伝導のみの単独の熱伝達では解決出来ず、ふく射と他の伝熱機構が共存する熱伝達が注目されて来た。例えば、航空の方面では Missile の re-entry の問題、Rocket の燃焼室等の諸問題、また機械工学の方面では Power Plant, 気体冷却原子炉等の諸問題がある。

しかし、ふく射熱伝達というものは他の熱伝達の機構（伝導，対流）とはあまり相似性がないために、いく分散遠されて来た感がある。おなわち、伝導とか対流とかは微視的には分子による熱拡散であり、ふく射は電磁波によるエネルギー伝播である。

また、数学的には前二者はエネルギー方程式において温度に関して、物性値一定で、低速の速度場では線型となるが、後者の場合には非線型となり複雑となって解くことが困難となる場合が多い。

特に、ふく射と他の伝熱機構が共存する場合についてはエネルギー方程式が非線型微積方程式となるため、解くのが非常に困難である。

1961年の国際伝熱会議の特別講演でH.C.Hottelが取り扱う温度が上昇するにつれ、ふく射と他の伝熱機構が共存する場合と、今後、研究することが重要であることと強調するまでは、この方面の研究はほとんどなかったが近年、この方面での

ふく射の研究は盛んになった。その中で、ふく射流体と考へに入れたふく射と他の伝熱機構が共存する場合の研究について展望してみる。

1958年にリ連の V. N. Adrianov と S. N. Shorin によつて、ふく射流体が円管および平行平板間を流れる場合に入口から混合平均温度がどのように発達しているか、いろいろの仮定を用いて解析している。但し、熱伝導は省略し、対流とふく射のみが考慮されている。しかし、この解析には数学的取り扱いにも問題点があり、十分なものではない。

1959年に R. M. Goulard によつてふく射流体の Couette 流の解析が行なわれていたことが式を導いた程度である。

1961年に L. P. Kadanoff は missile の re-entry の問題に関連して ablation している物体内のふく射熱伝達について解析を行なっている。

1962年に R. Viskanta と R. J. Grosh によつてふく射流体中で、ふく射と伝導の共存する熱伝達

についての理論解析が行なわれた。二枚の平行平行平板間のふく射流体中の温度分布，熱流束が求められている。光学的厚さが温度分布に影響を与えらることを示している。また，同じ年に同じ二人によって，ふく射流体中の平板周りの流れの熱伝達でふく射熱流束に対して光学的に厚い場合に適用される拡散近似を用いて解析を行なっている。

1963年に W. Lick が平行平板間にふく射流体がある場合にエネルギー方程式の流体からのふく射をあらわす積分項の核 $E_2(t)$ に指数関数 $a e^{-\epsilon t}$ の形の近似を用い，境界層近似的な考えを使用し，熱流束を求めた。結果としては，光学的厚さが厚い場合により近似を与えている。

1963年，R. Viskanta がふく射流体が平行平板間を流れている場合に対流と伝導とふく射を考慮に入れた解析を行なった。これは数学的にまだ検討の余地があるように思われる。

1964年，R. D. Cess がふく射流体中の平板周りの

流れでなく射, 対流を考慮に入れた場合の解析を行っており, 光学的厚さが薄い場合により結果を与えている。

1964年に, R. Deissler, R. Probstein, および 1965年には R. Greif 等によって S 、 k 射のみと考えた熱伝達の場合に壁のところで温度分布に slip が起きるのを考慮に入れて, S 、 k 射伝熱量と出の近似式を求めている。

以上のようには, S 、 k 射流体における S 、 k 射と他の伝熱機構が共存する場合の熱伝達についての研究は, 未だ十分ではなく, 特に実験においては, 皆無と言っても過言ではないのが現状である。

§ 1.2 本論文の目的および概要

ふく射流体のある場合のふく射と他の伝熱機構が共存する場合の熱伝達についてこの研究の現状は前述した通りであるので、まだ不十分な点が多くある。

本論文では、更に理論的にまた、これまでに実験的研究が皆無であるので実験的研究を行ない、この分野での発展とばかりが目的である。

その内容は次の通りである。

これまでに行なわれて来た研究によりふく射流体のある場合のふく射のみと考慮したときの熱伝達について考え方、基礎方程式、用語について説明を加え、光学的厚さの厚い場合および薄い場合についてそれぞれ求められた熱流束の結果を示した。また、これまでに CO_2 の吸収係数は求められていないので H. C. Hottel の実験結果と使用して吸収係数を求めた。

光学的厚さ τ_0 の全領域について適用出来る熱流

束の近似式を求めた。結果はかなりよい近似結果
を与える。(72章)

次に、ふく射と他の伝熱機構が共存する場合と
解析するのは、どのような場合にはどのような伝熱
機構を考慮に入れなければならぬかと、平板周り
の二次元流れに例をとってエネルギー方程式にふ
く射の項をも加えて各項の order を比較して、解
くべき方程式はどれで述べた。(73章)

ふく射と他の伝熱機構が共存する場合の71段
解として、ふく射と伝導の共存する場合 (Couette
流に712) を考え、理論解析において ϵ は ϵ であり
ては物性値が一定である、たのい、吸収係数と熱伝
導率とを一次式で仮定出来る場合に712物性値
の温度による変化を考慮に入れた結果を求めた。
熱流束に712は三次元空間を用いて光学的厚さ
および、ふく射エネルギーと伝導のエネルギーの
比が熱流束にどのような影響を与えるかを一目で
わかるように示した。72、理論解析の結果を

実験的にしらべるために、ふく射流体としては炭酸ガスを使用し、Couette流と二重円筒間の流れに近似して温度分布を測定して理論結果と比較検討した。理論結果と実験結果はよく一致する。

熱流束はふく射のみを考慮し、そのふく射熱流束と伝導のみの場合の伝導熱流束の単純和がよい結果を与えることと示した。(オ4章)

次に、ふく射と対流の共存する場合について、円管内の流れで実験を行った。ふく射流体としては炭酸ガスを使い、管壁温が直線的に増加する場合について伝熱量と求める簡単な式と求め、実験結果と比較した。(オ5章)

これまでに述べたものはふく射流体として散乱(scattering)をふくまない場合が主として輝焰気体などにはあてはまり難い、または実験があるが、実際問題としては燃焼気体のより複雑な成分からなり輝焰の気体で散乱などのある場合にはどのように考えればよいかと応用として簡単

に述べた。

最後に、結論おまじ、これからさく身の研究に
際して重要な点について述べた。

§ 1.3 参考文献および図書

- (1) V. Kourganoff, "Basic Method in Transfer Problem", Clarendon Press, Oxford (1952).
- (2) S. Chandrasekhar, "Radiative Transfer", Clarendon Press, Oxford (1950).
- (3) M. Jakob, "Heat Transfer", John Wiley, New York (1957)
- (4) W. H. McAdams, "Heat Transmission", McGraw-Hill, New York (1954)
- (5) R. M. Goulard, J. Heat & Mass, Vol. 1
pp 81 - 91 (1960)
- (6) R. M. Goulard, Heat Trans. & Fluid Mech. Inst.
pp 126 ~ 139 (1959)
- (7) C. M. Usiskin & E. M. Sparrow, J. Heat & Mass, Vol. 1, pp 28 - 36 (1960)
- (8) E. M. Sparrow, C. M. Usiskin & H. A. Hubbard,
J. Heat Trans. (ASME) Vol. 83 No. 2
pp 199 ~ 206 (1961)

(9) P. K. Konakov, J. Heat & Mass, Vol 2
pp 136 - 149 (1961)

(10) R. Viskanta & R.J. Grosh, J. Heat Trans.
(ASME) pp 63 - 72 (1962)

(11) H.C. Hottel, 1st draft at the Int. Heat
Trans. Con. Boulder. Colorado (1961)

(12) R. Viskanta, & R.J. Grosh, J. Heat & Mass
Vol. 5 pp 795 - 806 (1962)

(13) R.V. Meghrevlian, J. Heat & Mass
Vol. 5 pp. 125 ~ 127 (1962)

(14) R. Viskanta, J. Heat Trans. (ASME)
Nov. pp 318 - 328 (1963)

(15) В.Н. Адрянуб, С.Н. Шорин, ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР р48-53(1958)

(16) W. Lick, Heat & Fluid Mech. Inst.
pp 14 - 26 (1963)

(17) R.D. Cess. "Advances in Heat Transfer",
Academic Press. (1964)

- (18) J.C.Y. Koh & C.N. DeSilva, ARS J.
pp 739 - 743, Sep. (1962)
- (19) 橋 藤 雄, 福井 資夫, ミヅ村 久雄,
日本機械学会論文集, 25巻, 156号 pp788 (昭34)
-pp792
- (20) "伝熱工学資料", 日本機械学会.
- (21) R.G. Deissler, J. Heat Transfer, Trans. (ASME)
pp 240 - 246 May (1964)
- (22) R. Probstein, AIAA J. vol. 1. pp 1202 ~ 1204
(1963)
- (23) R. Greif, AIAA J. vol. 3 pp 98 ~ 102
(1965)
- (24) V.R. Stull & G.N. Plass, J. Opt. S. A.
vol. 50, No 2, ^{pp121}_{-pp129} Feb. (1966)
- (25) K. Boelter, "Heat Transfer Thermodynamics
and Education" McGraw-Hill pp176-198
(1964)

本報告で使用される記号の主なものと次に示す。

A : 管軸方向温度勾配 (5.5) 式

B_ν : プラークの黒体小く射強さ (2.10) 式

\bar{c} : 平均炭素粒子濃度

c_p : 流体の比熱

D : ピト型熱電対の管径

d : 円管直径

E_ν : 数動数 ν と $\nu+d\nu$ の間の小く射流

E_R : 小く射エネルギー

$E_n(t)$: 指数積分関数 (2.22) 式

E_{bb} : 黒体小く射強さ ($= \frac{\sigma}{\pi} T^4$)

$G_{vv}(MP)$: P点にある気体からの小く射がM点1度のよりの減衰と表わす減衰係数 (3.5) 式

$G_{vs}(MF)$: 固体表面F点からの小く射がM点1度にある減衰と表わす減衰係数 (3.6) 式

G_T : グラスホッフ数

h : 二重円筒間の間隙

H : ピト型熱電対の流れに平行な部分の長さ

$H(0), H(\tau_0)$: 壁との小く射強さ (2.26), (2.27) 式

- I_v : 振動数 ν の $\epsilon = 3$ の ω の ω 射線
- j_v : 単色 ω 射放射係数 (2.7) 式 (2.9) 式
- k : ボルツマン定数
- Nu : ヌセルト数 (5.3) 式
- Nuc : 対流のみによるヌセルト数
- Nuf : ω 射によるヌセルト数
- $(Nuc)_f$: 十分に発達した流れに対する対流のヌセルト数
- Nc : 対流と ω 射エネルギーの比 (5.9) 式
- Pr : プロントル数
- q : 熱流束
- q_B : 壁 a と $\epsilon = 3$ の黒体 ω 射熱流束
- q_c : 対流による熱流束
- q_R : ω 射による熱流束
- \tilde{q}_R : 無次元 ω 射熱流束
- Q : 無次元熱流束 (2.37) 式
- q_L : 損失熱流束 (5.2) 式
- γ : 反射率
- Re : レイノルズ数

S : ($\equiv \cos \theta$)

t : ($\equiv \tau' / \tau$)

T : 流体の温度

T_0 : 壁の温度

T_1 : 壁の温度

T_m : 混合平均温度

T_w : 壁の温度 (円管), 流体の測定温度から外挿した
壁温 (二重円筒)

T_g : 気体の温度

U_m : 平均流速

U_∞ : 無限遠点の速度

U_0 : 壁の動く速度 (二重円筒)

u : 流体の速度

α : ($\equiv \tau / \tau_0$)

α : ぶく射吸収率

α_g : 気体のぶく射吸収率

$\beta(0), \beta(1)$: (4.12) 式

β : (5.61) 式

ε : 伝導とよく射エネルギーの比 (4.12)

$\varepsilon_1, \varepsilon_0$: 壁の放射率

η : ($\equiv \kappa_2 / \kappa_0$) (4.24)

θ : 角度, T_{r1} は無次元温度

κ : 吸収係数 (灰色)

κ_λ : 単色吸収係数 ($\equiv \kappa_{fm}$)

κ_m : 平均吸収係数 (6.5) 式

ν : 流体の動粘性係数

ρ : 流体の密度

σ : ステファンボルツマン定数

$\sigma_{t\lambda}$: 減衰断面積 (5.1) 式

$\sigma_{s\lambda}$: 散乱断面積 (6.2) 式

$\sigma_{a\lambda}$: 吸収断面積 (6.2) 式

ξ : ($\equiv \lambda_2 / \lambda_0$) (4.25) 式

τ : 光学的厚さ ($\equiv \int_0^y \kappa dy$)

ϕ : 角度

$\varphi(t)$: 無次元熱流束

ω : 立体角

λ : 流体の熱伝導率

λ_a : 空気の熱伝導率

才2章 ふく射のみを考慮した熱伝達

§2.1 緒言

ふく射と他の伝熱機構が共存してゐる熱伝達を考察する前に、ふく射を吸収および放射する気体のある場合のふく射だけによる熱伝達についてこれまでこの研究ならびに、本論文中に必要な基礎方程式について述べる。

ふく射によるエネルギー伝達は、天体物理またはプラズマ物理に関与する人達によって取り扱われて来た。しかし、機械工学技術者達にとっても高温を取り扱うような伝熱装置および炉等の設計に当って、耐熱の点から、ふく射熱伝達のことと考慮する必要がある、また燃焼と爆発とかの領域でも、ふく射熱伝達を考慮する必要が起つてきた。

しかし、物理学者の領域と技術者の領域の問題の大きな差異はふく射気体を使用してゐる系において、後者の場合には固体の境界が存在してゐることである。

本報の、この章においては、R. M. Goulard および R. Viskanta 等の用いたと同じ天体物理で発展させられたふく射エネルギー伝達の数学的素示の中で一次元問題において壁の影響と考慮した結果を示してある。次に、ふく射気体の吸収係数 K と気体の厚さ h による光学的厚さ $\tau_0 = Kh$ が大きい場合と小さい場合については熱伝達の近似計算が行なわれているのでこれを示した。

また、これまで τ_0 の全領域について適用出来る伝熱量の近似式を求めその結果をオ2.5図に示した。

しかし、最近 R. Deissler がふく射のみを考慮した際に温度分布が壁のところで slip しているという条件を使用した光学的に厚い場合の結果を用いて出した伝熱量がよい結果を示し、また R. Greif がこれを簡単に示しているので、ここではこれを示した。

以上、これまで解析された結果および、本報で求めた近似結果と比較検討した。

最後に、ふく射流体を取り扱う際に重要なパラメ

一タの一と存る光学的厚さを示すに必要な吸収係数は炭酸ガスについては、これまで圧力1ataのみしか知られていなかったものを従来の報告された結果を整理して高圧における値を求めた。

§2.2 ふく射熱伝達の基礎理論

ふく射気体におけるふく射エネルギー伝達の基礎理論は主として天体物理の領域において取り扱われてきた。

以下においては，本論文の解析の発展に必要な基本的な語句，基礎方程式および仮定について略述する。

2.2.1 ふく射強さ \vec{I}_ν

振動数 ν と $\nu + d\nu$ の間の振動数によつて，立体角 $d\omega$ ，時間 dt の間に，右図の図2.1図のように座標をとったとき，点 P の表面 $d\sigma$ を通るふく射エネルギーを $d\vec{E}_\nu$ とすると，ふく射

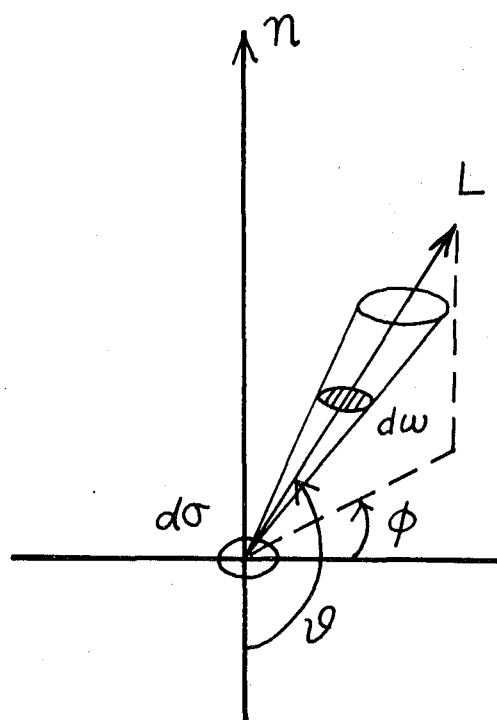


図2.1

強さとは次式で定義されるものである。

$$\vec{I}_\nu = \lim_{d\sigma \cdot d\omega \cdot d\nu \cdot dt \rightarrow 0} \left| \frac{d\vec{E}_\nu}{\cos\vartheta \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\nu \cdot dt} \right| \quad \dots (2.1)$$

2.2.2 微小射熱流束

振動数 ν と $\nu + d\nu$ の間で立体角 $d\omega$, 時間 dt の間に点 P の微小面積 $d\sigma$ を通過する微小射熱流束を $d\vec{q}_{\nu}^{\rightarrow}$ とする。

$$\begin{aligned} d\vec{q}_{\nu}^{\rightarrow} &= \frac{dE_\nu}{d\sigma dt d\nu} \\ &= \vec{I}_\nu \cos\vartheta \cdot d\omega \quad \dots (2.2) \end{aligned}$$

立体角

$$d\omega = \sin\vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\phi \quad \dots (2.3)$$

(2.2)式および(2.3)式により n 方向へ通過する微小射熱流束を $\vec{q}_{\nu}^{\rightarrow+}$, n の逆方向への微小射熱流束 $\vec{q}_{\nu}^{\rightarrow-}$ とする。各々の熱流束は次の式のようになる。

$$\vec{q}_{BRV}^+ = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \int_0^{2\pi} \vec{I}_\nu \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\phi \quad \dots (2.4)$$

$$\vec{q}_{BRV}^- = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \int_0^{2\pi} \vec{I}_\nu \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\phi \quad \dots (2.5)$$

以後はベクトル記号は省略する。

実熱流束を q_{BRV} とすると次式があらわされる。

$$q_{BRV} = q_{BRV}^+ - q_{BRV}^- \quad \dots (2.6)$$

2.2.3 乱射エネルギー伝達式

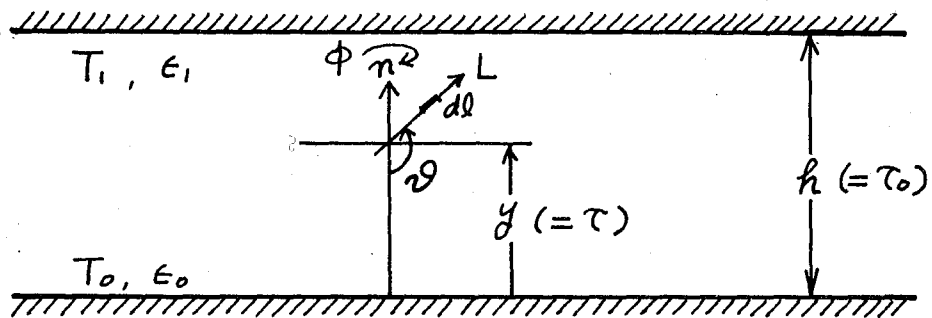


図 2.2

図 2.2 のように厚さ h (光学的厚さ τ_0) の乱射を吸収した放射する乱射流体の両側に壁が存在する場合について、乱射の一次元のエネ

エネルギー伝達式を考える。

L方向に $dl = -dy / \cos \vartheta$ だけ進むにつれて、 s 方向射は流体による吸収と散乱によって減衰されるが、一般には、気体の散乱は小さいので（ここでは無視する。）その過程にある流体からの放射および他の方向からの散乱によるエネルギーが加わってくる。

それ故、 s 方向射強さに対しては次の伝達式が成立する。

$$-S \frac{dI_\nu}{dy} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu n_\nu^2 \quad \dots (2.7)$$

$$S = \cos \vartheta \quad \dots (2.8)$$

ここで

κ_ν : 単色 s 方向射吸収係数

j_ν : 単色 s 方向射放射係数

n_ν : 単色屈折率

ただし、気体の場合には $n_\nu \approx 1$ の近似が十分に高い精度で成立するので以下においては $n_\nu = 1$ とする。

また、ふく射放射係数と吸収係数の間には、一般には、次のような仮定のもとに (2.7) 式を簡単化する、即ち、温度勾配があまり強くない、また気体の密度もあまり小さくないときには局所熱平衡が成立している仮定して、 K_ν と j_ν の間には次の関係式が成立する。

$$j_\nu = K_\nu B_\nu \quad \dots (2.9)$$

但し、 B_ν : プランクによる単色黒体ふく射強さである。

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad \dots (2.10)$$

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad \dots (2.11)$$

ここで、

c : 光の速度

h : プランク定数

k : ボルツマン定数

σ : ステファン・ボルツマン定数

(2.7)式および(2.9)式により、 ν 、 κ 射エネルギー伝達式は次のようになる。

$$S \frac{dI_\nu}{dy} = (I_\nu - B_\nu) \kappa_\nu \quad \dots (2.12)$$

2.2.4 光学的厚さ τ_ν

物理的な長さ l に対応する、 ν 、 κ 射に關しての(光学的)長さというものを定義した光学的厚さは次式で示される。

$$d\tau_\nu \equiv \kappa_\nu dy \quad \dots (2.13)$$

$$\tau_\nu = \int_0^l \kappa_\nu dy \quad \dots (2.14)$$

光学的な厚さ τ_ν の物理的な意味としては、 ν 、 κ 射の減衰の度合を示すものである(その系において)。即ち、同じ距離 l において τ_ν が小さい程 ν 、 κ 射は減衰されずに通過し、逆に τ_ν が大きい程 ν 、 κ 射が強く減衰されるのである。

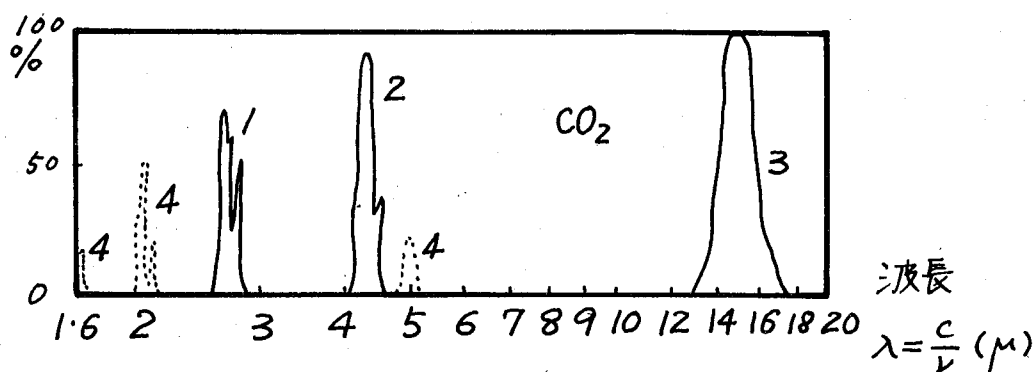
(2.13)式を光学的厚さを使用して ν 、 κ 射エネルギー

ギ-伝達式をあらわすと次式となる。

$$S \frac{dI_\nu}{dT_\nu} = I_\nu - B_\nu \quad \dots (2.15)$$

2.2.5 灰色

これまでの定義，式および表示においては振動数 ν と $\nu + d\nu$ の間の振動数に対して，即ち単色について定義が行なわれてゐる。これを示すのに添字 ν が付いてゐる。例えば， CO_2 の吸収率 $\alpha_{g\nu}$ についてみてみると図 2.3 の $\alpha_{g\nu}$ は振動数の複雑な関数となつてゐる。



曲線	気体層の厚さ (cm)	測定者
1	5	Barker (1922)
2	3	Barker (1922)
3	6.3	Hertz (1911)
4	100	Schaefer & Philipps (1926)

図 2.3

しかし、解析において、この複雑さを避けて、小さく射がどのように熱伝達に影響あるかの本質を知るためには、このよりの定義、式および表示が振動数には無関係であるとあり。この仮定と灰色の仮定という。

灰色の仮定を用いると（気体の）小さく射吸収率 α_g と小さく射放射率 ϵ_g の両者が常に等しくなることは注意すべきことである。

$$\alpha_g = \epsilon_g$$

以下の解析においては灰色の仮定を用い、添字の g を全部省略する。

§ 2.3 一次元ふく射の基礎方程式

2.3.1 熱流束

一次元のふく射を考える場合に座標を y とし 2.2 図のようにとると、一次元ふく射熱流束を求めるにはふく射エネルギー伝達式 (2.15) 式を次の境界条件の下に解き、ふく射強さ $I(T)$ を求め、(2.4) 式および (2.5) 式から熱流束を求めればよい。

境界条件としては次のようものを使用する。

$$T=0 \quad (y=0) : I = I^+(0) \quad \dots (2.16)$$

$$T=T_0 \quad (y=l) : I = -I^-(T_0) \quad \dots (2.17)$$

但し、この境界条件には壁が放射する黒体ふく射エネルギーと、壁に入射した後反射されたふく射エネルギーの両方を含めた、壁の影響が加わったものである。これについては次節において詳述する。

(2.15) 式は一階線型微分方程式であるので簡単に解け、ふく射強さ I は次のようになる。

ここで、 $+$ は $\tau = \tau$ の平面を n の方向へ通過する
 ぶく射を示し、 $-$ は逆方向のものを示す。

$$\left\{ \begin{array}{l} I^+(\tau, s) = \int_0^{\tau} B(t) \exp\left(\frac{-(\tau-t)}{s}\right) \frac{dt}{s} + I^+(0) \exp\left(\frac{\tau}{s}\right) \\ \qquad \qquad \qquad (-1 \leq s \leq 0) \quad \dots (2.18) \\ I^-(\tau, s) = \int_{\tau}^{\tau_0} B(t) \exp\left(\frac{-(t-\tau)}{s}\right) \frac{dt}{s} + I^-(0) \exp\left(\frac{\tau-\tau_0}{s}\right) \\ \qquad \qquad \qquad (0 \leq s \leq 1) \quad \dots (2.19) \end{array} \right.$$

(2.18)式および(2.19)式を(2.4)式および(2.5)式に入
 れるとよって一次元ぶく射熱流束が求まる。

$$\begin{aligned} q_{R}^{+} &= 2\pi \int_0^1 I^{+} \cdot s \, ds \\ &= 2\pi \left[\int_0^{\tau} B(t) E_2(\tau-t) \, dt + I^{+}(0) E_3(\tau) \right] \quad \dots (2.20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_{R}^{-} &= 2\pi \int_0^1 I^{-} \cdot s \, ds \\ &= 2\pi \left[\int_{\tau}^{\tau_0} B(t) E_2(t-\tau) \, dt + I^{-}(0) E_3(\tau_0-\tau) \right] \quad \dots (2.21) \end{aligned}$$

(2.20)式および(2.21)式の各項の物理的の意味は(2.20)
 式の右辺の第1項は(0~ τ)の気体層からのぶく

射による上方に向かう熱流束を示している。

第2項は $\tau=0$ の壁からのふく射による熱流束を示す。

(2.21)式の右辺の第1項は ($\tau \sim \tau_0$) の間にある気体の層からのふく射による、下方に向かう熱流束を示し、第2項は $\tau=\tau_0$ の壁からのふく射による下方に向かう熱流束を示している。

各項にある $E_2(t)$ または $E_3(t)$ は減衰係数を示すものであり、次式で与えられる。

$$E_n(t) = \int_0^1 s^{n-2} e^{-\frac{t}{s}} ds \quad \dots (2.22)$$

$$s = \cos \theta$$

実熱流束は (2.6)式を使用し

$$q_R = 2\pi \left[\int_0^{\tau} B(t) E_2(\tau-t) dt - \int_{\tau}^{\tau_0} B(t) E_2(t-\tau) dt + I^+(0) E_3(\tau) - I^-(\tau_0) E_3(\tau_0-\tau) \right] \quad \dots (2.23)$$

2.3.2 壁の影響

壁の影響について考える場合には、図2.2の座標において、壁の温度、壁のふく射率と下の壁 ($T=0$)、および上の壁 ($T=T_0$) においてそれぞれ $T_0, \epsilon_0, T_1, \epsilon_1$ とし、ふく射強さ $I^+(0), I^-(0)$ 、壁の黒体ふく射強さを $B(0), B(T_0)$ 、入射ふく射強さを $H(0), H(T_0)$ とする。また、壁は灰色であるとある。この場合には上下の壁のふく射強さに関して2は次の式が成立する。

$$B(0) = \frac{\sigma}{\pi} T_0^4 \quad \dots (2.24)$$

$$B(T_0) = \frac{\sigma}{\pi} T_1^4 \quad \dots (2.25)$$

$$H(0) = \int_0^{T_0} B(t) \exp\left\{-\frac{(T-t)}{S}\right\} \frac{dt}{S} + I^-(T_0) \exp\left(\frac{T-T_0}{S}\right) \quad \dots (2.26)$$

$$H(T_0) = \int_0^{T_0} B(t) \exp\left\{-\frac{(t-T)}{S}\right\} \frac{dt}{S} + I^+(0) \exp\left(\frac{T}{S}\right) \quad \dots (2.27)$$

$$I^+(0) = \epsilon_0 B(0) + (1-\epsilon_0) H(0) \quad \dots (2.28)$$

$$I^-(T_0) = \epsilon_1 B(T_0) + (1-\epsilon_1) H(0) \quad \dots (2.29)$$

壁からの熱流束を求めるときは次式を使用する。

$$(q_R)_0 = 2\pi \int_0^1 I^+(t_0) s \cdot ds \quad \dots (2.30)$$

$$(q_R)_{T_0} = 2\pi \int_0^1 I^-(t_0) s \cdot ds \quad \dots (2.31)$$

(2.24)式 ~ (2.31)式 により

$$(q_R)_0 = \epsilon_0 q_B(T_0) + (1-\epsilon_0) \left[2\pi \int_0^{T_0} B(t) E_2(t) dt + 2(q_R)_{T_0} E_3(T_0) \right] \quad \dots (2.32)$$

$$(q_R)_{T_0} = \epsilon_1 q_B(T_1) + (1-\epsilon_1) \left[2\pi \int_0^{T_0} B(t) E_2(T_0-t) dt + 2(q_R)_0 E_3(T_0) \right] \quad \dots (2.33)$$

但し

$q_B(T_0), q_B(T_1)$: 壁自身の黒体放射熱流束

$(q_R)_0, (q_R)_{T_0}$: 壁自身の黒体放射と入射放射

放射と反射した放射も含んだ

壁からの放射熱流束である。

また、 $(q_R)_0$ および $(q_R)_{T_0}$ は壁自身の放射した放射が無限回上下の壁で反射されたためも含んだ熱流束である。

(2.32)式, (2.33)式より $(q_R)_0$ および $(q_R)_{T_0}$ を求めると

$$(q_R)_{T_0} = \frac{1}{1 - 4r_0r_1 E_3(T_0)} \cdot \left[\epsilon_1 q_B(T_1) + 2\pi r_1 \int_0^{T_0} B(t) E_2(T_0 - t) dt \right. \\ \left. + 2r_1 E_3(T_0) \left\{ \epsilon_0 q_B(T_0) + 2\pi r_0 \int_0^{T_0} B(t) E_2(t) dt \right\} \right] \dots (2.34)$$

$$(q_R)_0 = \frac{1}{1 - 4r_0r_1 E_3(T_0)} \cdot \left[\epsilon_0 q_B(T_0) + 2\pi r_0 \int_0^{T_0} B(t) E_2(t) dt \right. \\ \left. + 2r_0 E_3(T_0) \left\{ \epsilon_1 q_B(T_1) + 2\pi r_1 \int_0^{T_0} B(t) E_2(T_0 - t) dt \right\} \right] \dots (2.35)$$

但し、 r_0, r_1 : 各々の壁の反射率であり、放射率とは次の関係がある。

$$r_0 = 1 - \epsilon_0$$

$$r_1 = 1 - \epsilon_1$$

§ 2.4 伝熱量 (壁が黒体の場合)

これを z に考察して来たような二枚の平行な平板の境界のあるような一次元の放射問題においては、熱流束 q_R が壁からの距離 z , 即ち z の関数とはならず、気体の層の厚さ T_0 が決まると一定の値になる。

熱流束 q_R を $z=0$ の z で求める。但し、 $z=0$ は両方の壁は黒体、即ち $\epsilon_0 = \epsilon_1 = 1$ の場合について考える。(2.23)式, (2.24)式および (2.25)式より

$$q_R = 2\pi \left[-\int_0^{T_0} B(t) E_2(t) dt + I^+(0) E_3(0) - I^-(T_0) E_3(T_0) \right] \quad \dots (2.36)$$

$$\text{但し, } I^+(0) = \frac{\sigma}{\pi} T_0^4$$

$$I^-(T_0) = \frac{\sigma}{\pi} T_1^4$$

熱流束を次に定義ある無次元変数 $Q(T_0)$, $\psi(t)$ を使って表わす。

$$Q(T_0) = \frac{-q_R}{\sigma(T_1^4 - T_0^4)} \quad \dots (2.37)$$

$$\varphi(t) = \frac{\pi B(t) - \sigma T_0^4}{\sigma(T_1^4 - T_0^4)} \quad \dots (2.38)$$

(2.36)式, (2.37)式および(2.38)式により

$$Q(T_0) = 2 \int_0^{T_0} \varphi(t) E_2(t) dt + 2 E_3(T_0) \quad \dots (2.39)$$

(2.38)式および(2.39)式は Usiskin と Sparrow によって計算された数値計算されている。その結果を Fig. 2.4 図および Fig. 2.5 図の実線を示す。

Fig. 2.4 図より, $T_0 = \infty$ である流体 (一般の気体等) ではよく知られている熱伝達のみを考えた場合、両方の壁のところで温度分布に slip が起きることが示されている。これは熱伝導を無視したために起るものである。

また, Fig. 2.5 図において, 光学的厚さ τ_0 の流体への伝熱量の变化状態が示されている。一般の気体では吸収係数が小さいために光学的厚さ $T_0 \sim 10$ 近くまですることは非常に困難で, そのためには物理的厚さ l を大きくしなければならぬ。

§2.5 光学的厚さの厚い場合の近似 (Diffusion 近似)

光学的厚さの厚い場合 ($\tau_0 \gg 1$) には拡散過程 (diffusion process) と相似の形で近似可能であることがよく知られている。これを Rosseland 近似とも呼び、気体の分子の拡散により熱が伝えられると同様の考え方で、よく射エネルギーが光子 (Photon) の拡散によって伝えられると考える。

この場合の熱流束は次式のようによく射エネルギーの勾配によって決まる。

$$\begin{aligned} q_R &= -\frac{4}{3\kappa} \cdot \frac{dE_R}{dy} \\ &= -\frac{4}{3} \cdot \frac{dE_R}{dT} \quad \dots (2.40) \end{aligned}$$

但し、 E_R : よく射エネルギー ($\propto T^4$)

(2.40)式と使用して、前節の一次元のよく射熱流束を考えると

$$q_R = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\sigma(T_1^4 - T_0^4)}{T_0} \quad \dots (2.41)$$

但し、二の場合の境界の壁は黒体であるとす。

(2.45)式と T で一度微分する。

$$\begin{aligned} -\frac{dq_R}{dT} &= 2\pi \left[I^+(0) + I^-(T_0) - 2B(T) \right] \\ &= 2\sigma \left[T_0^4 + T_1^4 - 2T^4 \right] \quad \dots (2.46) \end{aligned}$$

(2.46)式は流線の微小体積のエネルギーの出入を示すものである。

右辺の括弧の中の第1項と第2項は上下の壁から微小体積へ入るふく射によるエネルギーであるが全然減衰されてはいない。

第3項は微小体積の気体自身自身が放射するエネルギーを示す。

一次元問題の場合 $q_{BR} = \text{一定}$ ($\frac{dq_R}{dT} = 0$) であるので (2.46) 式より

$$T^4 = \frac{T_1^4 + T_0^4}{2} \quad \dots (2.47)$$

従って、無次元のふく射エネルギー式 (2.38) 式より

$$\varphi(t) = \frac{1}{2} \quad \dots (2.48)$$

無次元変数で(2.41)式を書き直すと

$$Q(\tau_0) = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{\tau_0} \quad \dots (2.42)$$

その結果をFig 2.5図中に示す。

Fig 2.5図からわかるように、 $\tau_0 = 1$ に示した近似方法は、光学的厚さが $\tau_0 \geq 10$ ぐらいとすれば近似できると言える。

§2.6 光学的厚さの薄い場合の近似

光学的厚さの薄い場合 ($\tau_0 \ll 1$) 場合には熱流束を表わす式の中に出現する指数関数積分を展開して次のような近似式を使用する。

$$E_2(\tau) = 1 + O(\tau) \quad \dots (2.43)$$

$$E_3(\tau) = \frac{1}{2} - \tau + O(\tau^2) \quad \dots (2.44)$$

(2.43)式と(2.44)式を(2.33)式に代入すると

$$q_R = 2\pi \left[\int_0^{\tau} B(t) dt - \int_{\tau}^{\tau_0} B(t) dt + I^+(0) \cdot \left(\frac{1}{2} - \tau\right) - I^-(\tau_0) \left(\frac{1}{2} - \tau_0 + \tau\right) \right] \quad \dots (2.45)$$

§2.7 一次元ふく射において光学的厚さの金領域に適用出来る近似式

§2.5, §2.6, において光学的厚さが厚い場合と薄い場合についての近似法について述べた。

これらの結果を示した図2.15図からわかることとく、これより光学的厚さ τ_0 の金領域に適用出来る簡単な式は次節で示す Radiation slip の場合が最も示された以外はない。

本報では、一次元ふく射問題の場合の熱流束を求め、 τ_0 の金領域でかなり高い精度で適用出来る近似式を求めた。

ふく射エネルギーの無次元表示 $\varphi(t)$ をあらわす図2.4図において $\tau_0 = \infty$ の場合には

$$\varphi(t) = \frac{t}{\tau_0} \quad \dots (2.51)$$

この式を伝熱量の無次元表示 (2.39) 式に代入する。

$$\begin{aligned} Q(\tau_0) &= 2E_3(\tau_0) + 2 \int_0^{\tau_0} \frac{t}{\tau_0} E_2(t) dt \\ &= \frac{2}{3\tau_0} [1 - 3E_4(\tau_0)] \quad \dots (2.52) \end{aligned}$$

これは、図 2.4 図において $T_0 = 0$ の状態での入射エネルギーを示している。

伝熱量は (2.39) 式, (2.43) 式, (2.44) 式 および (2.48) 式
を用いて

$$Q(T_0) = \frac{1}{2} + E_3(T_0) \quad \dots (2.49)$$

$$\approx 1 - T_0 \quad \dots (2.50)$$

(2.49) 式 および (2.50) 式 は図 2.5 図 に示される。

図 2.5 図 からわかるように、 $T_0 < 10^{-1}$ の近似値と与えらるる伝熱量は $T_0 < 10^{-1}$ の近似値と与えらるるが、 T_0 が大きくなると、この近似が悪くなる。

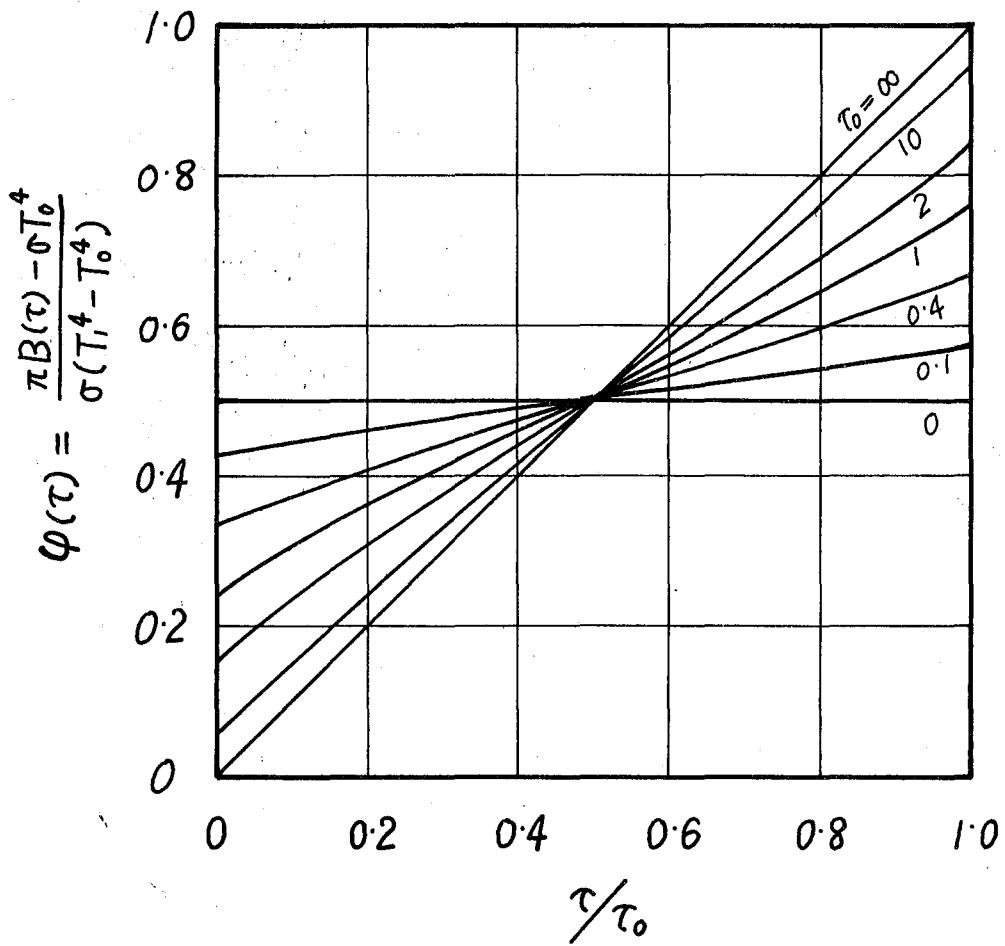
(2.52) 式の結果は Fig. 2.5 図中に破線が示されているように金領域においとかかりやすい精度で用いることが出来るが $\tau_0 > 5$ では光学的厚さが厚い場合の近似 (2.42) 式の方が精度が良い。

§ 4.8 壁の $\epsilon = 3$ の温度 slip と考えた場合の近似 (Radiation slip)

R. Deissler, R. Probstein および R. Greif 等が最近、よく射のみを考えた場合には壁の $\epsilon = 3$ の温度分布に slip が起きるので、壁からけられる領域では光学的に厚い場合の近似 (diffusion process) を使用して、壁の $\epsilon = 3$ の時温度 slip はあるが熱流束が連続であるという条件を使用して伝熱量を表わす簡単な式を求めた。

式の導びき方は、ほん雑になるのど省略し結果のみと引用ある。次式が示される。

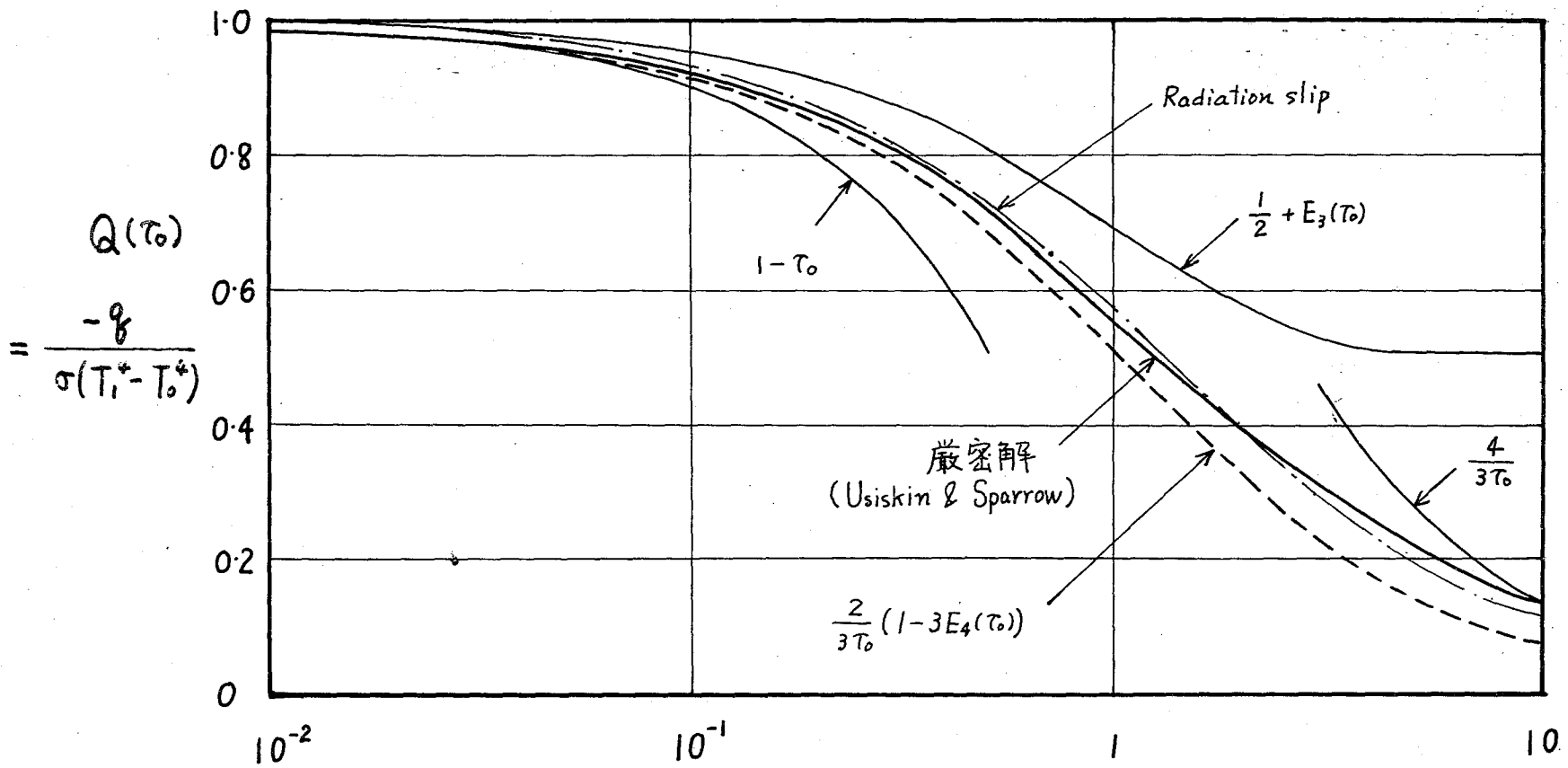
$$Q(\tau_0) = \frac{1}{1 + \frac{4}{3}\tau_0} \quad \dots (2.53)$$



無次元放射エネルギー (黒体平行平板)

R. Viskanta & R.J. Grosh

図 2.4



光学的厚さ τ_0

一次元実小く射伝熱量

才 2.5 図

この結果を Fig. 2.5 図に一点鎖線で示す。

これを ϵ に示した ϵ_{11} ϵ_{12} の近似式の中で一番よい近似を与える ϵ_{11} である。

§ 2.9 吸収係数

前節までの解析に使用して来たよく射吸収係数は一般には振動数と温度の複雑な関数である。

しかし、 ϵ_{11} は流体(気体)と灰色と考へ流体層の温度が一定であるとした場合の平均吸収係数を求める。

これを ϵ_{11} に、気体の放射率 ϵ_{11} は吸収率に等しい実験データはあるが、吸収係数に關してはほとんどない。

最近 R. D. Cess が H. C. Hottel の CO_2 , H_2O の放射率の実験データより外挿して一気圧 (absolute) の場合の吸収係数と温度の関数として求めた。

しかし、圧力が 1 気圧以外のデータはないので、

== 2'は H.C. Hottel の放射率の実験データより 4 気
 圧, 7 気圧の吸収係数を求めた結果を示す。

放射率から吸収係数を求めるとは次に示すよう
 な方法によって行なう。

光学的厚さ τ_0 の気体から一方の境界面に放射 (入射) する熱流束は (2.36) 式の右辺の第 1 項で示
 す小きものである。

$$q_g = 2\pi \int_0^{\tau_0} B(t) E_L(t) dt \quad \dots (2.54)$$

等温 (温度 T_g) の気体層 (物理的厚さ L) の放射
 率を ϵ_g とおくと

$$q_g = \epsilon_g \sigma T_g^4 \quad \dots (2.55)$$

(2.54) 式の $B(t)$ に気体が等温であると仮定を用
 いると

$$B(t) = \frac{\sigma}{\pi} T_g^4 \quad \dots (2.56)$$

(2.55) 式および (2.56) 式により

$$\begin{aligned}\epsilon_g &= 2 \int_0^{T_0} E_2(t) dt \\ &= 1 - 2E_3(T_0) \quad \dots (2.57)\end{aligned}$$

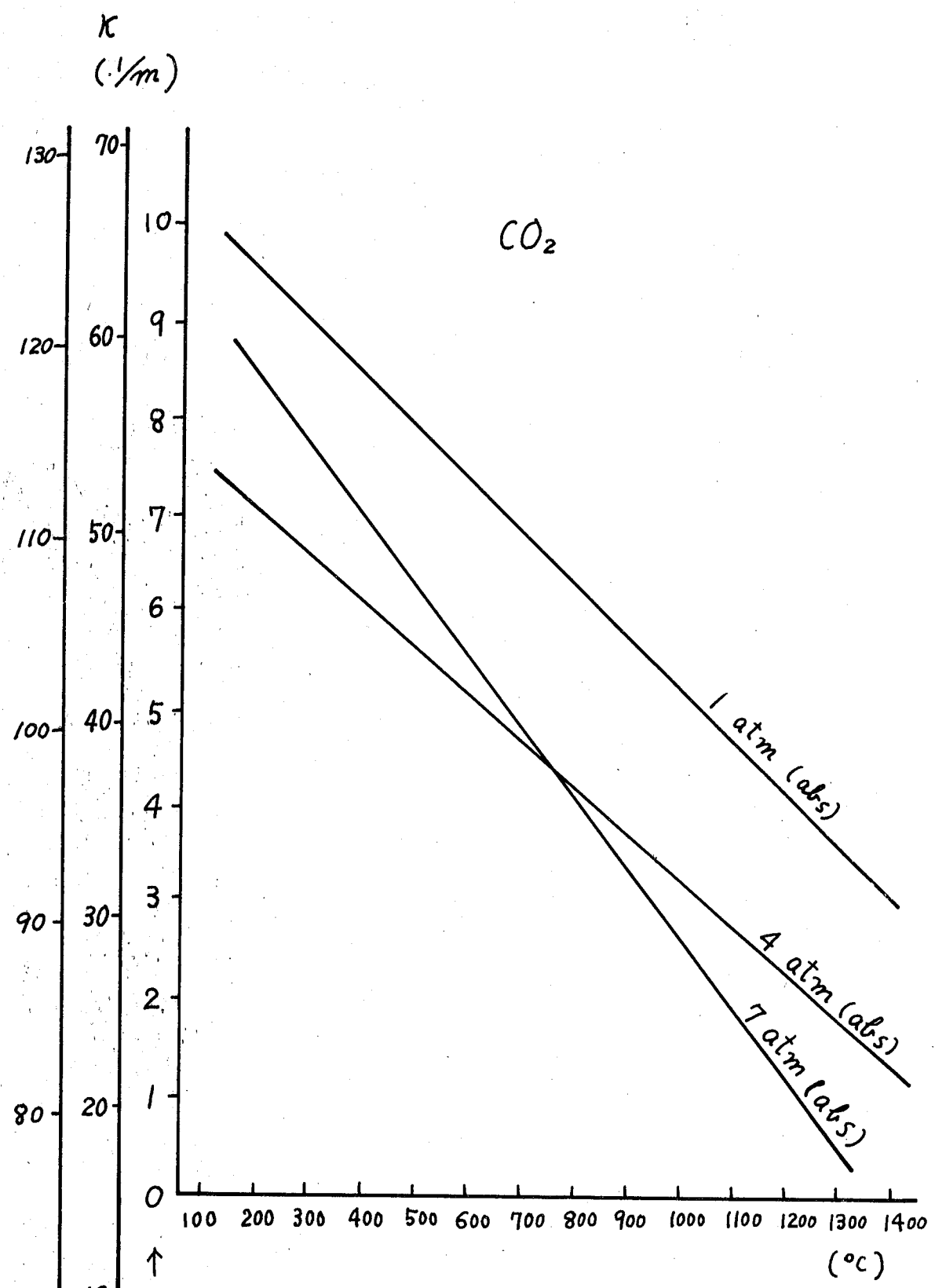
(2.56)式は ϵ_g と T_0 の関係は、即ち ϵ_g と κ の関係を示すものである。(2.57)式より、 ϵ_g を用いて κ を求めると ϵ_g が気体層の厚さ L によって変化するたため、 κ も気体層の厚さによって変化する。

しかし、実際には κ は気体の状態(温度, 圧力)により固有のものである。

気体層が薄いという仮定の κ とは(2.44)式を(2.57)式に使用して $L \rightarrow 0$ の場合の κ を求めるとこれは状態のみで決まる κ となる。

$$\kappa = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_g}{L} \right)_{L \rightarrow 0} \quad \dots (2.58)$$

(2.58)式によって求めらる値(CO_2)が表2.6例に示してある。



70 10
↑ ↑ 1 atm
7 atm 4 atm

吸收係數 κ (CO_2)

才 2.6 圖

§ 2.10 結 言

(1) この章では、よく射熱伝達に必要な用語を説明し、および解析に必要な仮定、基礎方程式を導き、簡単に使用出来るようにした。

(2) 一次元よく射問題において、二例で示された、光学的厚さの薄い場合、厚い場合の伝熱量の近似の結果および本報で求めた T_0 の全領域にかなりよい精度で使用出来る近似結果を示し比較した。Radiation slipの結果が割合よい結果と与えていたが、 $\mu = 4$ は光学的厚さの厚い場合から導出したもので、薄い場合に適用してもよい根拠はない。

(3) 炭酸ガス CO_2 の吸収係数を圧力の異なる場合について温度の関数として求めた。

第3章 ふく射と他の伝熱機構が共存する 場合の熱伝達の分類

§3.1 緒言

第2章において熱伝達にはふく射のみが寄与する場合にはついで述べた。しかし、実際問題においてふく射以外の他の伝熱機構（対流、熱伝導）もかならず存在している。温度の低い場合にはふく射熱伝達はあまり重要ではなく、伝導および対流熱伝達が重要であり、これらについてはこれまで多くの研究がなされてきた。

しかし、取り扱う温度が高くなるにつれて、ふく射熱伝達を考慮する必要があると必要となってくる。その場合にはどのようになるときに考慮に入れなければならないかを知ることは大切である。この章においてはエネルギー方程式の中にふく射エネルギーの項を加えて、円板周りの二次元流れを考え、運動方程式に境界層近似を行なう場合に、各項の大きさを調べる方法と同一方法を用いて、11.3.11の場合について

エネルギー方程式の各項の大きさと比較した。

その結果, Pr 数が 1 の場合において, Reynolds 数, および 小く射係数 (伝導と小く射エネルギーの比) の大きさによって考慮すべき項を決めることが出来た。

§ 3.2 解析

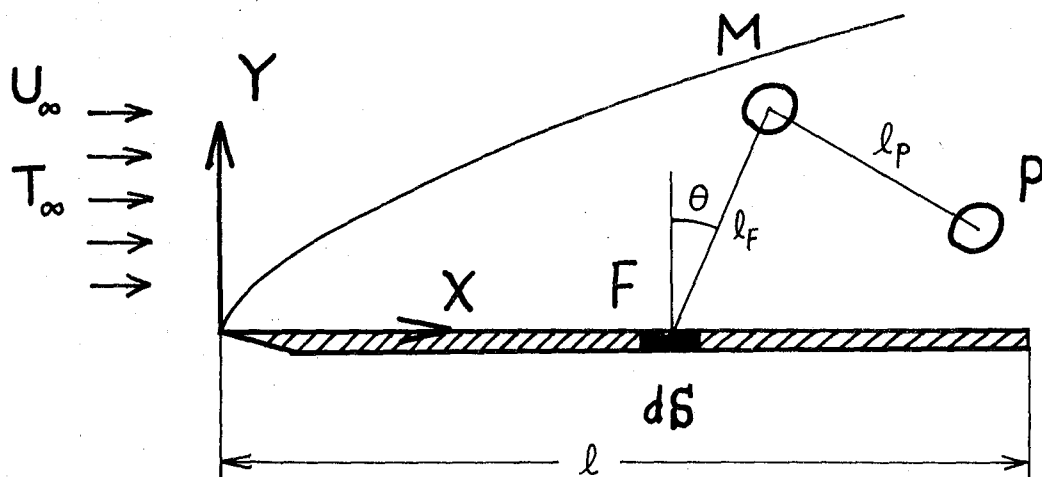


図 3.1

座標は図 3.1 のようにとる。流れは定常, 二次元 (但し, 小く射のみは三次元的に考えねばならぬことがある。), 流体は非圧縮性, 又物性値は一定であると考える。

平板周りの流れと考えた場合には、M点にある微小体積におけるエネルギー方程式は

$$\rho c_p \left(U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) - \text{div } q_R \quad \dots (3.1)$$

但し ρ は流体の密度、 c_p は流体の比熱、 λ は流体の熱伝導率、 q_R は Ω 射に対する熱流束、又 U, V はそれぞれ X, Y 方向の速度を示す。

$\text{div } q_R$ は微小体積からの Ω 射熱流束が次式で表わされる。

$$-\text{div } q_R = k \int_V G_{VV}(M \cdot P) I(P) dV_P + k \int_S G_{VS}(M \cdot F) E_c(s) ds_P - I(M) \quad \dots (3.2)$$

$$\text{但し、} \quad I = 4k\sigma T^4 \quad \dots (3.3)$$

$$E_c = \epsilon_s \sigma T^4 \quad \dots (3.4)$$

$$G_{VV}(M \cdot P) = \frac{e^{-k l_P}}{4\pi l_P^2} \quad \dots (3.5)$$

$$G_{VS}(M \cdot F) = \frac{e^{-k l_S} \cos \theta}{\pi l_S^2} \quad \dots (3.6)$$

I はその点の気体の Ω 射強さ、 E_c は平板表面の Ω 射強さ、 ϵ_s は平板表面の放射率、

$G_{VV}(M, P)$ は P 点にある気体からのふく射が M 点に達するまでに減衰される程度を表わす減衰係数,

$G_{VS}(M, F)$ は 固体表面 F 点からのふく射が M 点に達するまでに減衰される程度を表わす減衰係数である。

==2'', 次の無次元数を導入する。

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{U}{U_\infty}, & v &= \frac{V}{U_\infty}, & \theta &= \frac{T}{T_\infty}, & \tau_0 &= \kappa l \\ x &= \frac{\kappa X}{\tau_0}, & y &= \frac{\kappa Y}{\tau_0}, & \tilde{q}_R &= \frac{q_R}{4\kappa\sigma T_\infty^4} \\ \varepsilon &= \frac{\lambda\kappa}{4\sigma T_\infty^3 \tau_0^2}, & Pr &= \frac{Mc_p}{\lambda}, & Re &= \frac{U_\infty l}{\nu} \end{aligned} \right\} \dots (3.7)$$

(3.7) の無次元数を使って (3.1) のエネルギー方程式を書きなおすと次の如くなる。

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Pr \cdot Re} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{Pr \cdot Re} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{div} \tilde{q}_R \dots (3.8)$$

(3.8) 式の各項の大きさを比較して、どの項が支配的であるかをしらべる。その際には、運動方程式において境界層近似を行なう場合と同様に、各変数を次の大きさのものであると考える。

$$\left. \begin{array}{l} x \sim 1, \quad u \sim 1, \quad \theta \sim 1 \\ y \sim \delta, \quad v \sim \delta, \quad \tilde{q}_R \sim 1 \end{array} \right\} \dots (3.9)$$

§ 3.3 分類

運動方程式は Reynolds 数が非常に小さい場合には Stokes および Oseen に 의해解かれている。又、Reynolds 数が十分に大きい場合には境界層近似を用いて解かれている。それらに対応する Reynolds 数の場合について考えた。ここでは Pr 数は 1 としといる。(3.7) の無次元数の中で ε とは次のような物理的意味を含んでいることと各項の比較のときに考えてみることは重要である。

$$\varepsilon = \frac{\text{微小体積の熱伝導エネルギー}}{\text{微小体積の放射および射エネルギー}} \dots (3.10)$$

3.3.1 $Re \sim \delta$ ($Pr = 1$)

i) $\varepsilon \geq \delta$ なる場合

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{Re} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{div} \tilde{q}_R \dots (3.11)$$

$$1 \cdot 1 \quad \delta \cdot \delta^{-1} \quad \delta^{-1} \quad 1 \quad \delta^{-2} \quad \delta^{-1} \quad \delta^{-1} \quad 1$$

$$\therefore \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = 0 \quad \dots (3.12)$$

これは流速が低くて, $T_0 \ll 1$ 又は温度 T_∞ が低い場合に相当する。よ、射の影響は小さく, 熱伝導のみを考慮すればよい。

ii) $\varepsilon \sim \delta^2$ なる場合

(3.11)式と同様な考察を行ない。

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{div} \tilde{q}_R \quad \dots (3.13)$$

これは T_0 がかなり大きな場合か, 温度 T_∞ が高い場合に相当する。熱伝導とよ、射が共存する場と考えるければならない。

iii) $\varepsilon \sim \delta^3$ なる場合

$$\operatorname{div} \tilde{q}_R = 0 \quad \dots (3.14)$$

これは $T_0 \gg 1$ なる場合, か温度 T_∞ が非常に高くなった場合に相当する。しかし, 気体においては物理的長さ δ が相当大まくなるためと $T_0 \gg 1$ はあつかしいので, 後者の場合と考えるのが妥当である。

3.3.2 $Re \sim \delta^{-2}$ ($Pr = 1$)

i) $\varepsilon \geq \delta$ なる場合

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad \dots (3.15)$$

これは、流速が相当大きく、 $To \ll 1$ 又は温度 T_∞ が低い場合に相当する。対流と伝導を考慮する場合で、これより、いろいろの場合が解かれている。

ii) $\varepsilon \sim \delta^2$ なる場合

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{div} \tilde{q}_R \right] \quad \dots (3.16)$$

これは、(i)の場合より To が大きい、又は温度 T_∞ が上昇した場合に相当する。伝導、対流および放射の三つの伝熱機構が共存する、一番複雑な場合である。

iii) $\varepsilon \sim \delta^3$ なる場合

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = - \frac{1}{Re} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{div} \tilde{q}_R \quad \dots (3.17)$$

これは、流速が速く、又 $To \gg 1$ なる場合か、温度が非常に高い場合に相当する。しかし、気体では $To \gg 1$

となることはむかしの通り、後者の場合には相当する
ことが多い。対流とふく射が共存する場合で
ある。以上の結果をまとめてオ3.1表に示す。

$$Pr = 1$$

Re の大きさ	ε の大きさ	方程式	状態
$\sim \delta$	$\geq \delta$	$\frac{d^2\theta}{dy^2} = 0$	$\tau_0 \ll 1$
	$\sim \delta^2$	$\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \text{div} \tilde{q}_R$	
	$\sim \delta^3$	$\text{div} \tilde{q}_R = 0$	$\tau_0 \gg 1$ 又は 非常に温度が高い
$\sim \delta^{-2}$	$\geq \delta$	$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Re} \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}$	$\tau_0 \ll 1$
	$\sim \delta^2$	$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{1}{\varepsilon} \text{div} \tilde{q}_R \right]$	
	$\sim \delta^3$	$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = -\frac{1}{Re} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \text{div} \tilde{q}_R$	$\tau_0 \gg 1$ 又は 非常に温度が高い

分類表

才 3.1 表

第4章 かく射と伝導の共存する場合 の熱伝達 (Couette 流について)

§4.1 緒言

かく射と他の伝熱機構が共存している場合の熱伝達については前章の分類に示されるところごとく、先ず第1段階として、かく射と熱伝導の共存している場合が考えられるので、本章ではこの場合を論ずることとする。

このような場合の例として、静止したかく射流体層、または流れの場合が Couette 流となり、この場合が考えられる。前者と後者は逸散エネルギーの項を省略したときエネルギー方程式は同じものとなるが、実際問題としては前者の場合にはかく射が問題となるようなときには自然対流が起すので主流のある Couette 流の場合を考えることとする。

これまでに、理論解析においては R.M. Couillard

C. M. Usiskin & E. M. Sparrow, P. Viskanta および
P. K. Konakov 等の解析がある。

前三者の解析は表現形式は異なるが、簡単な変換を行なうことにより、同一結果を求めることが出来る。P. K. Konakov は光学的厚さが厚い場合に有効な結果を示している。

W. Lick は基礎方程式中の積分項の核を指数関数で近似し境界層的考えを用いて、温度分布および伝熱量を求められているが、これも光学的厚さが厚い場合にしか有効な結果を与えていない。

また、最近 R. Greif が Couette 流れにおいて、W. Lick の用いた解析方法を用いて粘性による逸散項を考慮に入れ解析を行なう、伝熱量をいくつかの例について求められている。また、よく知られたことを考えた場合には壁のところで温度 slip があるとして求めた熱流束は、伝導のみの場合の熱流束と加えて伝熱量を求められているが、逸散項があるときは光学的厚さが薄いところでは精度が悪い。しかし、

逸散項があるときはかなり高い精度で厳密解と一致している。

以上のおのおのの結果はどれも物性値（熱伝導率、吸収係数）を温度によらずに変化しない一定値として計算を行なった結果と求められている。

本報では、熱伝導率および吸収係数の温度による変化を一次式で近似出来、すなわち逸散項が省略出来る場合として解析を行ない、光学的厚さ $T_0 = 0.6$ の場合には数値解を求め、物性値一定の場合の厳密解および近似解の結果と比較を行なった。

また、これまでに、物性値一定の場合に近似解として W. Lick の結果のみしかなく、これは光学的厚さ T_0 が厚い場合のしかよい結果と与えているので、エネルギー方程式中の入射を示す積分項の温度に一次近似として熱伝導のみをとる結果を使用し、指数関数積分 $E_2(\tau)$ を二次式で近似して温度分布を級数で示して求め、かなりよい近似

結果を求めた。

次に、これら求めた温度分布を使用して、 α 射と熱伝導が共存している場合の、伝熱量 Q を求め、三次元空間に、伝熱量 Q 、伝導と α 射のエネルギー比 ε 、および光学的厚さ τ_0 、の3変数 ε の軸にとり、伝熱量が ε と τ_0 によってどのように変化するかを曲面で図示した。

これより、いかなる場合に熱伝導のみを考慮すればよいか、また α 射のみを考慮すればよいかと $(\varepsilon - \tau_0)$ 平面上に示した。

α 射と熱伝導が共存する場合の理論解析については、前に示したごとく、これまでにいくつかの研究があるが、実験については皆無である。

本報では、Couette 流として外筒(低温)が静止し、内筒(高温)が回転している二重円筒間の流れの場で近似して実験を行ない、 α 射と熱伝導の共存する実験を行なった。

α 射流体としては燃焼および気体冷却炉等

に重要である CO_2 を使用した。

二重円筒間の温度分布をセトー管型熱電対で測定して、理論結果と非常によく一致していることを示した。

§4.2 理論解析

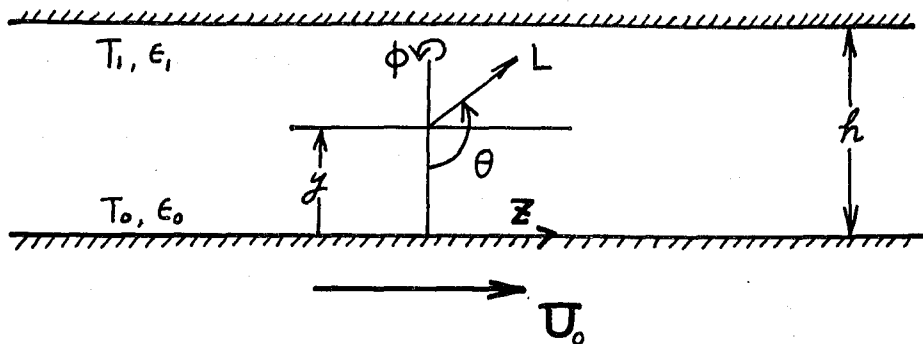


図 4.1

無限に広がっている 2 枚の平行平板間には (間隔 h) 全く射と吸収および放射のある流体がある場合を考える。下側の壁 ($y=0$) は速度 U_0 で動いているとする。そのときの層内の運動量およびエネルギー方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dy} \left(\mu \frac{du}{dy} \right) = 0 \quad \dots (4.1)$$

$$\frac{d}{dy} \left(-\lambda \frac{dT}{dy} + q_R \right) - \mu \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = 0 \quad \dots (4.2)$$

ここで、 q_R : 全く射による熱流束、を表わす式で与えられる。

$$q_R = 2 \int_0^T E_{bb} E_2(\tau-t) dt - 2 \int_T^{T_0} E_{bb} E_2(t-\tau) dt + 2 q_R(0) \cdot E_3(T) - 2 q_R(T_0) E_3(T_0-T) \quad \dots (4.3)$$

$q_{R(0)}, q_{R(T_0)}$: 壁の $\tau=0$ の δ 、 $\tau=T_0$ の δ に対する熱流束。

$$q_{R(0)} = \epsilon_0 \sigma T_0^4 + (1 - \epsilon_0) \left[2 \int_0^{T_0} E_{bb} E_2(t) dt + 2 q_{R(T_0)} E_3(T_0) \right] \quad \dots (4.4)$$

$$q_{R(T_0)} = \epsilon_1 \sigma T_1^4 + (1 - \epsilon_1) \left[2 \int_0^{T_0} E_{bb} E_2(T_0 - t) dt + 2 q_{R(0)} E_3(T_0) \right] \quad \dots (4.5)$$

境界条件

$$\left. \begin{array}{l} y = 0 \quad (\tau = 0) \quad : \quad T = T_0 \\ y = \delta \quad (\tau = T_0) \quad : \quad T = T_1 \end{array} \right\} \quad \dots (4.6)$$

但し, u : x 方向の速度成分,

T : 流体の温度,

T_1, T_0 : 上下のそれぞれの壁温,

ϵ_1, ϵ_0 : 上下のそれぞれの壁の放射率,

μ : 流体の粘性係数,

λ : 流体の熱伝導率,

κ : 流体の δ 、 τ 射吸収係数

E_{bb} : 黒体の δ 、 τ 射能

σ : Stefan-Boltzman 定数

τ : 光学的厚さであり, 次式で与えられる。

$$\tau = \int_0^y \kappa dy \quad \dots (4.7)$$

また、 $E_2(\tau)$ は指数関数積分で次式で与えられる。

$$E_n(\tau) = \int_0^1 s^{n-2} e^{-\frac{\tau}{s}} ds \quad \dots (4.8)$$

$$s = \cos \theta$$

θ, ϕ : 図中に示す角度。

(4.2)式において、流速があまり速くない場合には粘性による逸散項を省略する事が可能となる。

その場合には、(4.2)式には流れの場に関する項はなくなり、静止している流体における式と全く同一の式となる。従って、以後は(4.2)のエネルギー方程式のみを考えればよい。

4.2.1 物性値が一定の場合

物性値を一定とし、両方の壁は黒体であると
した場合のエネルギー方程式は (4.2) 式、および
(4.3) 式より

$$\lambda \frac{d^2 T}{dy^2} = \kappa \left[4E_{bb} - 2 \left\{ g_R(0) E_2(\tau) + g_R(\tau_0) E_2(\tau_0 - \tau) + \int_0^\tau E_{bb} E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' \right\} \right] \quad \dots (4.9)$$

$$\left. \begin{aligned} g_R(0) &= \sigma T_0^4 \\ g_R(\tau_0) &= \sigma T_1^4 \\ E_{bb} &= \sigma T^4 \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.10)$$

境界条件

$$\left. \begin{aligned} y=0 \quad (\tau=0) &: T = T_0 \\ y=h \quad (\tau=\tau_0) &: T = T_1 \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.11)$$

そこで、次に示す無次元数と導入する。

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \frac{T}{T_0}, \quad \theta_1 = \frac{T_1}{T_0}, \quad x = \frac{\tau}{\tau_0}, \quad t = \frac{\tau'}{\tau_0} \\ \beta(0) &= \frac{g_R(0)}{\sigma T_0^4}, \quad \beta(1) = \frac{g_R(\tau_0)}{\sigma T_0^4}, \quad \varepsilon = \frac{\lambda \kappa}{4\sigma T_0^3 \tau_0^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.12)$$

(4.12) の無次元数を使用して, (4.9) 式および (4.8) の境界条件を書きなおすと,

$$\varepsilon \frac{d^2\theta}{dx^2} = \theta^4 - \frac{\tau_0}{2} \left[\beta(0) E_2(\tau_0 x) + \beta(1) E_2(\tau_0(1-x)) + \int_0^1 \theta^4(t) E_1(\tau_0|x-t|) dt \right] \dots (4.13)$$

$$\text{但し, } \beta(0) = 1, \quad \beta(1) = \left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^4 \dots (4.14)$$

境界条件

$$\left. \begin{array}{l} x=0 : \theta=1 \\ x=1 : \theta=\frac{\tau_1}{\tau_0} \end{array} \right\} \dots (4.15)$$

数値計算を行う場合には, (4.13) 式の積分の項と部分積分した二次式を用いる。

$$\varepsilon \frac{d^2\theta}{dx^2} = 2 \left[\int_0^x E_2(\tau_0(x-t)) \theta^3 \theta' dt - \int_x^1 E_2(\tau_0(t-x)) \theta^3 \theta' dt \right] \dots (4.16)$$

但し, ' は t での微分を示す。

(4.16) 式と (4.15) の境界条件の t とに数値計算を行な

った。その結果を表 4.1 表および図 4.2 図, 表 4.

3 図にその一例を示す。

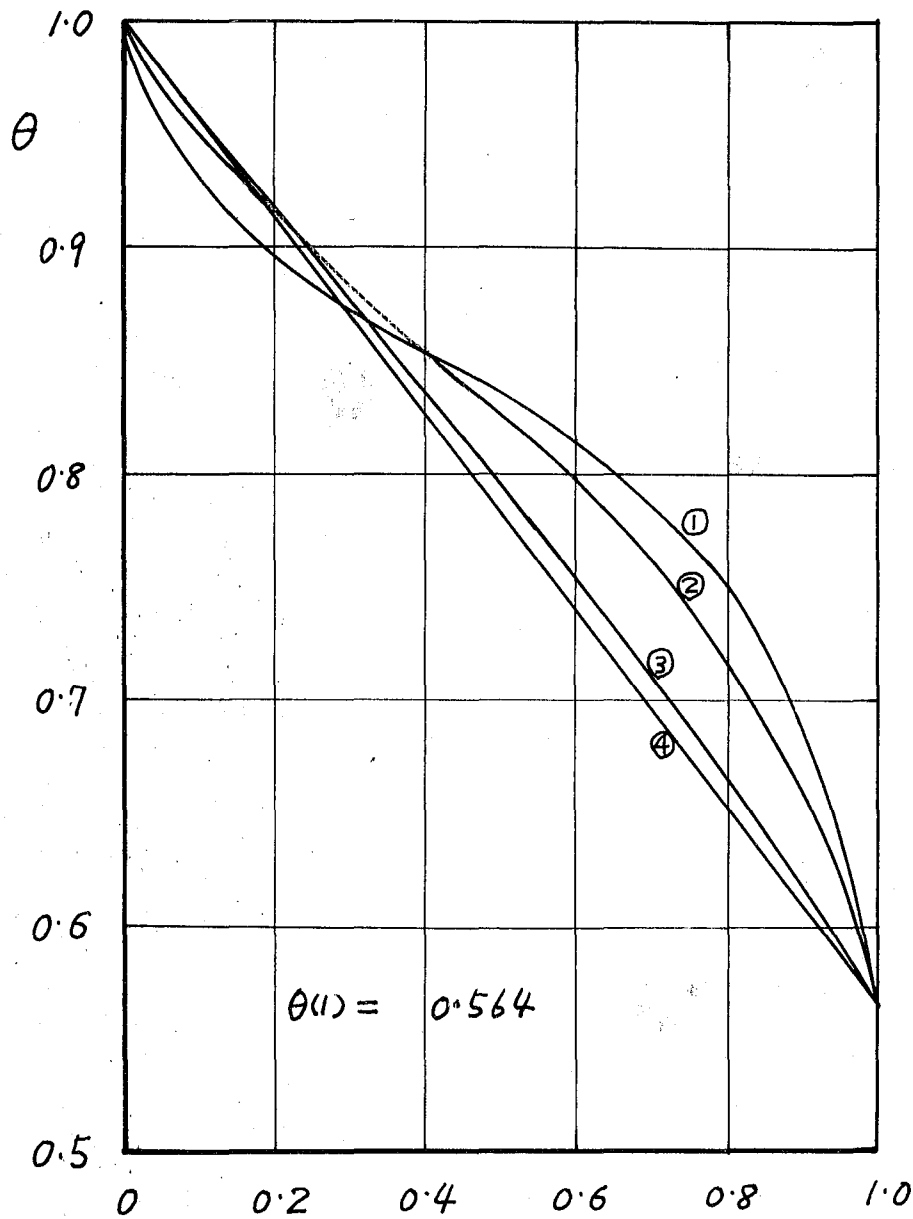
図4.2図において、光学的厚さが一定で、反射と伝導の比を小さくする程、反射の影響が現われて、伝導のみの場合の直線的な温度分布より変化していくことがよく表われている。

また、図4.3図においては、同じ場合には光学的厚さ τ_0 が大きくなる程、反射の影響が現われてきて、直線的な温度分布より変化してきている。

T_0	0.2		0.3		0.3		0.3		0.6	
ε	0.099		1.0		0.1		0.05		0.099	
$\theta(1)$	0.564		0.564		0.564		0.564		0.564	
x	θ	θ'	θ	θ'	θ	θ'	θ	θ'	θ	θ'
0	1.000	-0.439	1.000	-0.439	1.000	-0.788	1.000	-0.941	1.000	-0.597
0.2	0.914	-0.414	0.916	-0.397	0.912	-0.391	0.894	-0.294	0.915	-0.324
0.4	0.832	-0.413	0.836	-0.396	0.850	-0.257	0.852	-0.192	0.856	-0.284
0.6	0.748	-0.432	0.753	-0.421	0.798	-0.303	0.815	-0.205	0.794	-0.354
0.8	0.659	-0.458	0.663	-0.463	0.718	-0.544	0.749	-0.526	0.706	-0.548
1.0	0.564	-0.492	0.564	-0.514	0.564	-1.032	0.564	-1.439	0.564	-0.904

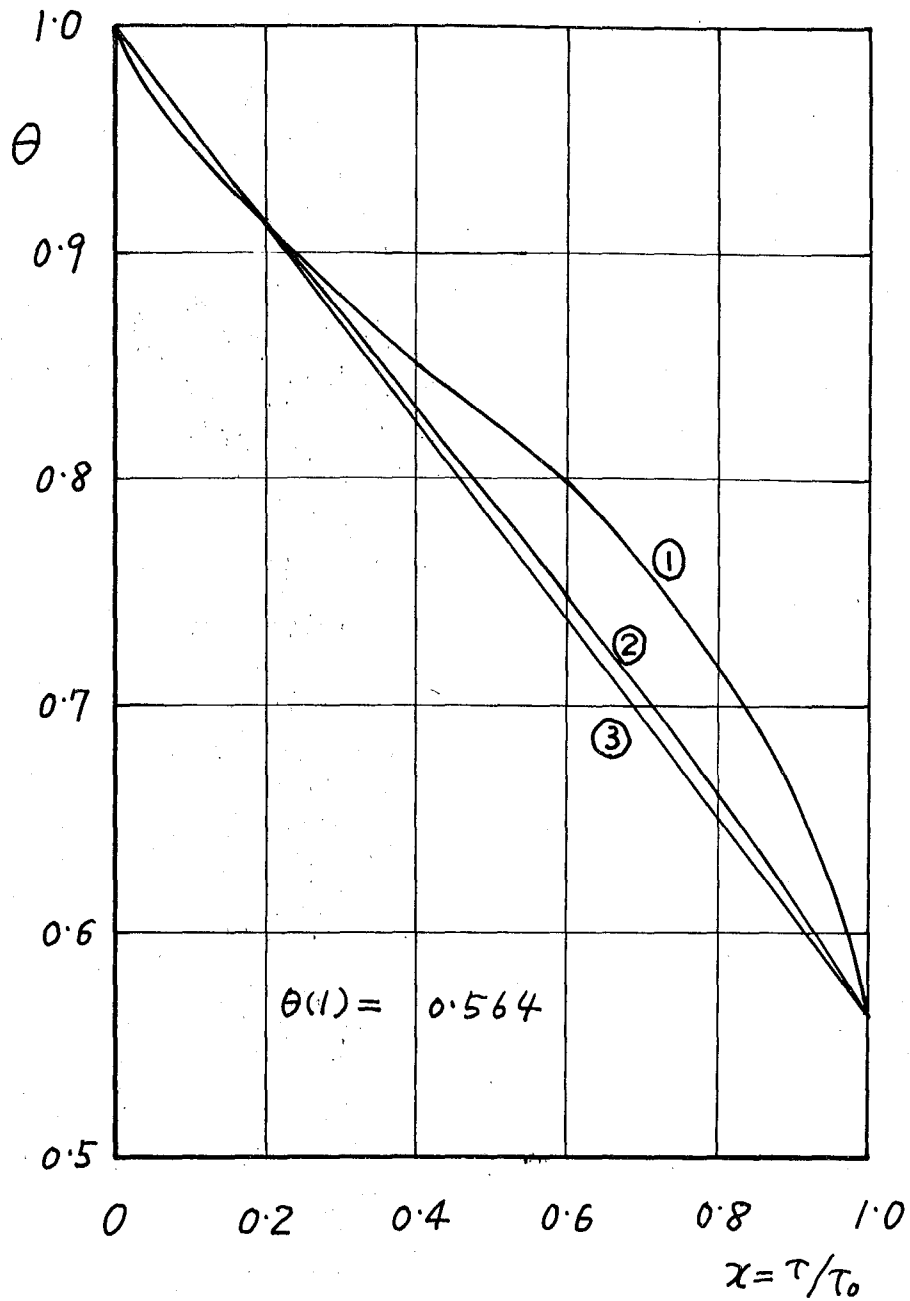
物性値一定の場合の温度分布

表 4.1



- ① $\varepsilon = 0.05$
 - ② $\varepsilon = 0.1$
 - ③ $\varepsilon = 1.0$
 - ④ $\varepsilon = \infty$
- } $\tau_0 = 0.3$
- 熱伝導のみ

温度分布
才4.2 図



- ① $\tau_0 = 0.6$
 - ② $\tau_0 = 0.2$
- } $\varepsilon = 0.099$

③ 熱伝導のみ 温度分布

才 4.3 図

4.2.2 物性値が温度によつて変化する場合

4.2.1 の場合と同様に、流速は遅いとして、逸散項は省略し、壁は黒体と仮定する。よく射による熱流束を表わす (4.3) 式を (4.2) 式に代入して整理すると

$$\frac{d}{dy} \left(\lambda \frac{dT}{dy} \right) = \kappa \left[4E_{bb} - 2 \left\{ g_R(0) E_2(\tau) + g_R(\tau_0) E_2(\tau_0 - \tau) + \int_0^{\tau} E_{bb}(\tau') E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' \right\} \right] \dots (4.18)$$

$$\left. \begin{aligned} g_R(0) &= \sigma T_0^4 \\ g_R(\tau_0) &= \sigma T_1^4 \\ E_{bb} &= \sigma T^4 \end{aligned} \right\} \dots (4.19)$$

境界条件

$$\left. \begin{aligned} y=0 (\tau=0) &: T=T_0 \\ y=h (\tau=\tau_0) &: T=T_1 \end{aligned} \right\} \dots (4.20)$$

物性値が変化する場合、(4.18) 式において右辺の積分の項に入、こゝに吸収係数の温度による変化は無視し、CO₂ の吸収係数は図 2.6 図からわかる通り温度による変化は点線を示し

た如く直線に近似する事が出来る。

また、 CO_2 の熱伝導率もオ4.4図に示す通り温度による変化を一次式に近似する事が出来る。

近似した各々の式を次のように表わす。

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_1 T \quad \dots (4.21)$$

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 T \quad \dots (4.22)$$

(4.21)式および(4.22)式により(4.18)式を無次元数で整理すると次の式となる。

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\left(\frac{\xi}{\tau_2}\right)}{1 + \left(\frac{\xi}{\tau_2} - 1\right)\theta} \cdot \frac{d}{dx} \left[\left\{ 1 + (\eta - 1)\theta \right\} \frac{d\theta}{dx} \right] \\ = \theta^4 - \frac{T_0}{2} \left[\beta(0) E_2(\tau_2 x) + \beta(1) E_2(\tau_2(1-x)) \right. \\ \left. + \int_0^1 \theta^4 E_1(\tau_2|x-t|) dt \right] \quad \dots (4.23) \end{aligned}$$

但し、

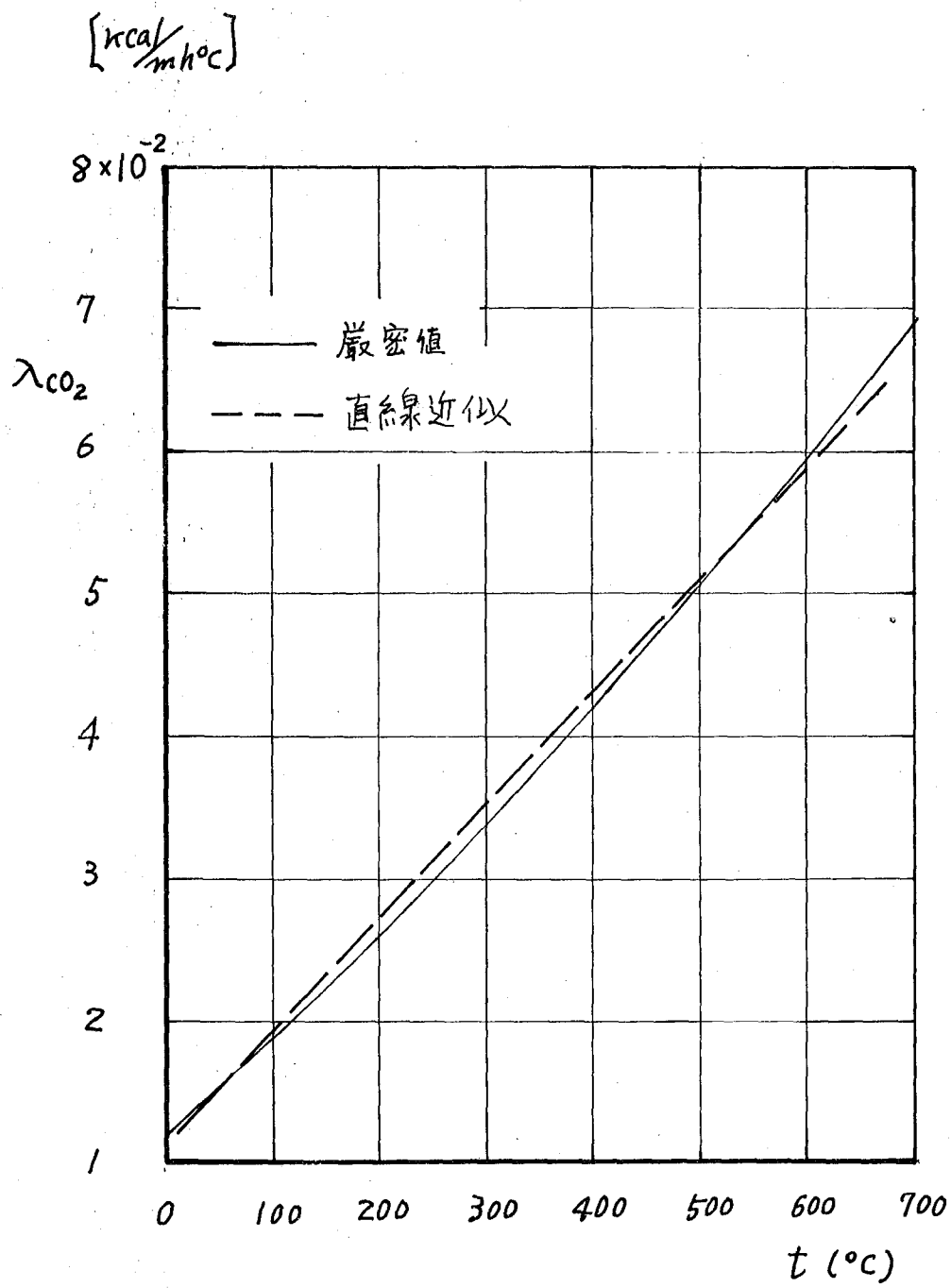
$$\xi = \frac{\kappa_2}{\kappa_0} \quad \dots (4.24)$$

$$\eta = \frac{\lambda_2}{\lambda_0} \quad \dots (4.25)$$

$$\kappa_2 = \kappa_0 + \kappa_1 T_0 \quad \dots (4.26)$$

$$\lambda_2 = \lambda_0 + \lambda_1 T_0 \quad \dots (4.27)$$

$$\varepsilon = \frac{\lambda_2 \kappa_2}{4\sigma T_0^3 \tau_2^2} \quad \dots (4.28)$$



CO₂の熱伝導率

図4.4

$$\tau_2 = \kappa_2 h$$

... (4.29)

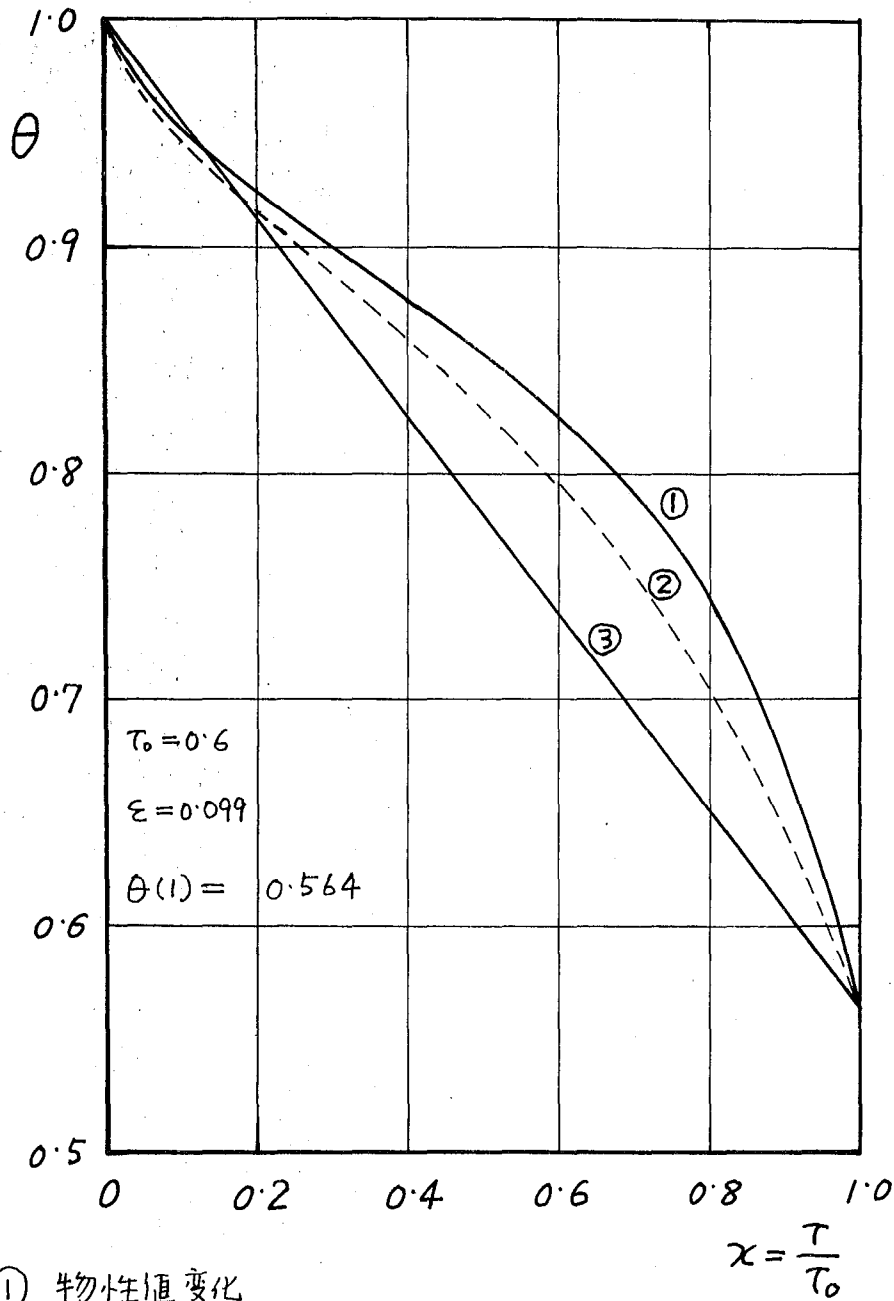
$\varepsilon = 0.099$ についての結果と表 4.2 表および表 4.5 図に示す。これは物性値一定の場合に計算した結果 ($\tau_0 = 0.6$) に対応する場合であるが、物性値一定の場合よりエラにふく射の影響を大きく受けていることがよくあらわれている。

このことより温度差が更に大きい場合には物性値の影響が温度分布に大きく現われ、物性値の変化を無視することは出来ない。

T_2	0.6	
ε	0.099	
$\theta(1)$	0.564	
x	θ	θ'
0	1.000	-0.510
0.2	0.925	-0.281
0.4	0.876	-0.230
0.6	0.825	-0.297
0.8	0.745	-0.554
1.0	0.564	-1.585

物性値が変化する場合の温度分布

表 4.2 長



- ① 物性値変化
- ② 物性値一定
- ③ 伝導のみ

物性値変化の場合の温度分布

図4.5

4.2.3 数値計算の方法

4.2.1 の物性値一定の場合と 4.2.2 の物性値の変化
 する場合とは計算方法は同じであるので、前者の
 場合について述べる。

(i) Parameter である ε , T_0 を決定する。

(ii) 零の近似としての温度分布を熱伝導のみの解
 即ち、直線分布を θ_0 と仮定して (4.16) 式の右
 辺の積分の項に代入して次式の $I_1(x)$ を計算する。

$$I_1(x) = \int_0^x E_2(T_0(x-t)) \theta_0^3 \theta_0' dt - \int_x^1 E_2(T_0(t-x)) \theta_0^3 \theta_0' dt \quad \dots (4.31)$$

ここで、 θ は t についての微分を示す。

(iii) (4.31) 式の $I_1(x)$ を使用して (4.16) 式は次式となる

$$\ddot{\theta}_1 = \frac{2}{\varepsilon} I_1(x) \quad \dots (4.32)$$

境界条件

$$\left. \begin{array}{l} x=0 : \theta=1 \\ x=1 : \theta=T_1/T_0 \end{array} \right\} \quad \dots (4.33)$$

(4.32)式と(4.33)の境界条件のもとに Runge-Kutta の方法により $\theta_1, \dot{\theta}_1$ を求める。

ここで、 \cdot は $x \rightarrow 1$ の微分を示す。

(iv) 以上の方法と繰返えしを用いて、 $\theta_i, \dot{\theta}_i$ を求め、これを使用して $I_{i+1}(x)$ を計算し、次に $\theta_{i+1}, \dot{\theta}_{i+1}$ を求める。

以上のように Iteration と Runge-Kutta を併用して計算を行なう。

$$\left| \frac{\theta_i - \theta_{i+1}}{\theta_i} \right| < \delta \quad \dots (4.34)$$

となる迄計算を繰返えして行なう。

(v) しかし、 ε が小さくなるにつれて、Iteration の方法では収斂しないことがある。その際には $\theta_{i+2} = (\theta_i + \theta_{i+1})/2$ を θ_{i+1} の次の近似として使用すると ε が小さくて、一般の Iteration では発散する場合にも収斂し、結果を求めることが出来た。

§ 4.3 近似解法

物性値一定のときでも，エネルギー方程式 (4.16) 式は非線型微積分方程式なので解析解を求めることは出来ない。また，いろいろなとおよび τ_0 の値に対して厳密解を求めることは非常に労力を要することである。近似解法の一つとしては，W. Lickが積分項の核 $E_2(t)$ を $\frac{3}{4} \exp(-\frac{3}{2}t)$ で近似することにより，この微積分方程式を微分方程式に変換して，境界層近似の概念を使用して式を簡単化して，解を求めた。しかし，核 $E_2(t)$ の近似が光学的厚さ τ_0 の小さいところでは精度がよくなるため(オ4.6図参照)解も τ_0 の小さいところでは精度がよくなる。

本報では， $E_2(t)$ を2次式で仮定する近似解法を以下に示す。ここで，計算に必要な(4.16)式をもう一度示しておく

$$\varepsilon \frac{d^2\theta}{dx^2} = 2 \left[\int_0^x E_2(\tau_0(x-t)) \theta^3 \theta' dt - \int_x^1 E_2(\tau_0(t-x)) \theta^3 \theta' dt \right] \dots (4.16)$$

(4.16) 式の右辺の積分項の核 $E_2(t)$ を次式の $\delta = 2$ 次式で近似する。

$$E_2(t) \doteq a + bt + ct^2 \quad \dots (4.35)$$

a, b, c の決定には次の $\delta = 2$ の条件を用いる。

$$E_2(0) = 1 = a \quad \dots (4.36)$$

$$E_2\left(\frac{T_0}{2}\right) = a + b\left(\frac{T_0}{2}\right) + c\left(\frac{T_0}{2}\right)^2 \quad \dots (4.37)$$

$$E_2(T_0) = a + bT_0 + cT_0^2 \quad \dots (4.38)$$

(4.36), (4.37), (4.38) 式の 3 式より a, b, c を決定すると

$$\left. \begin{aligned} a &= 1 \\ b &= \frac{1}{T_0} \left[4E_2\left(\frac{T_0}{2}\right) - E_2(T_0) - 3 \right] \\ c &= \frac{1}{T_0^2} \left[2E_2(T_0) - 4E_2\left(\frac{T_0}{2}\right) + 1 \right] \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.39)$$

1例として、 $T_0 = 0.6$ としたときの厳密な $E_2(t)$ と 2 次式で近似した $E_2(t)$ および W.Lick の使用した指数関数近似を 4.3 表 および 4.6 図に示す。

$$E_2(t) \doteq 1 - 2.33287t + 1.87752t^2 \quad \dots (4.40)$$

t	exact $E_2(t)$	approx. $E_2(t)$
0.1	0.72255	0.78549
0.2	0.57420	0.60853
0.3	0.46912	0.46912
0.4	0.38937	0.36725
0.5	0.32664	0.30294
0.6	0.27618	0.27618

表 4.3

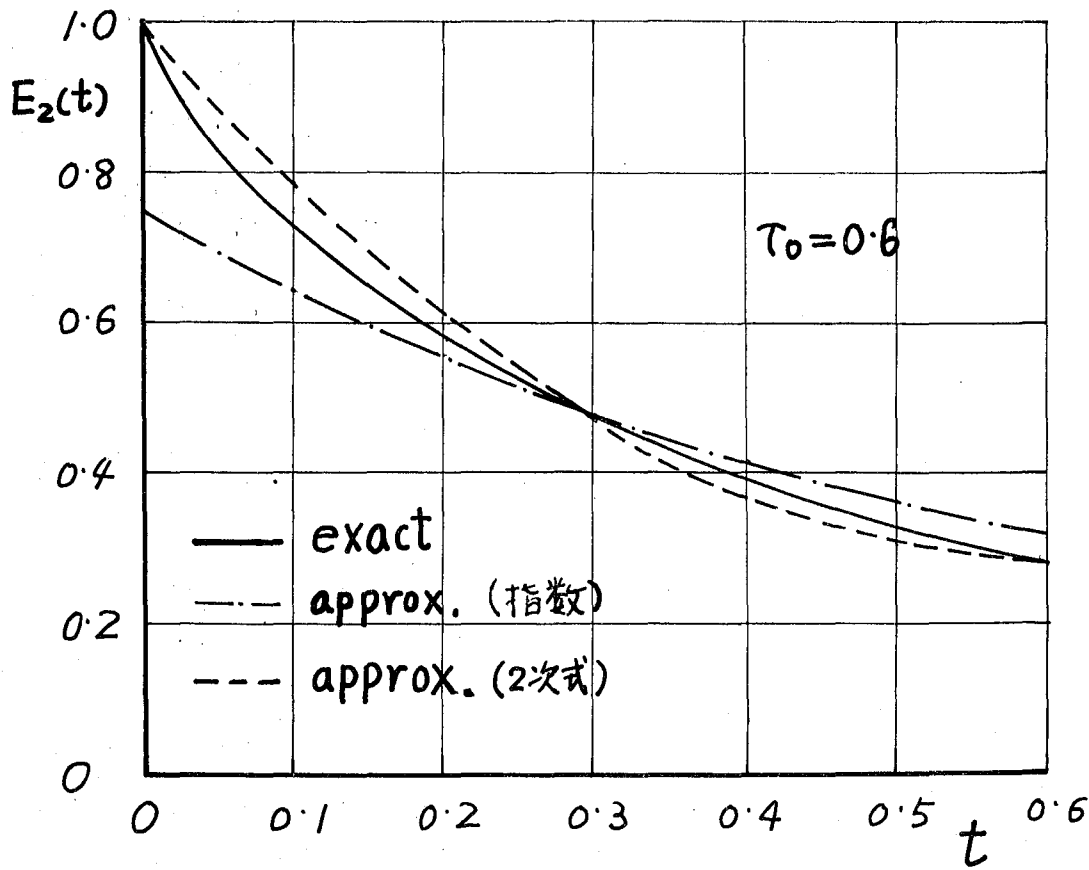


表 4.6 四

東 215513

図 4.6 図より, ϵ で用いた 2 次式の近似は W. Lick の
 使用した指数関数近似より ϵ の小さい $\epsilon = 3$ でよい
 近似を取ると $\epsilon = 3$ がわかる。

(4.16) 式の積分の中にある θ には, 次式を用いる,
 即ち, $x=0$ と $x=1$ の壁の温度によって決定する θ
 が出来る直線分布 (熱伝導のみ) の値を使用する。

$$\theta = 1 + (\theta_E - 1)x \quad \dots (4.41)$$

但し, θ_E は $x=1$ の壁の温度 $\theta(1) = \theta_E$ 。

$E_2(x)$ の近似式 (4.35) 式および (4.41) 式を (4.16) 式の
 右辺に代入して積分を行なう。 x の冪べきの項は
 整理すると

$$\epsilon \frac{d^2\theta}{dx^2} = A_0 + A_1x + A_2x^2 + A_3x^3 + A_4x^4 \\
 + A_5x^5 + A_6x^6 \quad \dots (4.42)$$

境界条件

$$\left. \begin{array}{l} x=0 \quad : \quad \theta = 1 \\ x=1 \quad : \quad \theta = \theta_E = \frac{T_1}{T_0} \end{array} \right\} \quad \dots (4.43)$$

(4.42)式を積分し(4.23)の境界条件を用いると

$$\begin{aligned} \theta = & 1 + (\theta_E - 1)x + \frac{2}{\varepsilon} \left[\frac{A_0}{2} x(x-1) + \frac{A_1}{6} x(x^2-1) \right. \\ & + \frac{A_2}{12} x(x^3-1) + \frac{A_3}{20} x(x^4-1) + \frac{A_4}{30} x(x^5-1) \\ & \left. + \frac{A_5}{42} x(x^6-1) + \frac{A_6}{56} x(x^7-1) \right] \quad \dots (4.44) \end{aligned}$$

但し,

$$\begin{aligned} A_0 = & - \left[\left\{ \frac{1}{4} (\theta_E - 1)^3 + (\theta_E - 1)^2 + \frac{3}{2} (\theta_E - 1) + 1 \right\} \right. \\ & + \alpha \tau_0 \left\{ (\theta_E - 1)^3 + \frac{3}{4} (\theta_E - 1)^2 + (\theta_E - 1) + \frac{1}{2} \right\} \\ & + \beta \tau_0^2 \left\{ \frac{1}{6} (\theta_E - 1)^3 - \frac{3}{5} (\theta_E - 1)^2 + \frac{3}{4} (\theta_E - 1) \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{3} \right\} \right] (\theta_E - 1) \\ A_1 = & \left[2 + \alpha \tau_0 \left\{ \frac{1}{4} (\theta_E - 1)^3 + (\theta_E - 1)^2 + \frac{3}{2} (\theta_E - 1) + 1 \right\} \right. \\ & \left. + \beta \tau_0^2 \left\{ \frac{2}{5} (\theta_E - 1)^3 + \frac{3}{2} (\theta_E - 1)^2 + 2 (\theta_E - 1) + 1 \right\} \right] (\theta_E - 1) \\ A_2 = & \left[3 (\theta_E - 1) - \beta \tau_0^2 \left\{ \frac{1}{4} (\theta_E - 1)^3 + (\theta_E - 1)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{2} (\theta_E - 1) + 1 \right\} \right] (\theta_E - 1) \\ A_3 = & \left[2 (\theta_E - 1)^2 + \frac{2}{3} \beta \tau_0^2 \right] (\theta_E - 1) \\ A_4 = & \left[\frac{1}{2} (\theta_E - 1)^3 + \frac{1}{2} \beta \tau_0^2 (\theta_E - 1) \right] (\theta_E - 1) \\ A_5 = & \frac{1}{5} \beta \tau_0^2 (\theta_E - 1)^3 \\ A_6 = & \frac{1}{30} \beta \tau_0^2 (\theta_E - 1)^4 \end{aligned} \quad \dots (4.45)$$

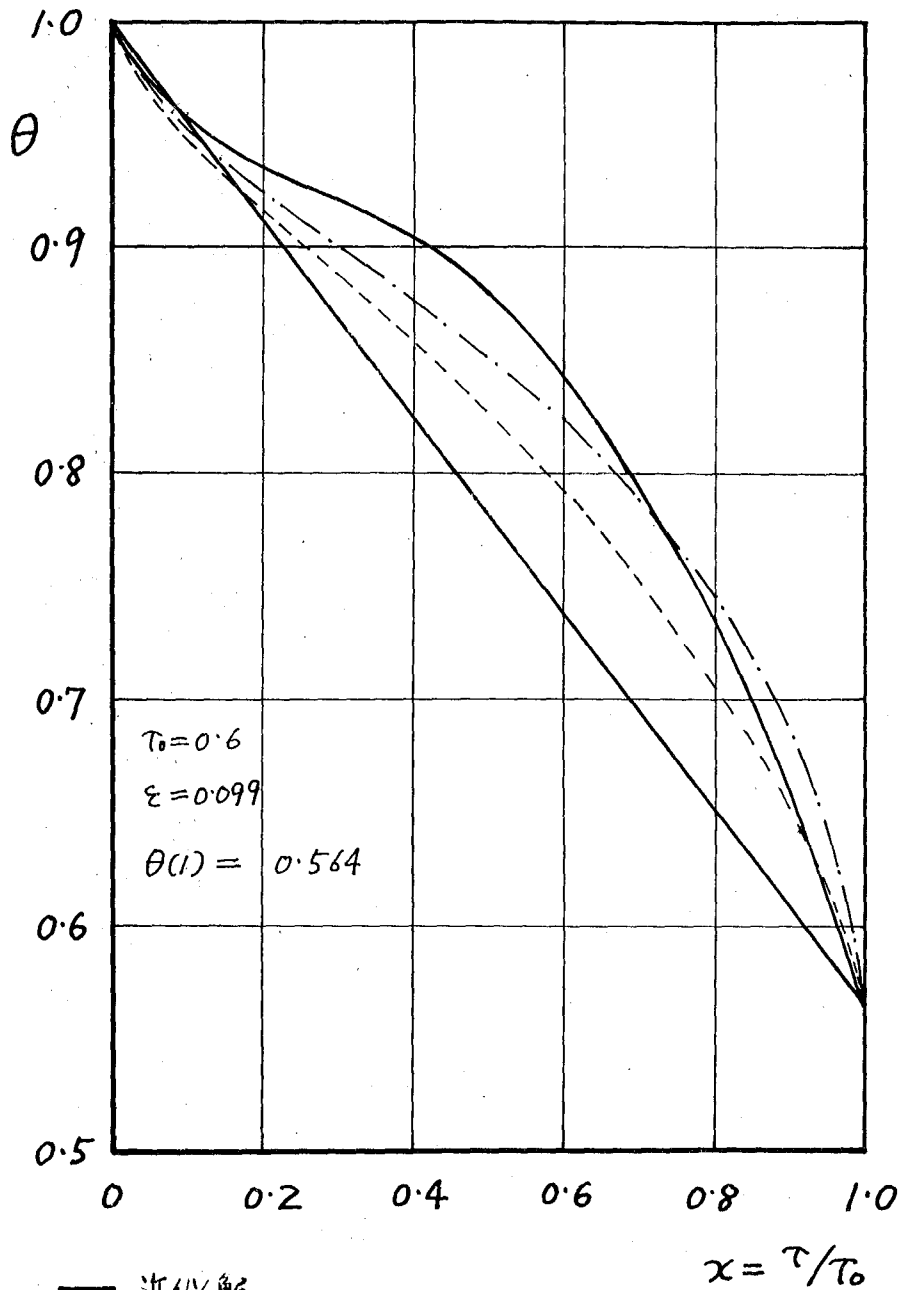
以上の結果を使用して, $\tau_0 = 0.6$ として計算した温度分布を Fig. 4.7 図に示す。

破線は物性値一定の場合の数値解であり, 一点鎖線は物性値が温度によつて変化する場合の数値解である。

後述するよう熱昇(ふく射と伝導)のうち伝導による部分と求める場合に重要である高温壁側の温度傾斜 $\theta'(0)$ は物性値一定の場合の数値解の結果とは 15% の誤差を主としていえるが, 物性値が温度によつて変化する場合の結果とは 1% の誤差に一致している。

また, 伝熱量のうちで気体からのふく射の部分に影響を受ける気体の温度分布も物性値が変化する場合の Fig. 4.8 図に示している。

以上より, Fig. 4.7 図に示した結果による近似解は物性値 μ (吸収係数, および熱伝導率) が温度の一次関数で変化する場合の温度分布にかなりよく一致する。



- 近似解
- 厳密解 (物性値一定)
- · - 厳密解 (物性値変化)

温度分布 (近似解)

图 4.7

§ 4.4 熱流束

才4.1図に示した座標系において定常状態での y 方向への微小射と伝導による熱流束 q は一定であるから y のどの点で求めるとも同じ結果と得る二ことが出来る。 $y=0$ のところで求めると

$$q = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right)_{y=0} + (q_R)_{y=0} \quad \dots (4.46)$$

但し、 q_R は微小射による熱流束で(4.3)式で示されている。壁を黒体とした場合、(4.46)式は(4.3)式を代入して

$$q = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right)_{y=0} + \sigma T_0^4 - 2 \left[\sigma T_1^4 E_3(T_0) + \int_0^{T_0} E_{bb} \cdot E_2(t) dt \right] \quad \dots (4.47)$$

(4.47)式を無次元数を使用して整理すると

$$Q = -4\epsilon T_0 \left(\frac{d\theta}{dx} \right)_0 + 1 - 2T_0 \int_0^1 \frac{\theta^4 - \theta_E^4}{1 - \theta_E^4} E_2(T_0 x) dx \quad \dots (4.48)$$

但し、

$$\theta_E = \theta(1) = \frac{T_1}{T_0}$$

$$Q = \frac{q}{\sigma(T_0^4 - T_1^4)}$$

伝熱量 Q と縦軸に, 光学的厚さ τ_0 , および ϵ と
 射エネルギーと伝導エネルギーの比 ϵ とを横軸にと
 った 3次元空間を考へ (4.48) 式を曲面で図示あり
 とす 4.8 図のようになる。曲面は $\theta(\epsilon) = (T_1/T_0)$
 をパラメーターとして, いくつか存在するのであ
 りが, $\epsilon = 0.564$ の曲面を図示した。

よく射と伝導が独立に存在しといるとした場合
 の結果より両方の単純和の伝熱量に対し, よく
 射又は伝導による伝熱量が 10% 以上となる, 即ち
 よく射と伝導とが同じ程度に問題となる領域を
 $(\epsilon - \tau_0)$ 平面に斜線を示した。○印が本報の数値
 計算を行なった点である。

この曲面を $\tau_0 = 0.6$ および $\tau_0 = 0.3$ で切った断面
 $(Q - \epsilon)$ 平面を 4.9 図 および 4.10 図に示す。
 実線はよく射気体の存在を考慮に入れよく射の
 みと, 伝導のみの場合の伝熱量を単純和した伝熱
 量である。点線はよく射伝熱量はよく射気体の存
 在を考慮しない, 即ち気体はよく射に関して透明

でありと考えた場合の伝熱量と伝導の伝熱量との単純和である。

図4.10図に示されている一点鎖線は近似解法(本報で示した)で求めた温度分布より求めた伝熱量であり、実線で示した伝熱量に $\varepsilon > 10^{-1}$ の領域ではよく一致している。これは、近似解においては $\varepsilon = 0.06$ のあたりで温度分布に極値が現われて温度分布の近似が悪くなるためと考えられる。

数値解による温度分布より求めた理論値(物性値一定)、○印(物性値変化)を示す。

ふく射と伝導の共存による相互干渉の影響は温度分布には図4.2図, 図4.3図, 等に示すように明確にあらわれているが, 図4.5図の結果から求めた壁におけるふく射と伝導の共存する場合の伝熱量は図4.10図に示すように, ふく射と伝導の機構が互は無関係として求めた伝熱量の単純和に等しいことがわかる。

さらに, 光学的厚さの厚い場合 $T_0 = 10$ に対して

は W. Lick の計算結果を使用して図 4.11 図を示した。この図からわかるように、上に述べた、ふく射と伝導が独立に存在する場合の伝熱量の単純和が全体の伝熱量に等しいということが光学的厚さが大きい場合に云える。

以上より、ふく射流体が存在する場合の Couette 流における熱流束はふく射流体と考慮したふく射のみの伝熱量と、伝導のみの場合の伝熱量の単純和に十分近い精度で表わされる。

二の二つの理由としては、ふく射流体が存在する場合に伝導熱流束 q_c に寄与する壁の温度傾斜は図 4.5 図からわかるようにふく射のため急にたなり q_c は増加する。

一方、ふく射熱流束 q_R は伝導が存在するため温度分布がふく射のみの場合より直線変化に近づくため、ふく射のみを考慮する場合より減少する。

そのため、全体としては両者が単独で存在する場合の単純和で表わされるものに近いと考えられる。

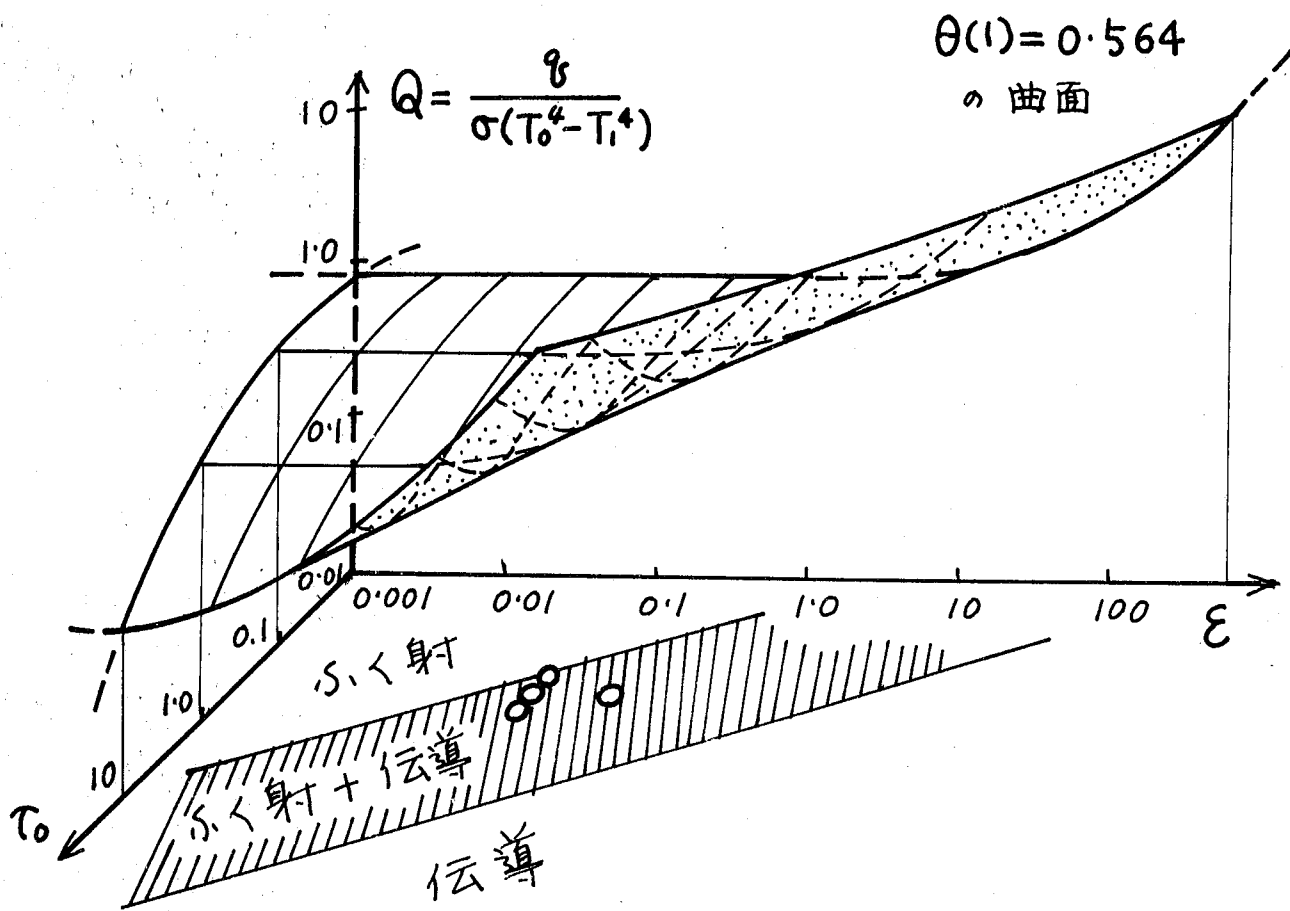


図 4.8

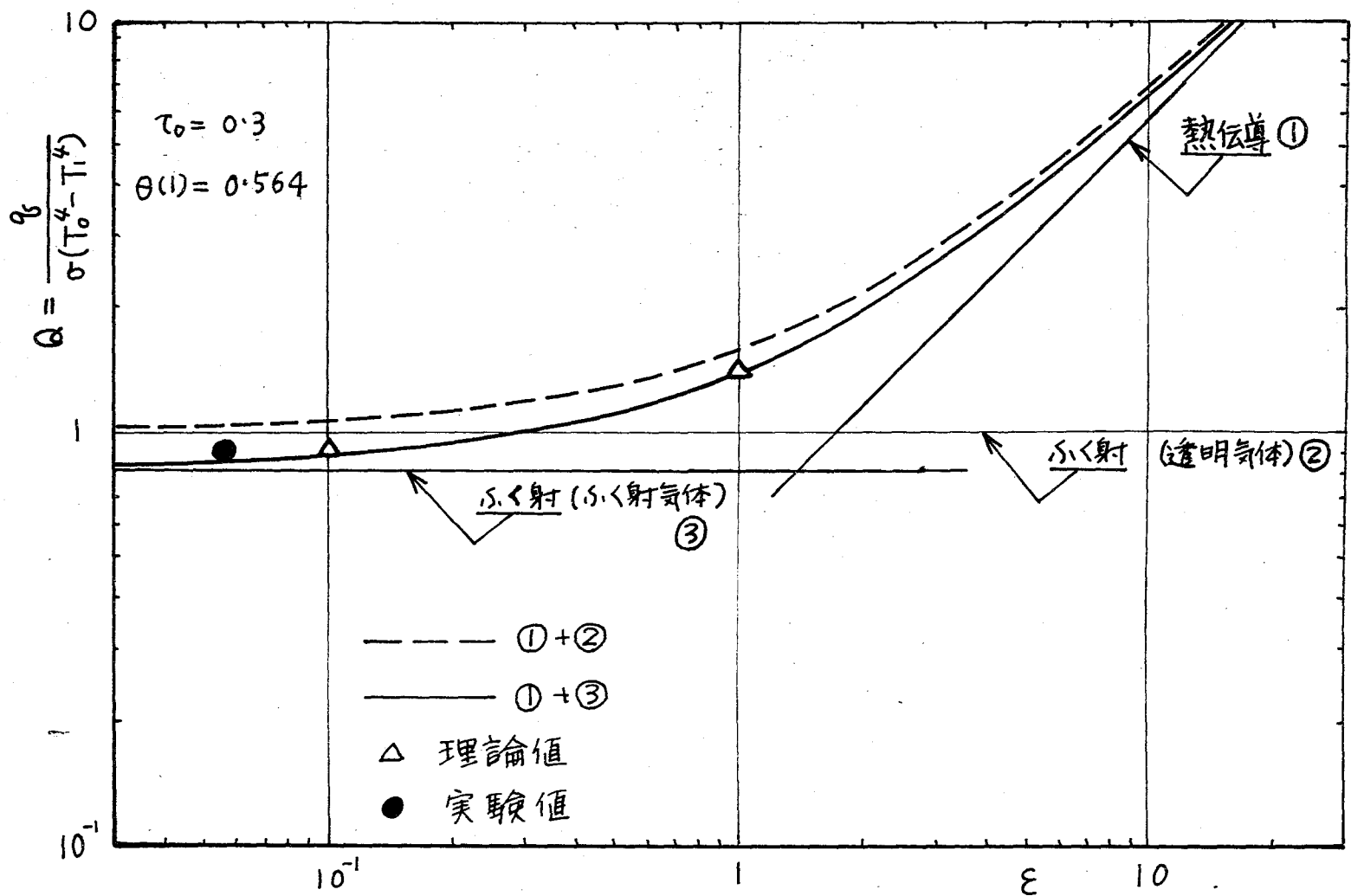


図 4.9 才

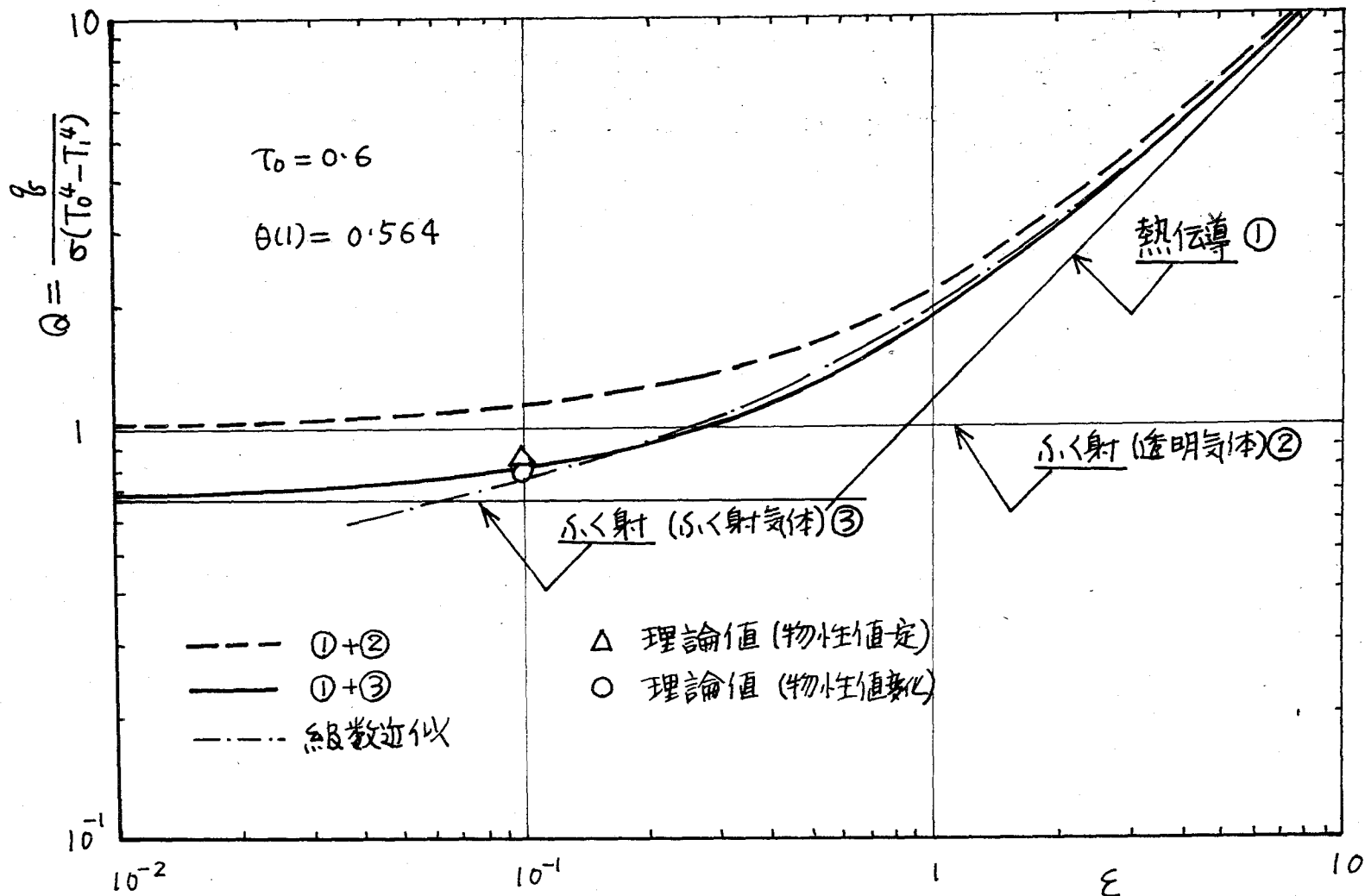


図 4.10 才

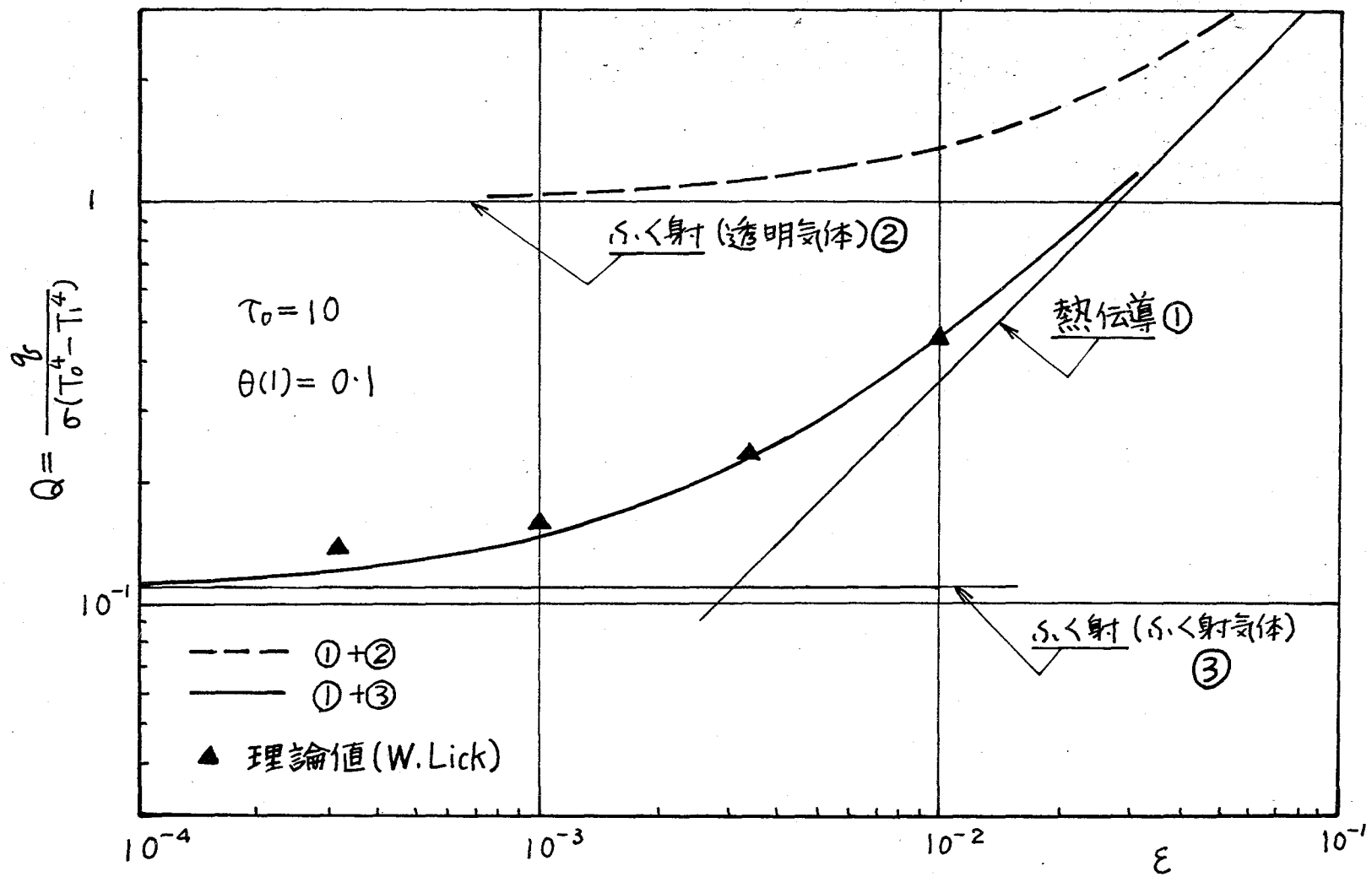


図 4.11 才

§4.5 実験装置

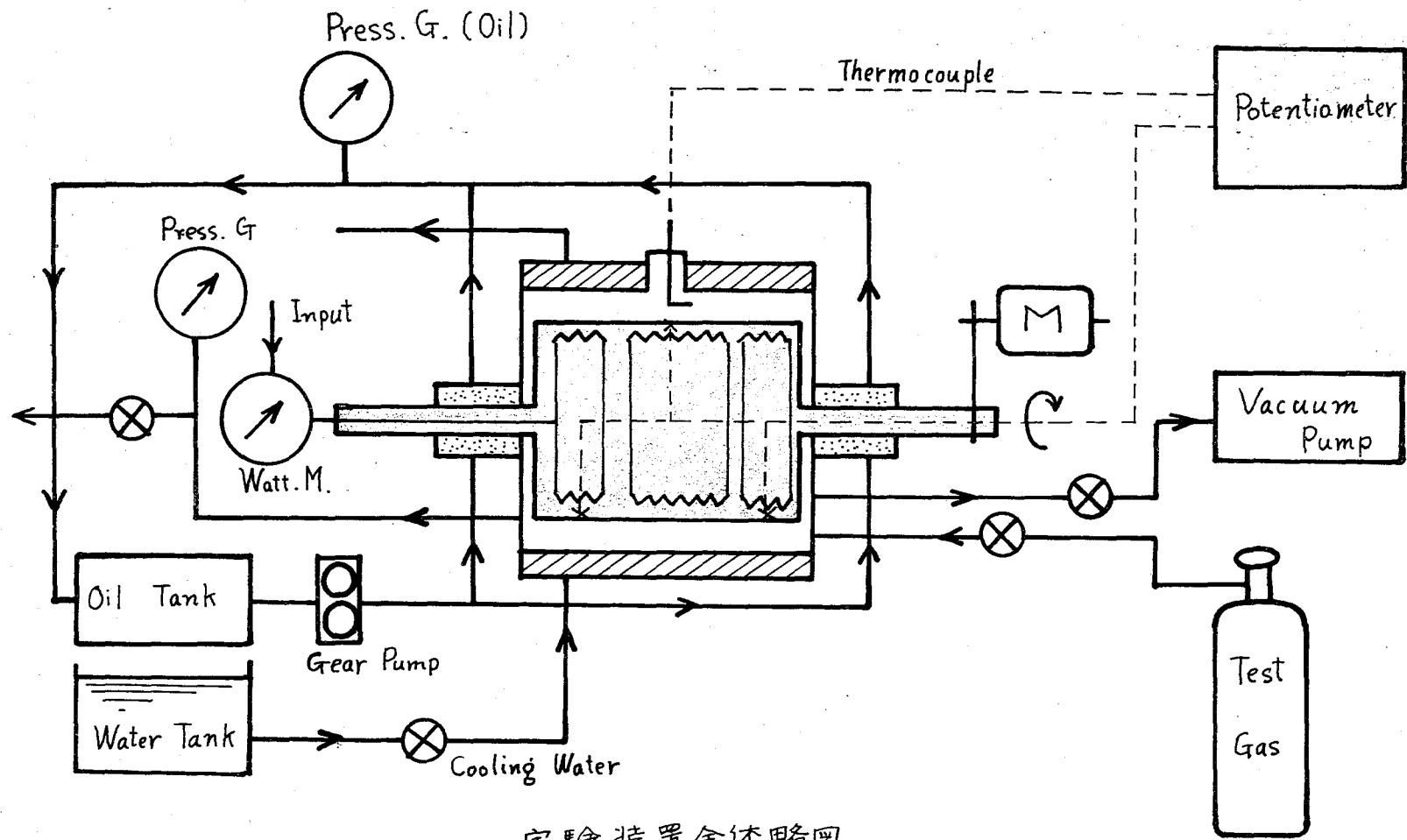
実験装置の全体の模型図は図4.12図に示されており。又、実際の装置は図4.13図に示されている。

4.5.1 回転二重円筒

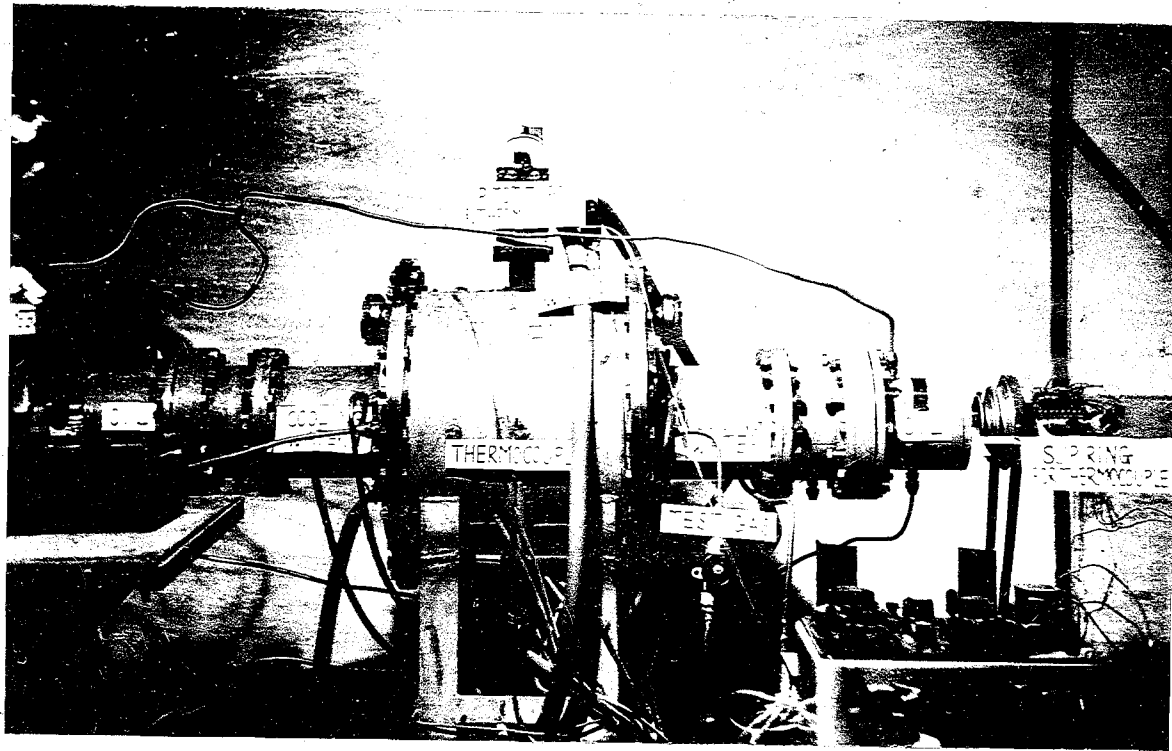
回転二重円筒の内筒が回転し外筒が静止している場合の円筒間の流れで Couette 流を近似している。回転二重円筒の装置は図4.14図に示されている。

内筒直径は290φで外筒直径は302φである。

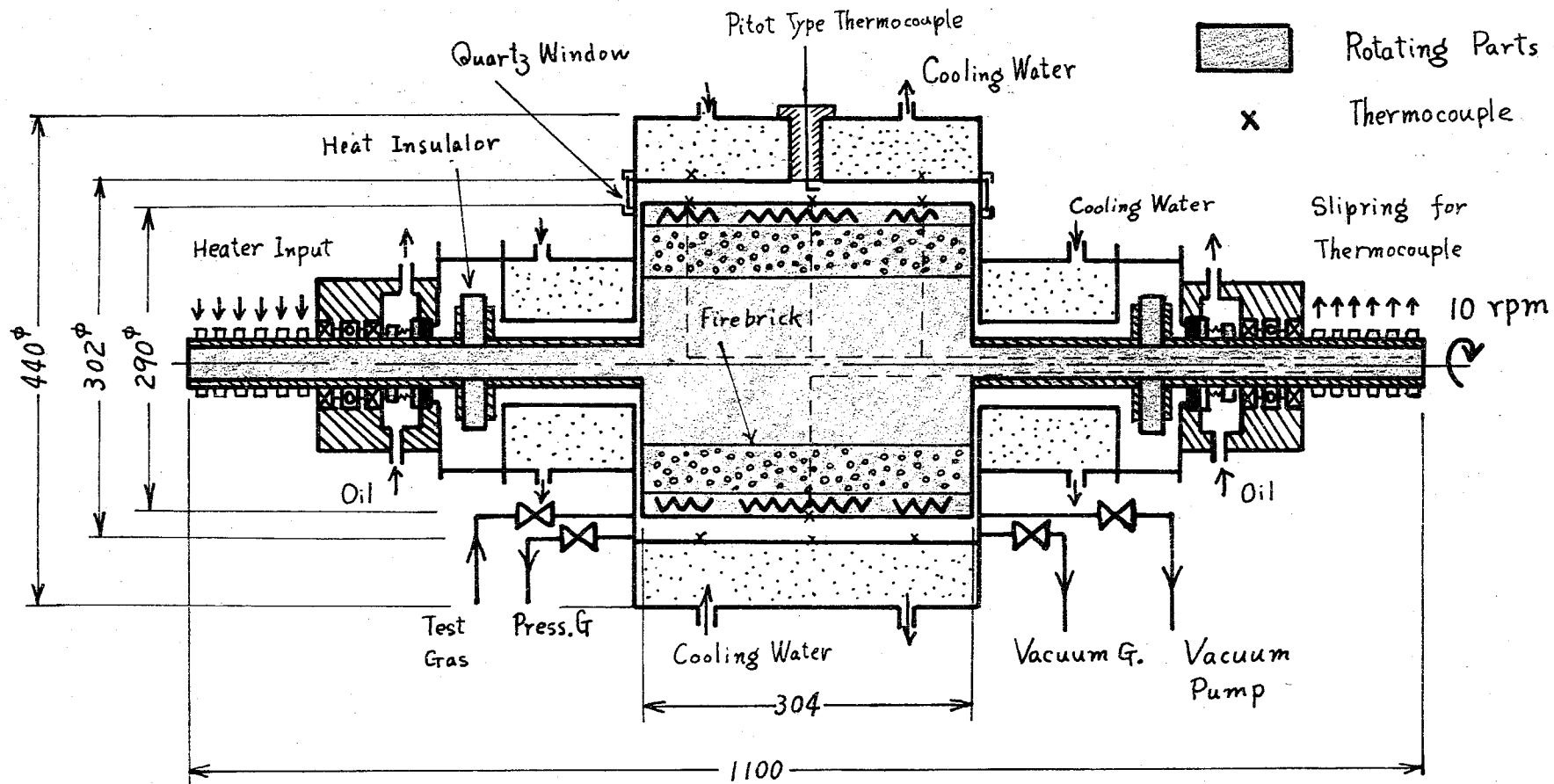
外筒は二重になってその間を冷却水が通るジャケットになっており、入口が2ヶ所、出口が2ヶ所であり約4ℓ/minの流量の冷却水が流れるように作られている。内面はステンレス鋼(SUS24)で出来ており非常に精度よく仕上げられている。外筒の側面の中央部に図4.14図に示すような測定用の孔が設けられており、そこからヒート管型熱電対を挿入して二重円筒間の温度分布を測定した。



実験装置全体略図
 才 4.12 図



才 4.13 回 回 轉 二 重 円 筒 実 験 装 置



Experimental Apparatus

円筒の長さは 300 mm で両端はステンレス金剛の中央部には内筒回転軸が通る軸孔をもったフランジで蓋をされている。フランジにはピト管型熱電対を用いたの温度測定を監視すると、光学的温度測定が可能のように石英（ 36ϕ , 厚さ 5 mm ）の窓が取り付けられている。

フランジには軸冷却用ジェットを間にはさんで、軸受部が取り付けられている。軸受部の内部にはボールベアリングが取り付けられているが、それより中央より二重円筒間に加えられる加圧された流体が軸をたどって漏れるのを防ぐためにメカニカルシールが取り付けられている。内部の流体圧力と釣り合わせるためと軸受部およびメカニカルシールを冷却するためには油をギャップポンプで内部流体の圧力に相当した圧力で循環させるように作られている。

内筒は厚さ 13 mm のステンレス金剛 (SUS24) の円筒から出来ている。内部には厚さ 60 mm の耐火レンガからなる円筒の外側にはピッチ約 15 mm の溝がつけられており、その中にはコイル状のニクロム線（太さ 1.2ϕ ）が巻かれている。

このヒーターは中央部の5kWの主ヒーターと両側の2kWの補償用ヒーターの3つに分けられている。

各々は独立に加熱出力を調節している。各ヒーターの入力はスリッポリングと通じて軸内のリード線を通して取り入れられるよう設計されている。主ヒーターは200Vと補償用ヒーターは100Vとスライダックと通じて電圧を調節可能にして入力を変化が可能になっている。

二重円筒間の流れを考えると場合にはテラー渦が発生すると思われる場合は「ならない。これが発生する臨界レイノルズ数 $(Re)_{crit}$ は次式で表わされる

$$(Re)_{crit} = 41.1 \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}} \dots (4.49)$$

但し D は回転する内筒の直径、R は二重円筒間の間隙
本実験装置では $D = 290 \phi$ 、 $R = 6 \text{ mm}$ であるから

$$(Re)_{crit} = 202$$

Re と $(Re)_{crit}$ 以下に下げるとするには回転数を下げる必要があるため、減速ウォームギヤ (30:1)、減速プーリーを2段使用して、 $\frac{1}{2}$ 馬力の三相インダクション

モータ 1500 rpm と 10rpm まで減速して内筒を回転させた。この時の $Re = 61 < 202$ で $(Re)_{crit}$ より十分下にある。温度が上昇するにつれて、動粘性係数 ν が大きくなる (但し気体) ため Re は増々 Re は小さくなるのでテラー渦の発生する心配はない。

自然対流の影響については実験式による

$$\frac{\lambda_s}{\lambda} = 1 + \frac{m(Gr \cdot Pr)^n}{(Gr \cdot Pr) + n} \quad \dots (4.50)$$

但し Gr はグラスホッフ数, Pr はプラントル数である。

λ_s は見かけ上の熱伝導率, λ は流体の熱伝導率である。二重円筒の場合 m, n, r は次の値にとる。

$$m = 0.119, \quad n = 1.45 \times 10^{-4}, \quad r = 1.270$$

温度差 500°deg 程度の λ_s/λ を求めると

$$\frac{\lambda_s}{\lambda} = 1.04$$

これは熱伝導のみの場合と4%しか差が出て来ないので自然対流の影響は無視出来ると考えてよい。

4.5.2 壁温測定

内筒および外筒の表面温度測定には次に述べるような方法で熱電対を取り付けた。

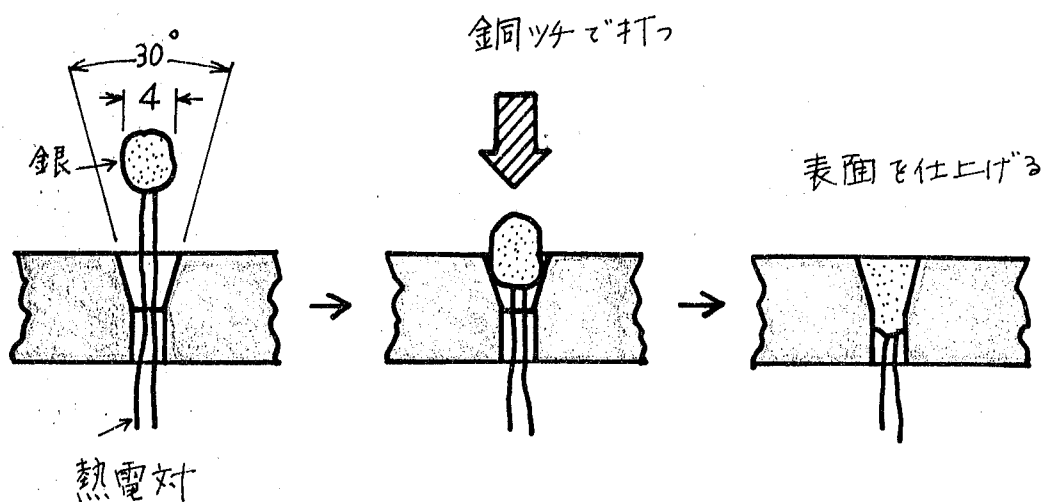


図 4.15

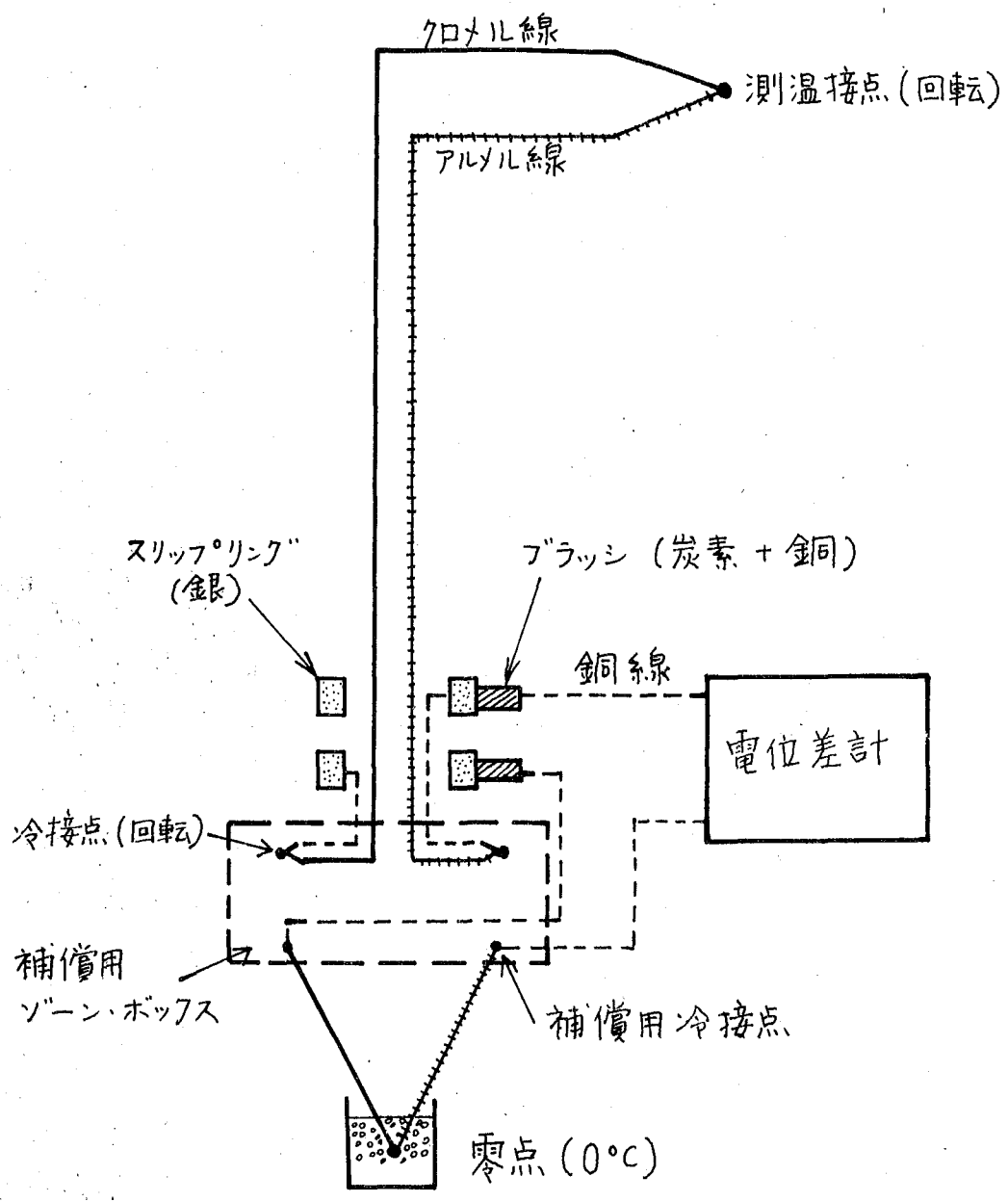
クロメル・アルメル (0.65中) の熱電対の接点上に銀の球を作り、その球とテーパ (約30°) のついた孔へ銅ツチを持って打ち込み、最後に表面を仕上げた。銀は熱伝導がよいので表面温度に近い値を示し、圧力 (7気圧) に対しても十分耐えることが試験された。

上記の方法で外筒の表面温度測定のための熱電対 (銅-コニスタン) を12ヶ所取り付けた。内筒の表面温度測定にはクロメル・アルメル (0.65中) を中央と

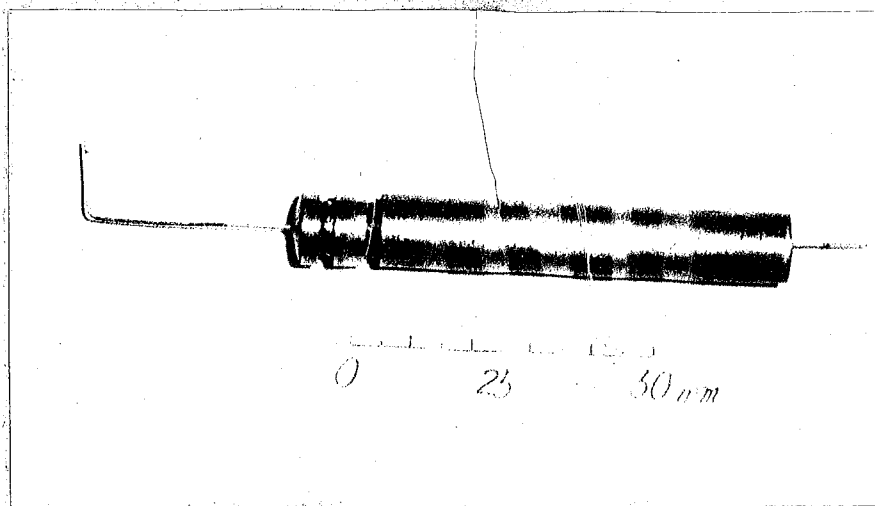
その両側 100 mm 離れたところには 2ヶ所と表面温度が一様になっているかどうかを調べるために 反対側の中央に 1ヶ所、合計 4ヶ所 取り付けた。これらの熱電対の線は入力側とは反対の軸を通して 金製のスリッパリングと 金の混ったカーボンとの接点を通して 取り出されている。スリッパリングでの温度上昇が起ると温度測定の変差の原因となるので 配線の仕方と 図 4.16 図に示すごとくにして その点での変差が打ち消されるようにした。

4.5.3 流体温度測定

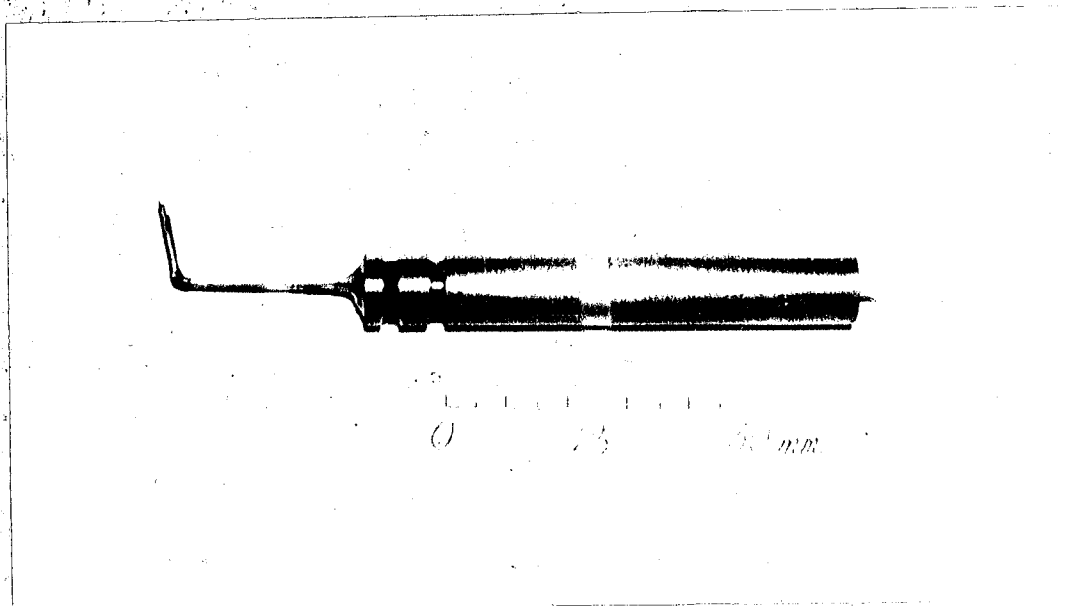
二重円筒内の流れの場の温度測定には ポット型熱電対を用いた。実物と 図 4.17 図に示す。低温 (300°C 以下) の場合には 0.1 中の銅-コンスタンと ステンレス鋼パイプ (外径 0.8 中、内径 0.4 中) の中を通して 先端部を接着剤で固定した。その時、図 4.19 図のように、よく射しゃいしたものと 図 4.18 図のように、しなやかなものを作った。



才 4.16 図

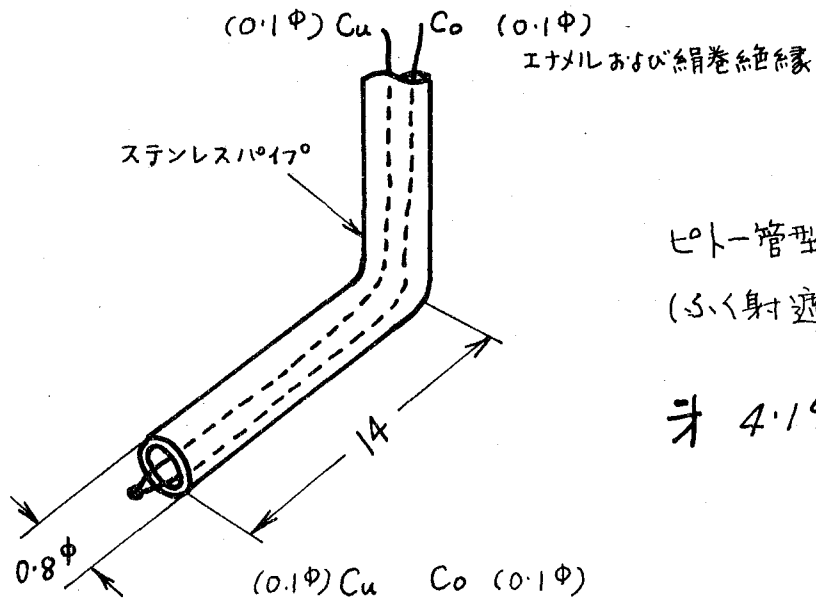


(少く射遮蔽あり)



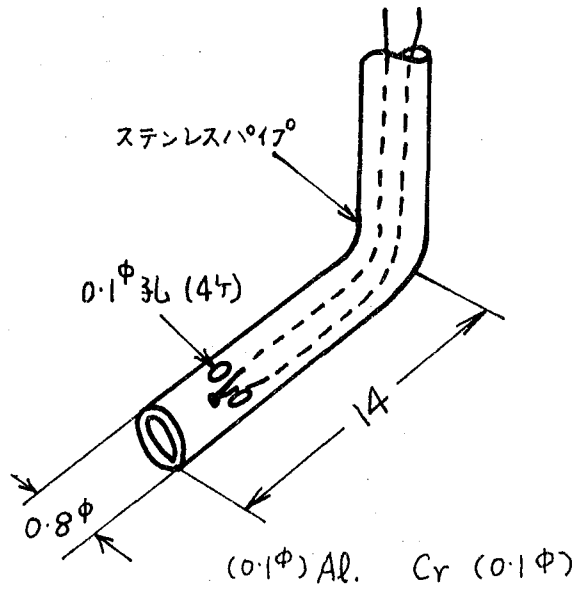
(高温用)

才 4.17 図 ヒト一型熱電対



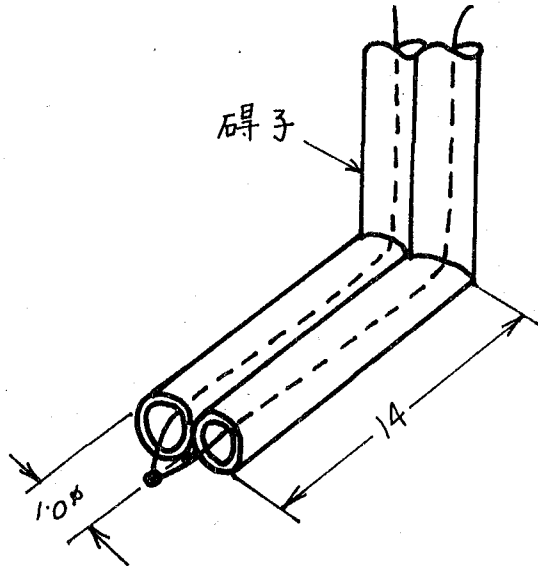
ヒト一管型熱電対
(5.5射遮蔽なし)

才 4.18 図



ヒト一管型熱電対
(5.5射遮蔽あり)

才 4.19 図



ヒト一管型熱電対
(5.5射遮蔽なし)
高温用

才 4.20 図

両方のグループで測定を行なったが低温の場合には差は出て来なかった。

高温 (300°C 以上) の場合には図 4.20 のように 1 本の碓子保護管と 2 本並べたものでピット管型熱電対を作り温度測定を行なった。これらの熱電対を使用した場合の熱伝導および放射による測定誤差の補正については後に詳しく述べる。

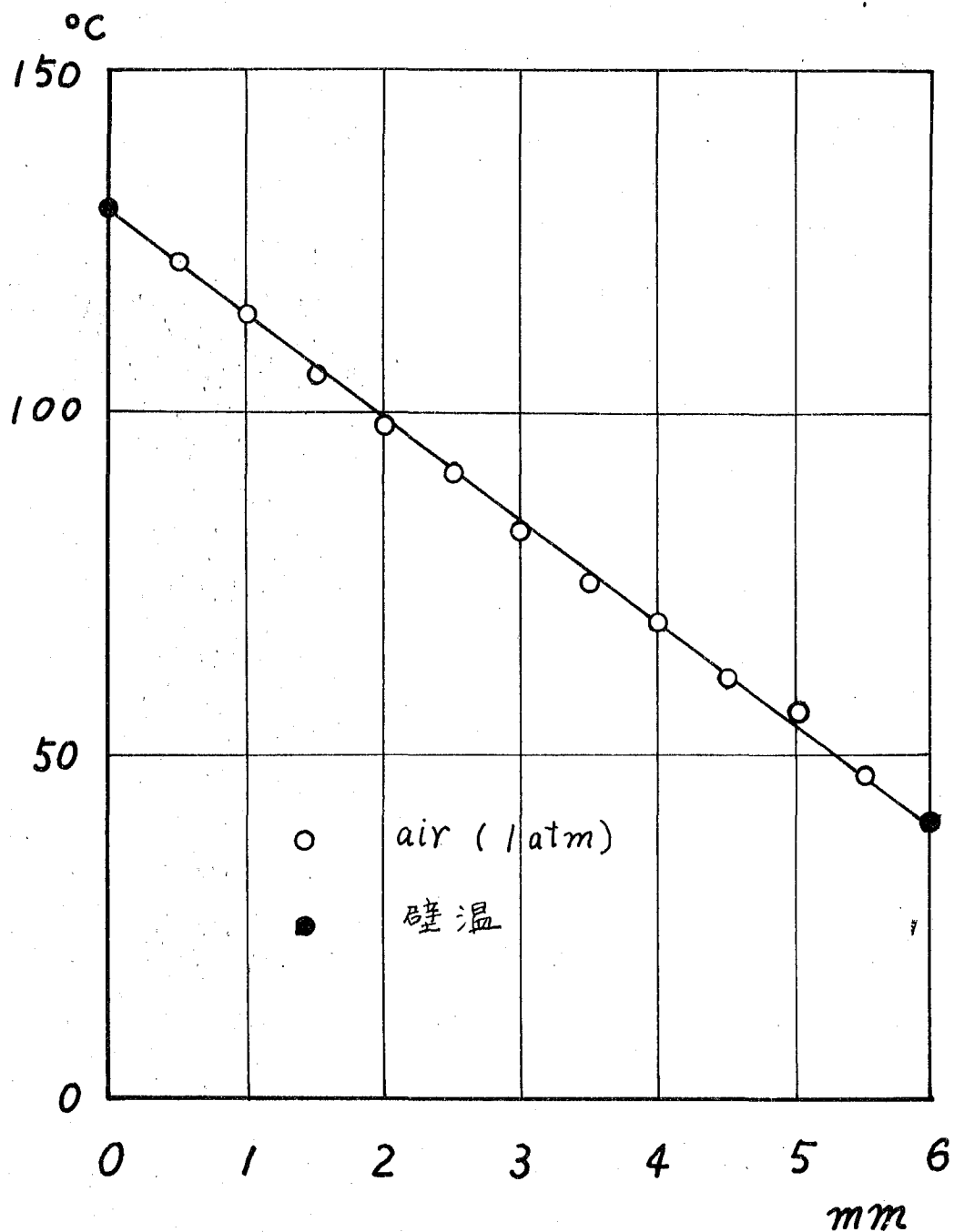
§4.6 実験方法

本実験と行なう前に先づ予備実験として、空
 気と二重円筒の間に封入して、低温度（高温壁
 約 130°C ）で実験を行ない、温度分布が熱伝導のみ
 による直線性が出てくることを調べる。

その一例をFig. 4.21に示す。図中で○印はピト
 ー管型熱電対（Fig. 4.19）を用いた測定点で
 あり、●印は壁に埋め込んだ熱電対により測定し
 た壁温である。測定点に対しては後に述べる温度
 補正は低温の実験であるので加えていないが、非
 常によい直線性の温度分布が得られた。

これより、ターナー渦および自然対流の影響は
 無視出来ることがわかる。

本実験においては、 CO_2 を吸収および放射す
 る気体としての燃焼、および気体冷却原子炉等に関
 係の深い、又身近にあると取り扱った簡単な
 炭酸ガス（ CO_2 ）を用いた。



熱伝導のみの温度分布

才 4.21 四

二重円筒を加熱して定常状態になり、そのとき、
 ロータリー式超真空ポンプを用いて約30分間真空
 に引き(真空度 9×10^{-3} mmHg), その後、CO₂
 を容器より減圧弁を通して所要の圧力まで減圧し
 て注入した。その際にCO₂を放出し又新しいCO₂
 を加える過程を3回行なってCO₂が十分に純粋に
 なるように注意した。CO₂を注入した後、壁温
 が定常になるとから気体温度分布の測定を行なっ
 た。

実験は、内筒壁 282°C, 外筒壁 40°C, の場合
 で、空気, CO₂ (1 ata および 4 ata) について、
 また内筒壁 440°C, 外筒壁 60°C の場合で、空気
 および CO₂ (1 ata および 4 ata) について行なっ
 た。

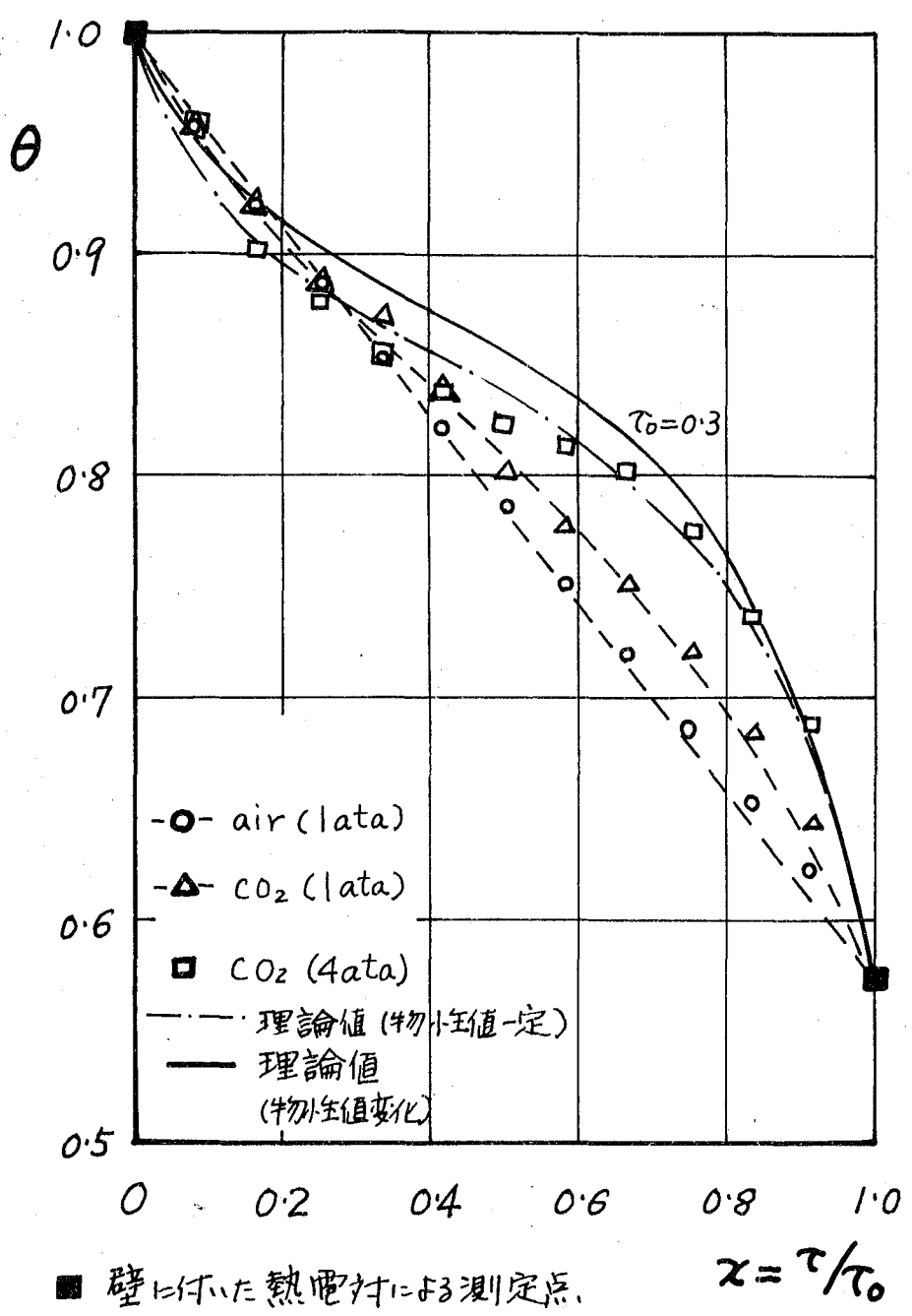
その実験結果の温度分布を图 4.22 図, および
 图 4.23 図に示す。これらに示す温度分布は後述す
 るポル-7 の温度補正を加えたものである。

图 4.22 図は実験値とつなぐ曲線であり、光学

的厚さ T_0 が大きくなる と 赤く射の影響が現われる
 ことが示されている。

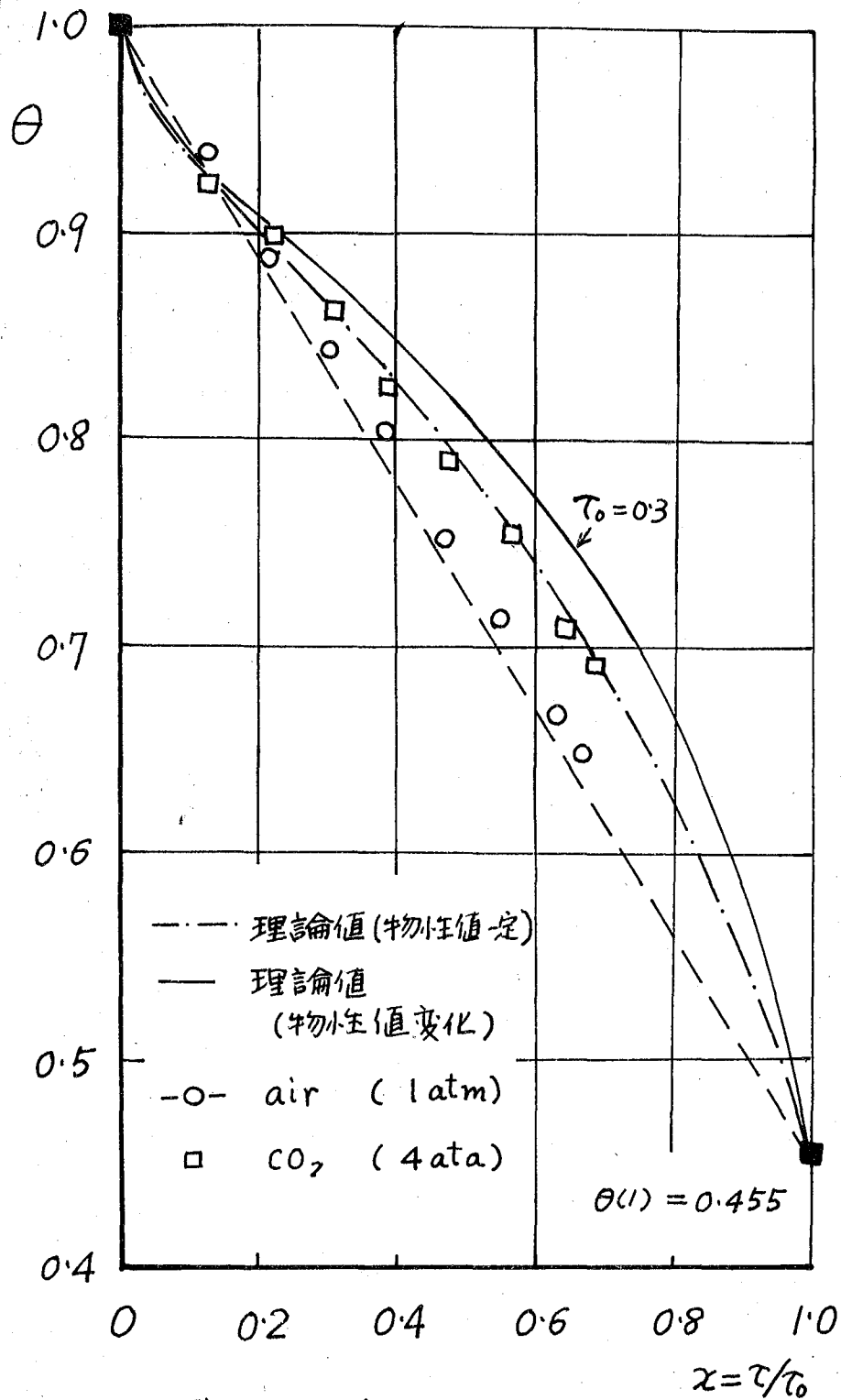
才4.23図では理論曲線と実験値がほぼ一致する
 ことが示されている。 いく分差が生じている
 のは CO_2 を灰色気体として解析おまが整理して
 るためと考えられる。 才4.22図の $T_0 = 0.3$ の実験
 値より壁のときの温度傾斜を外挿して、伝導熱
 流束を求め、また温度分布より赤く射熱流束を求
 めて全体の熱流束を出した値が才4.9図に●印で
 示されている。

才4.9図にかいて T_0 とその T_1 にして、 ϵ を大
 きにするには他の赤く射流体と使用して実験する
 必要がある。 CO_2 では $\epsilon = 2$ 以上大きくするのは
 かなり難しいことである。



温度分布

才 4.22 図



■ 壁に付いた熱電対による測定点

才 4.23 図

§4.7 ピト-型熱電対の温度補正

実験に用いたピト-型熱電対は温度傾斜のある流体中におかれてゐるため熱伝導があり、また高温場におかれてゐるのびしく射をも受ける。

それらによる測定誤差とをいふのび、それを補正の必要がある。ピト-型熱電対について図4.24図のよりに座標をとる。

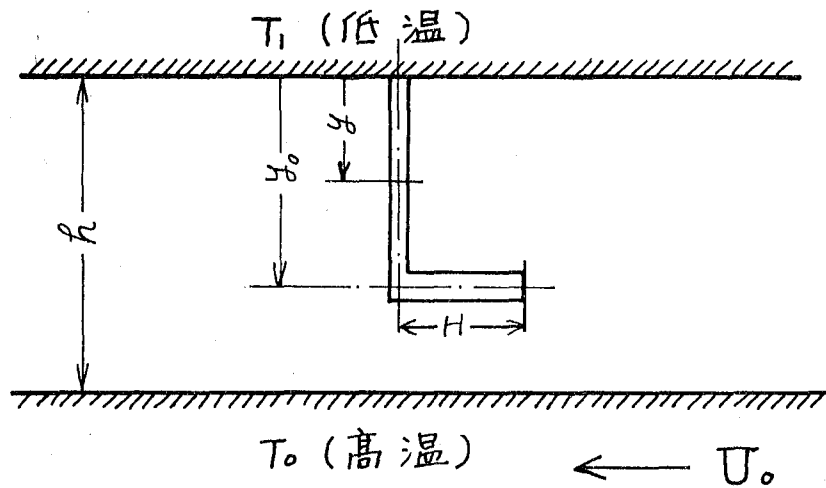
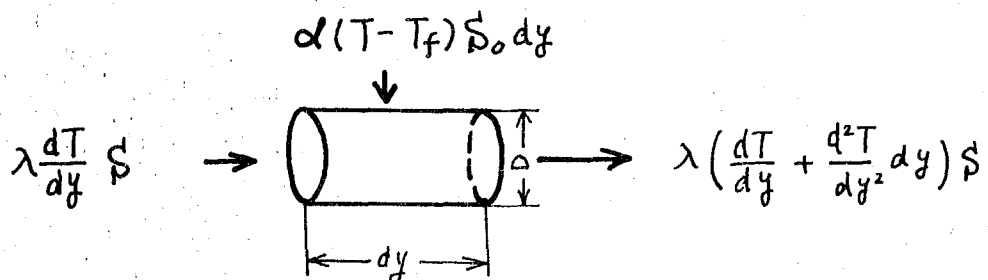


図4.24

よにおける微小部分のエネルギーの釣合を考へる。



D : フォループの外径, S : フォループの断面積

S_0 : フォループの単位長さ当たりの側面積 ($\equiv \pi D$)

α : 熱伝達率, ε_p : フォループ先端の放射率

T : フォループの温度, T_f : 流体の温度

エネルギー方程式は次のようになる

$$\lambda_0 S \frac{d^2 T}{dy^2} dy = \alpha S_0 (T - T_f) dy \quad \dots (4.51)$$

境界条件

$$y = 0 : \bar{\theta} = T_w - T_f = \bar{\theta}_w$$

$$y = y_0 : -\lambda_0 \left(\frac{dT}{dy} \right)_{y_0} S = \alpha_0 S_0 H \theta_{y=y_0}$$

$$-\sigma \varepsilon_p S_0 H \left(\frac{T_0^4 + T_f^4}{2} - T_{y_0}^4 \right)$$

$\dots (4.52)$

$$\text{但し } \bar{\theta} = T - T_f \quad \dots (4.53)$$

==で使用する境界条件は壁の所 ($y=0$) では $T = T_w$ を示す。 T_w は実測値 (流体温度) から外挿した温度で、真の壁の温度は $(T_f)_{y=0}$ である。

フォループの先端 ($y=y_0$) における流れは平行の状態にあり、この長さだけの部分は流束の影響を受けると考える。

(4.51)式と(4.53)式を用いて書き直すと

$$\frac{d^2\bar{\theta}}{dy^2} + \frac{dT_f}{dy^2} = \beta^2\bar{\theta} \quad \dots (4.54)$$

但し,

$$\beta^2 = \frac{\alpha S_0}{\lambda S}, \quad M = \frac{40 \epsilon_p \rho_0 H}{\lambda u S}$$

(4.54)式を解く場合に使用する境界条件(4.52)の右辺第2項の $T_{y_0}^4$ は(4.53)式を代入して $\bar{\theta}$ の2次以上の項を省略したものと使用する。

また、流体の温度は次のように仮定する。

$$T_f = \frac{T_0 - T_1}{h} y + T_1 \quad \dots (4.55)$$

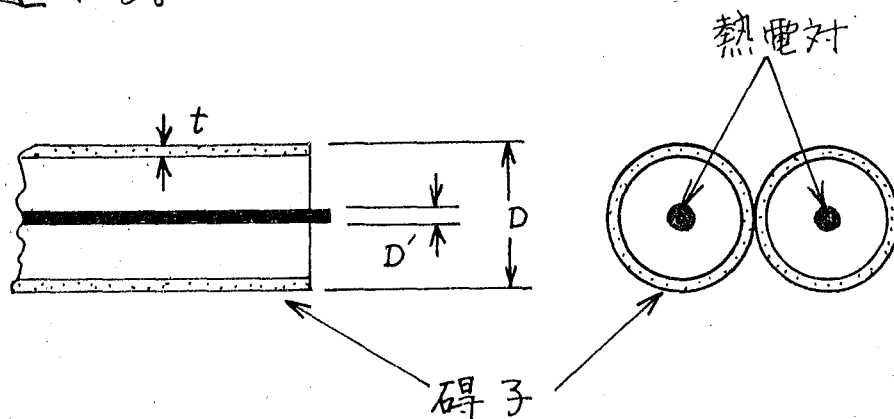
(4.54)と(4.52)の境界条件の $y = y_0$ での $\bar{\theta}$ を求めると次式になる。

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_{y_0} = & \frac{-\bar{\theta}_w [\beta \sinh \beta y_0 + (\beta^2 H + M T_f^3) \cosh \beta y_0]}{\frac{\beta}{\tanh \beta y_0} + (\beta^2 H + M T_f^3)} \\ & - \frac{\frac{T_0 - T_1}{h} - \frac{M}{4} \left[\frac{T_1^4 + T_0^4}{2} - T_f^4 \right]}{\frac{\beta}{\tanh \beta y_0} + (\beta^2 H + M T_f^3)} + \bar{\theta}_w \cosh \beta y_0 \quad \dots (4.56) \end{aligned}$$

ここで求めた $\bar{\theta}_y$ を測定温度に加えると真の流体温度と求めるとが出来る。

β として使用する値

一例として、前述したプルーフの中では一番複雑であるが、4.25図に示す得子と二本並べたピット型熱電対の場合についての β の値の求め方について述べる。



保護管 (得子)

管径 (D), 厚さ (t), 熱伝導率 (λ_p), 放射率

1.0 mm ϕ

0.3 mm

1.8 kcal/mh $^{\circ}$ C

0.85

熱電対

PILXIL

$D_{AE}' = 0.1$ mm ϕ , $\lambda_{AE} = 25.5$ kcal/mh $^{\circ}$ C

$$\text{クロキル } D'_{cr} = 0.1 \text{ mm}\phi, \quad \lambda_{cr} = 11.9 \text{ kcal/mh}^\circ\text{C}$$

λ_a : 空気の熱伝導率 ($= 0.03 \text{ kcal/mh}^\circ\text{C}$)

$$\lambda_m \bar{S} = \lambda_p \cdot S_p + \lambda_{Ac} \cdot S'_{Ac} + \lambda_{cr} \cdot S'_{cr} \quad \dots (5.57)$$

但し, λ_m : 見かけ上の熱伝導率

$$\left. \begin{aligned} S &= 2 \cdot \frac{\pi}{4} D^2, & S_p &= 2\pi t D \\ S'_{Ac} &= \frac{\pi}{4} D_{Ac}'^2, & S'_{cr} &= \frac{\pi}{4} D_{cr}'^2 \end{aligned} \right\} \quad \dots (5.58)$$

(4.57) と (4.58) および α 上述の値を代入して求めると

$$\begin{aligned} \lambda_m &= \lambda_p \left(\frac{4t}{D} \right) + \lambda_{Ac} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{D_{Ac}'}{D} \right)^2 + \lambda_{cr} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{D_{cr}'}{D} \right)^2 \quad \dots (5.59) \\ &= 2.34 \text{ kcal/mh}^\circ\text{C} \end{aligned}$$

また

$$\alpha = \frac{Nu \lambda_a}{D} \quad \dots (5.60)$$

従って,

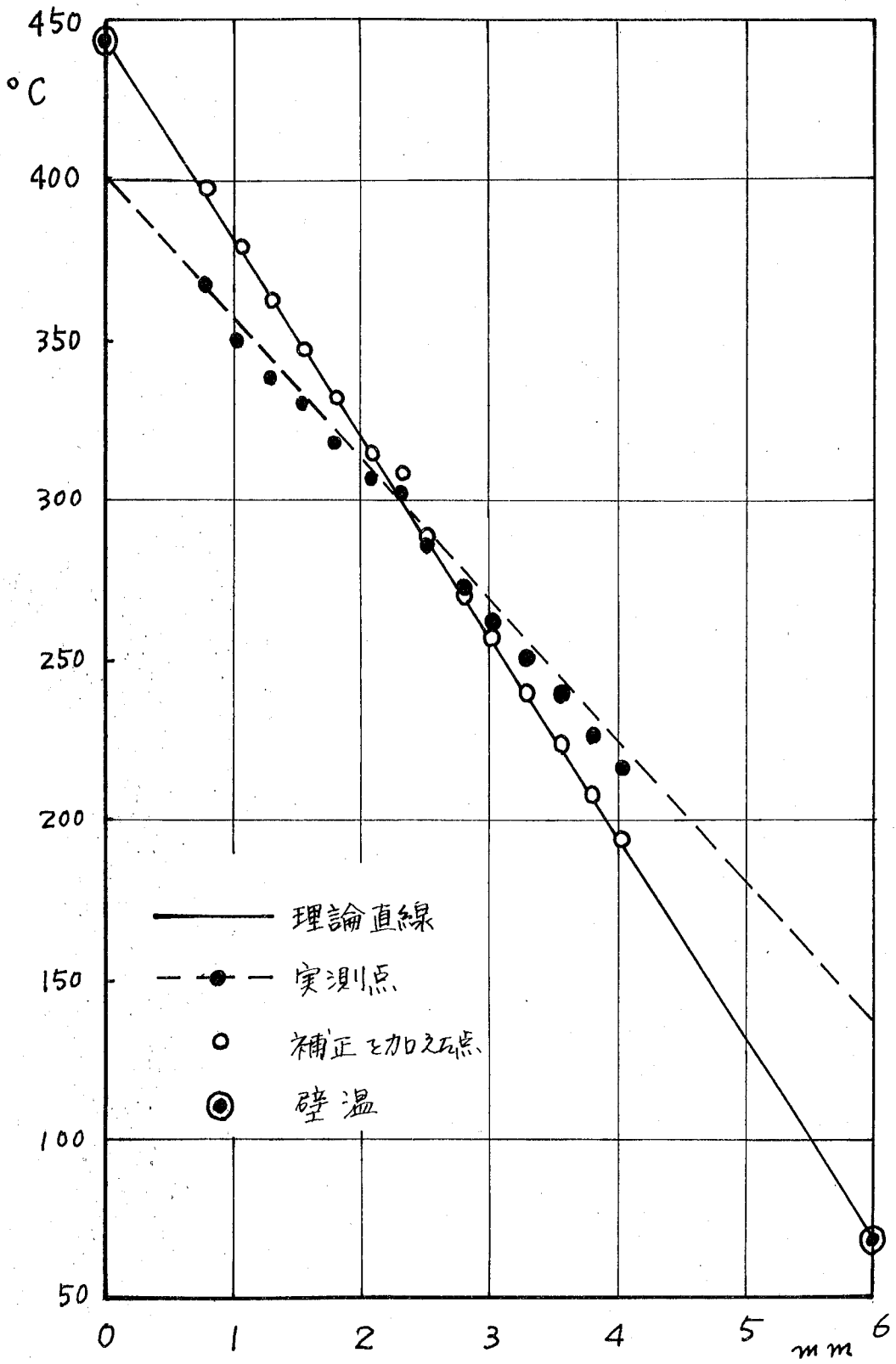
$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{\frac{Nu \cdot \lambda_a \cdot S_0}{D \cdot \lambda_m \cdot \bar{S}}} \quad \dots (5.61) \\ &= 2.93 \times 10^2 \end{aligned}$$

以上の値を (4.55) 式に代入して λ と $\bar{\theta}$ を求める。

一例として、高温場の空気の場合約して補正を加えた結果を示すと、才4.26図のようになる。

ここで、●印は実測値であり、それに補正を加えた温度分布が図中○印で示されている。

結果は理論値と非常に一致している。



温度補正 (空気)

才 4.26 図

§4.8 結 言

ふく射と吸収および放射する流体が流れこいる Couette 流でふく射と伝導が共存して いる場合の熱伝達において次のような結果が得られた。

(1) 流体の吸収係数, および熱伝導率が温度の一次式で近似出来る場合の温度分布は物性値一定とした場合の温度分布よりふく射の影響が大きくあらわれる。

(2) 熱流束 Q , 光学的厚さ T_0 , およびふく射と伝導のエネルギー比 ϵ と τ の軸方向にとり, T_0 空間曲面からふく射と伝導の両方を考えなければならぬ領域かを明らかにすることが出来た。

(3) ふく射と伝導の共存する Couette 流での温度分布はふく射の代りに伝導のみの場合の温度分布よりかなり差が生じているが, 熱流束はふく射媒体の存在するときのふく射熱流束のみの値とふく射とは無関係な伝導熱流束の値の単純和の値がよい近似値を与える。このことは設計の場合に非常に

役立つと考えられる。

(4) 実験結果と理論結果の温度分布はほぼ一致している。わずかに差が生じているのは CO_2 を灰色気体と考えた結果があると考えられる。

第5章 放射と対流の共存する場合の 熱伝達 (円管内の流束について)

§5.1 緒言

前章において、放射と伝導が共存する場合について述べた。しかし、一般の伝熱装置においてはほとんど対流と放射が共存している。取扱う温度が高くなる時は放射による伝熱量が小さいので対流が伝熱の主体となり、放射の影響を考える必要はないが、温度が高くなるにつれて放射の影響が大きくなって来る。

これまでに、円管内の流束における熱伝達において対流のみを考える場合についての研究は沢山ある。また、放射のみを考える場合の研究としては H. C. Hottel らが円筒型の炉について行なっているのがありのみである。彼等は、円筒炉を等温のいくつかの円筒部に分割し、各円筒部に対してエネルギーの釣合式を立てて数値解を求めた。また、円筒直径に比して長さの長い場合の

近似式と、短い場合の近似式はついで述べ、これらの近似がかなりよい結果と手えることを示している。

しかし、ふく射と対流が共存している場合にはこの理論的または実験的研究はこれまでに全くない。

本章においては、熱交換器とか気体冷却原子炉等に関係のあるふく射流体として炭酸ガスを使用した、内管壁温が直線的に増加する場合の内管内の熱伝達について、ふく射と対流が共存する場合の実験を行なった。

その場合に伝熱量がどのように変化するかと下めて対流のみの場合と比較した。結果は、H. C. Hottelの示したふく射のみの伝熱量を示す近似式(長い円筒の場合)の結果と対流のみによる伝熱量との単純和が実験結果とかなりよく一致であることを示した。

§5.2 実験装置

実験装置の全体の配置図を第5.1図に示す。また第5.2図に実際の実験装置を示す。

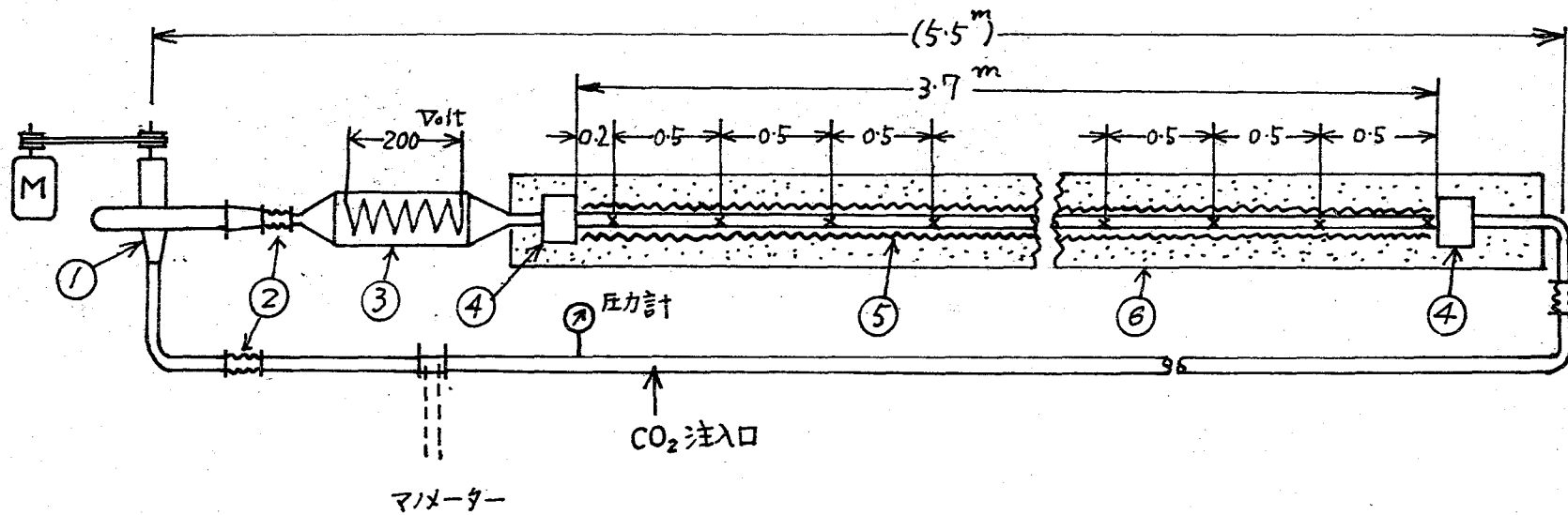
円管部

実験には内径 $21\text{mm}\phi$ 、外径 $25\text{mm}\phi$ の長さ 3700mm のステンレス鋼円管を使用した。内面を黒体という条件に近くするためにアセチレンのガスを使用し黒くした。円管を加熱するためには長さ 620mm の二割りに作る円筒型の耐火レンガで作られており、二ヶローム線の内側に巻けるように溝のついた伝熱筒を6個使用した。

各伝熱器はスライダックを通し独立に加熱入力を調節出来るようにし、また加えた入力を求めるために各伝熱器毎に電力計が入っている。

円管に加える熱の損失を少なくするために、伝熱筒の周りには厚さ 40mm の岩綿の筒で保温した。

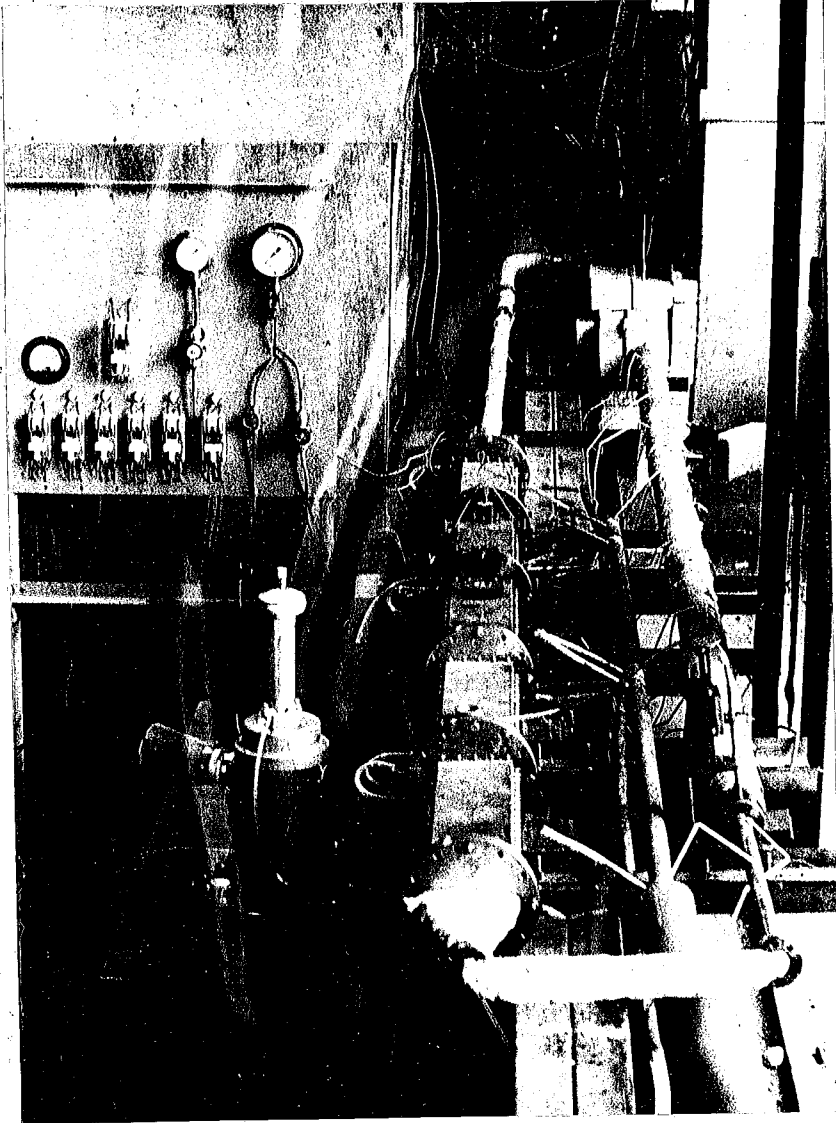
また、保温筒からの熱損失を求めるために第5.3図の円管部の断面図に示すように保温筒の中部に



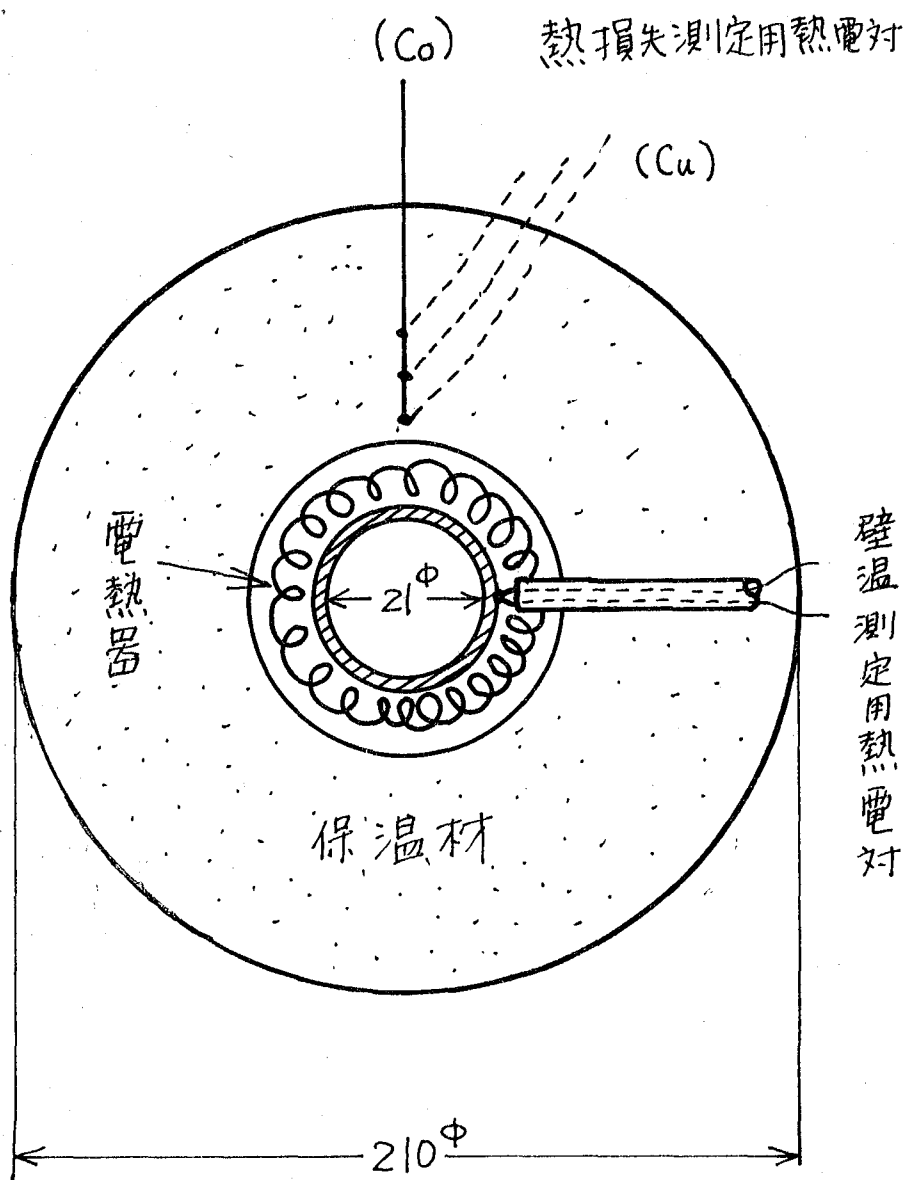
- ① 送風機
- ② バロー
- ③ 予熱器
- ④ 混合室
- ⑤ 電熱器
- ⑥ 保温筒(岩綿)

内管流実験装置

才 5.1 図



才5.2圖 円管実験装置



円管断面

牙 5.3 四

半径方向に3点、熱電対が埋め込んであり熱伝導より熱損失が求められるようにした。

送月機

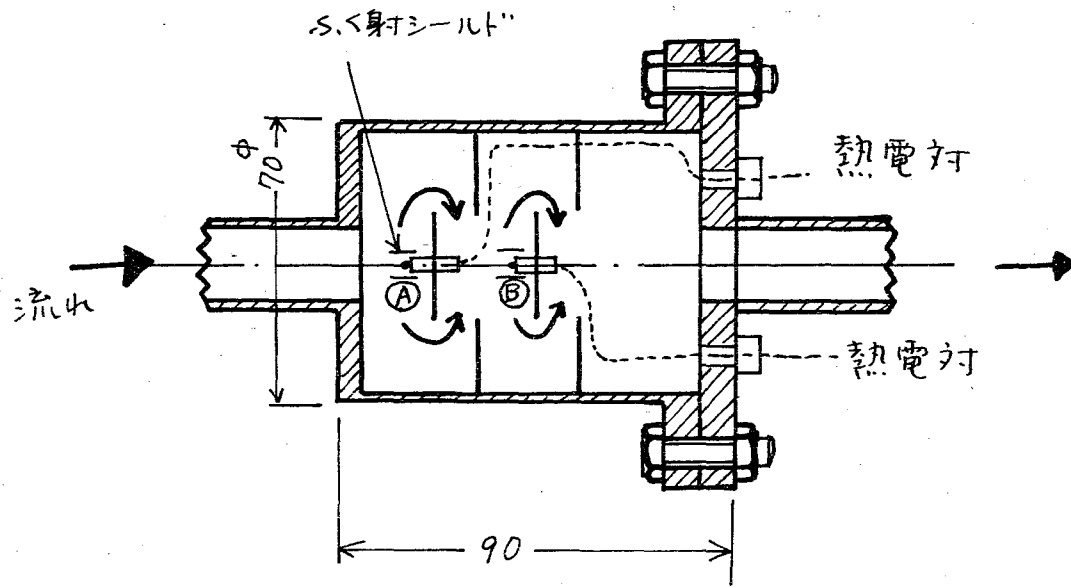
高温気体が直接に入ることから耐えられるようにステンレス鋼で作られた。また、高圧においても気体が漏れないように、軸受部はメカニカルシールを使用した。送月機を駆動する電動機は $\frac{1}{2}$ 馬力の三相の、1500rpmのものを用いて使用して必要の回転数に落としを使用した。

壁温測定

壁温測定には図5.1図にXEPで示したように、500^{mm}間隔に管壁に埋め込んだ8ヶ所のクロメル・アルメル熱電対(0.65^{mm}φ)の起電力と電位差計で読んで測定を行った。

混合平均温度測定

図5.4図に示すように二枚の邪魔板からなり、各々の邪魔板の中央にステンレス円管が5ヶ所射しやうにして熱電対を取り付けて気体の混合平均



混合室

才 5.4 四

温度を直接に測定した。混合気の周りは熱損失のないように十分にアスベストおよび岩綿で保温した。

平均流速測定

平均流速測定には4分円ノズルを用いて前後の圧力差を水柱マノメーターで測定した。

予熱器

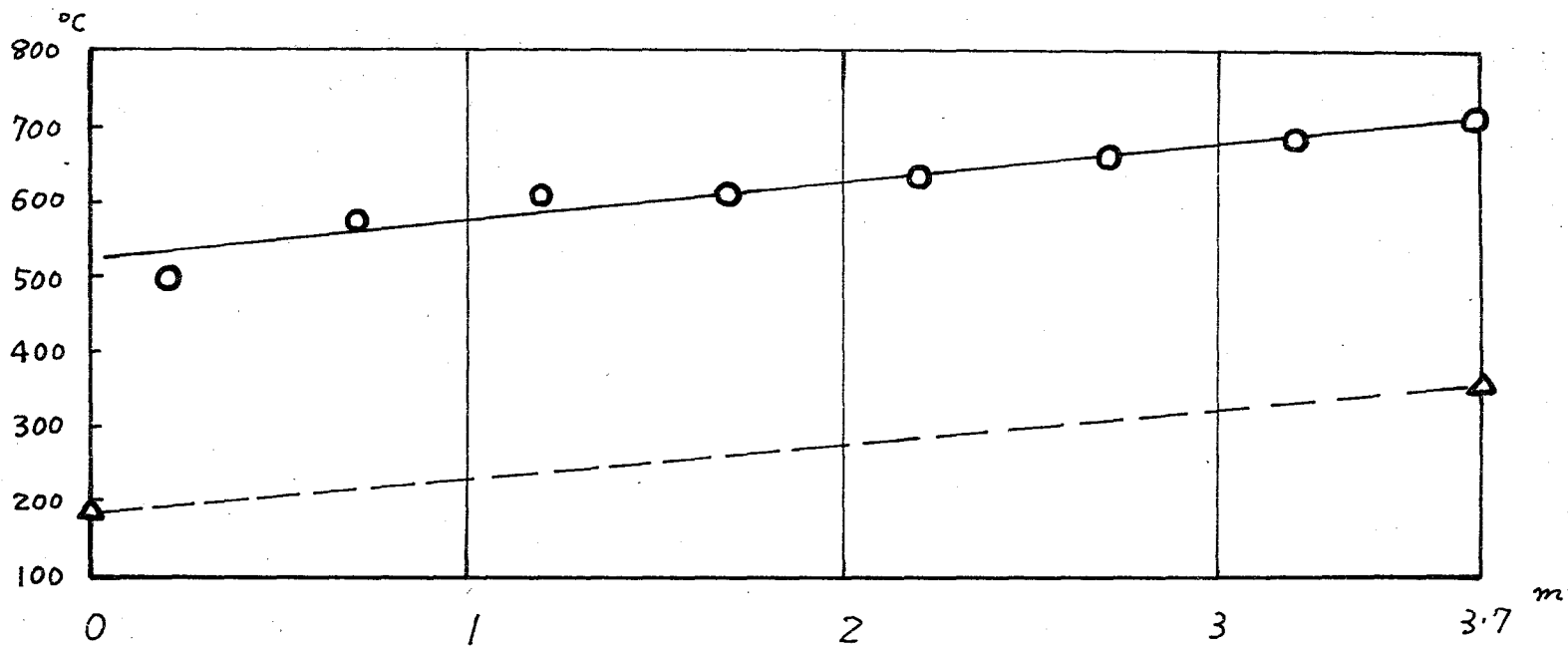
送風機と円管の間に気体を予熱するのために、5KWのニクロム線と封入し、気体温度を約 200°C 程度まで予熱した。

図5.1図が三ヶ所にゲージを使用したのは円管を加熱するのために、熱膨張があるのでそれを逃がすためである。

§ 5.3 実験

予備実験として、流体に空気を使用して実験を行なった。円管入口でのレイルズ数 $Re = \left(\frac{1300}{260} \right)^2$ ($Re = U_m D / \nu$, U_m : 平均流速, D : 管直径) 十分に層流域で実験を行なった。

軸方向の壁温分布は図5.5に示すように十分に直線性が得られた。混合平均温度の軸方向の変化は入口と出口で測定した温度を直線で結び、壁温の軸方向の勾配と一致する。混合平均温度を決定する際には、図5.4に示す混合室の二枚の邪魔板に取りつけた①および②の2個の熱電対で測定した温度は約 20°C だけ②の方が低い。②の方が十分に混合されているはずであるが壁への熱損失とありと考えると、ここでは①と②の平均温度を使用した。 20 deg は絶対温度を使用すると管入口では約3%、および管出口では約2.5%の誤差にしかならない。



○ 壁温

△ 混合平均温度

壁温分布

空气, $Re = 260$

才 5.5 图

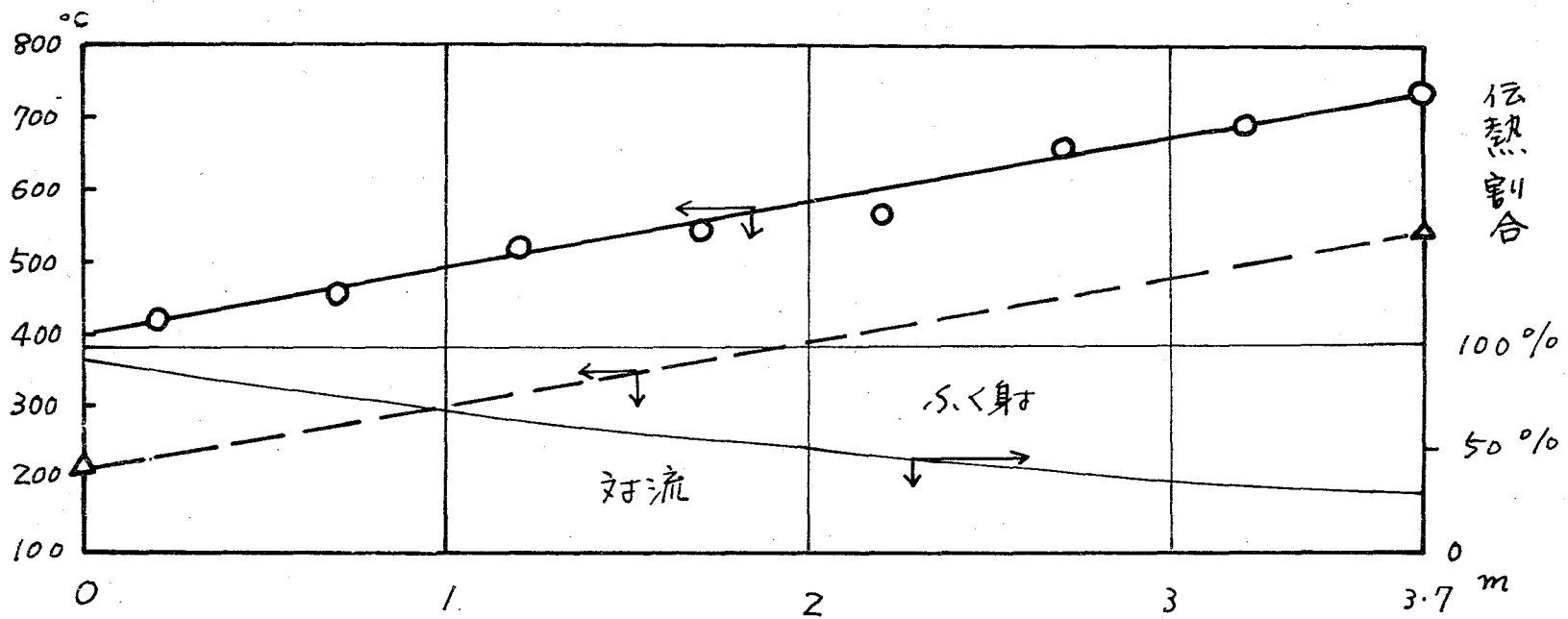
本実験では、ふく射気体として取り扱いは簡単であり、物性値もかなりよく知られていて、入手しやすい点からと、熱交換器とが気体冷却原子炉等に使用されていて熱工学上からも重要であると考えられるので CO_2 を使用した。

実験装置を加熱して十分に定常になつてから、中に入っている空気と真空ポンプで約30分引き真空 (2×10^{-2} mm Hg) にしてから CO_2 を容器から減圧弁を通して装置に注入した。一度 CO_2 を入ってから CO_2 を放出し、また CO_2 を加えるという過程を3度行なつて CO_2 が純粋になるように気とつけた。

CO_2 を注入した後、壁温および混合平均温度が定常になつた温度を測定した。

CO_2 は 4 ata および 2 ata の場合について平均流速を変えて実験を行つた。

1例として 4 ata の場合の壁温分布を Fig. 5.6 図に○印で示す、図中△印は測定した混合平均温度である。



○ 壁温
 △ 混合平均温度

CO₂ 4 ata
 Re = 2100

图 5.6

§ 5.4 実験結果おのびの考察

予備実験に使用した空気はかく射に關しては透明であるので対流のみと考えるべきである。その場合に管入口から x の位置の熱伝達率 h_x を次のように定義する。

$$h_x = \frac{q}{T_w - T_m} \quad \dots (5.1)$$

但し、 T_w : x の位置の壁温、 T_m : x の位置の混合平均温度、 q : 壁からの熱流束で次式を使用する。

$$q = Q - q_L \quad \dots (5.2)$$

但し、 Q : 入力電力から求めた熱流束、 q_L : 保温筒に埋め込んだ熱電対から求めた熱損失である。

(5.1)式で定義した熱伝達率を使用して、ヌセルト数 Nu をおのびの次のようにする。

$$Nu = \frac{h_x \cdot D}{\lambda_a} = \frac{q \cdot D}{\lambda_a (T_w - T_m)} \quad \dots (5.3)$$

空気の場合の実験は $Re = 260$, おのび 1300 で行った。

上の2) 流れは層流である。

(5.3) 式で定義した Nu を縦軸に、横軸に $(2/d)(1/Re \cdot Pr)$ と取り、図示したものが図5.8図である。空気の場
合は (0.01) の理論結果と非常によく一致している。

従って、実験結果の整理の仕方はいちでよいと考えられる。但し、 $Re = UmD/\nu$ 、 Pr : プラントル数
である。

CO_2 の場合の実験では壁温の1例を図5.6図に
示すように十分によい直線性が見られた。管入口
と出口の混合平均温度と結ぶ直線の勾配とほぼ一
致する。

よく射を考慮に入れた場合には、 ϵ_g の値は
2結んで直線から管内の混合平均温度と決定する
ことには幾分問題があると考えられるが、 CO_2 の
よく射吸収率 ϵ_g は $4ata$ で約0.1程度の値は小さ
くよく射の影響は小さいと考慮して、 ϵ_g 近似
は、以上のように入口温度と出口温度の二点と結
んで直線(破線)で管内の混合平均温度と決定し

ともよいと考え、これを適用して管内中央部の混合平均温度を決定した。

よ、く射と対流の共存する CO_2 の結果を (5.1) 式、(5.2) 式および (5.3) 式を使用して空気の場合と同様にして整理した結果を Fig. 5.8 に示す。

○EP (空気), ★ (CO₂ 4ata, $Re_0 = 1100$),

▼EP (CO₂ 4ata, $Re_0 = 2100$)

▲EP (CO₂ 4ata, $Re_0 = 3300$)

但し、 Re_0 は流量測定部でのレイノルズ数を示す。流量測定部の流体温度は約 30°C である。

温度が高い流体部では密度の変化があるの、そのため流速が小さくなると考えられる。

温度測定点でのレイノルズ数を Re_1 であらわすと次の式となる。

$$Re_1 = \left(\frac{M_0}{M_1} \right) Re_0$$

但し M_0 : 流量測定部温度での粘性係数

M_1 : 温度測定部温度での粘性係数

Re_1 の値は Re_0 の約 60% ~ 50% の値となり Re_0 より小さくなるので本実験で加熱円管部での流れは層流であると考えられる。

以上の実験結果を簡単に計算するためには次のようにおればかなりよい精度で計算出来る。

前章で報告した Couette 流れの場合にはよく射気体を考慮した場合のよく射と伝導が独立に存在してゐるとして、両者の熱流束の単純和がよい精度で、よく射と伝導の相互干渉のある場合の熱流束によく一致したことから考えて、本章でも次のようにして求めた。

H.C. Hottel によると直径に比べて十分に長い円管において、軸方向の遠くはずれ部分からのよく射は無視し、管壁と二れに接する局所的な気体との熱釣合が成立してゐると考えて次のような近似式を用いて、二れがよい結果を与えてゐる。

$$q_R = \frac{\epsilon_s + 1}{2} \cdot \sigma (\alpha_g T_w^4 - \epsilon_g T_m^4) \quad \dots (5.4)$$

$$\text{但し, } T_w = T_{w0} + Ax \quad \dots (5.5)$$

$$T_m = T_{m0} + Ax \quad \dots (5.6)$$

ϵ_s : 壁のふく射率, ϵ_g : 気体のふく射率,

α_g : 気体の吸収率,

α_g と ϵ_g の関係は CO_2 においては H.C. Hottel により実験的に求められている。

$$\alpha_g = \epsilon_g \left(\frac{T_m}{T_w} \right)^n \quad \dots (5.7)$$

但し, CO_2 の場合 $n=0.65$, を使用した。また ϵ_g は H.C. Hottel の結果を使用した。

(5.4)式から求められるふく射熱流束 q_R と (5.1)式および (5.3)式の q に代入して求めた Nu と Nu_R とし, 対流のみからの理論値による Nu と Nu_c とし, 新しく Nu を次のように考える。

$$Nu = Nu_R + Nu_c \quad \dots (5.8)$$

$$= (Nu_c)_f \left[\frac{Nu_c}{(Nu_c)_f} + \frac{1}{Nc} \frac{\left(\frac{\theta_m}{\theta_w} \right)^n \theta_w^4 - \theta_m^4}{\theta_w - \theta_m} \right]$$

但し

$$\theta_w = T_w / T_{w0}, \quad \theta_m = T_m / T_{w0}$$

$(Nuc)_f$: 十分に発達した場合の対流によるヌセルト数

$$N_c = \frac{2h_{cf}}{(G+1)\epsilon_g \cdot \sigma T_0^3} \quad \dots (59)$$

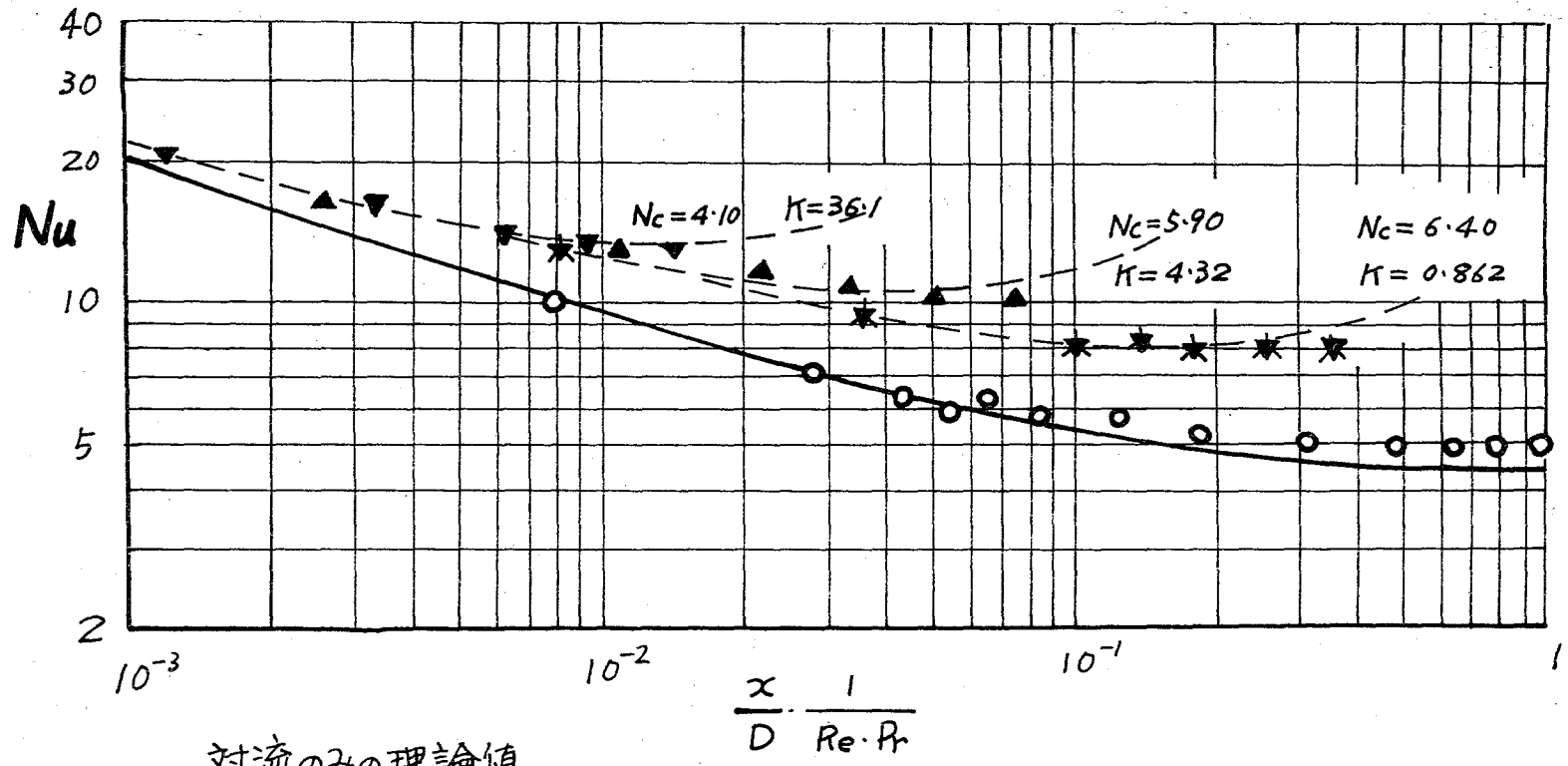
h_{cf} : 十分に発達した場合の対流熱伝達率

N_c は対流とふく射のエネルギーの比を表わしたものである。

(5.8)式を使用して、 CO_2 の各実験 (4ata) に対応する計算結果を破線以示す。

管出口部に行き程実験結果と計算結果に差が生じるとするものは、管出口に向かう程ふく射が大きくなる、つまり実験では管端の影響がふく射が少なくなる、と考えるこの整理の結果であると考えられる。

ふく射と対流の割合の軸方向分布を Fig. 5.6 図に示してある。これからわかるごとく、管後方はふく射のしめる割合が大きくなる。



$$K = Pr \cdot Re_0 \cdot D \cdot \frac{A}{T_{w0}}$$

ふく射と対流の伝熱量

A: 温度勾配

才 5.8 図

§5.5 結 論

赤外線放射気体 CO_2 が軸方向に壁温傾斜(一定)がある円管内を流れている場合の熱伝達において、近似的実験結果が、赤外線放射気体が存在する場合に赤外線放射と対流が単独に存在していると考えたときの Nu_R と Nu_C の単純和にかなりよい精度で一致した。これを、さらに十分に検討するには赤外線放射と対流の相互干渉を考慮に入れた解析が必要である。

第6章 燃焼ガスのふく射吸収係数

前章までの理論解析および実験における、ふく射流体としては不輝焰気体 (CO_2 , 水蒸気等) のように吸収係数が小さい場合を考えて来た。

しかし、実際上の問題である工業用炉とかボイラー燃焼室などにおいては輝焰ガスからのふく射が問題となってくる。

本章においては燃焼ガス等の気体に対して、これまでの解析をどのように応用すればよいかを検討し、また輝焰のふく射吸収について述べる。

輝焰からのふく射は複雑な燃焼条件により支配されるので、これを解明するため、これまでに多くの研究がなされて来ている。

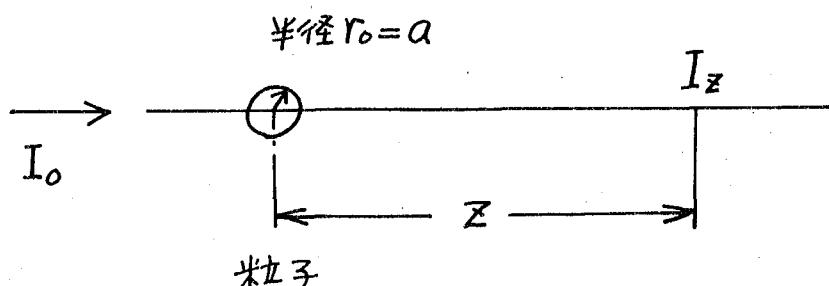
輝焰からのふく射が不輝焰からのふく射より著しく大きいのは、輝焰中に存在する、炭素を主成分とする微粒子からの固体ふく射の問題であると考えられており、従って、輝焰からのふく射は

焰中に発成し、成長する炭素微粒子の存在に支配されるので、粒子の大きさ、濃度とふく射率の関係と理論的あるいは実験的に求めたものがいくつかある。

ここでは、Mieのあすの吸収理論と応用した、V. R. Stull と G. N. Plass, また L. D. Grayの結果を使用して燃焼気体の場合には吸収係数 k とどのように選べばよいかについて述べる。

ふく射線の波長に比べて粒子径がはるかに小さいという仮定を用いると、環状炭素粒子群に入射したふく射が減衰される割合を示す粒子1個当りの吸収断面積を次のように定義する。

$$\sigma_{\text{ext}} = \pi a^2 \left(\frac{I_0 - I_z}{I_0} \right)_{z \rightarrow \infty} \quad \dots (6.1)$$



I_0 : 入射の光強度 (平行光線)

I_z : 粒子から距離 z の後の光強度

a : 粒子半径

ν : 振動数

減衰断面積は粒子自身の吸収と散乱によるものであると考えると、次のようにあらわされる。

$$\sigma_{t\nu} = \sigma_{a\nu} + \sigma_{s\nu} \quad \dots (6.2)$$

但し、

$\sigma_{a\nu}$: 粒子の吸収による吸収断面積

$\sigma_{s\nu}$: 粒子の散乱による散乱断面積

いま、不輝焰の光流体の単位体積中に N 個の球形炭素粒子 (単位体積当り) が存在している場合の全体の吸収係数 $K_{t\nu}$ は次のように表わされると仮定する。

$$\begin{aligned} K_{t\nu} &= K_{f\nu} + N \cdot \sigma_{t\nu} \\ &= K_{f\nu} + N (\sigma_{a\nu} + \sigma_{s\nu}) \quad \dots (6.3) \end{aligned}$$

ここで、 $K_{f\nu}$: 不輝焰の光流体の吸収係数である。

$\kappa_{f\nu}$ と $\sigma_{e\nu}$ の相互干渉は少ないとして相互干渉の項は無視した。

V.R. Stull と G.N. Plass の計算結果によると、波長に対して粒子径が十分に小さい場合には

$$\sigma_{av} \gg \sigma_{sv}$$

の仮定が成立する。即ち、散乱による減衰は吸収によるものに比較して十分に小さいと考えられる。

従って (6.3) 式は次のようになる。

$$\kappa_{t\nu} = \kappa_{f\nu} + \sigma_{av} \cdot N \quad \dots (6.4)$$

$\kappa_{f\nu}$ および σ_{av} は波長 (振動数) の関数であるが、全波長で積分を行なう、全吸収係数 (total) κ について考察を行なう。

ここで、粒子群に対する吸収係数 $\sigma_{av} \cdot N$ を拡散伝達 (diffusion 近似) で定義したもので表わすと次のようになる。

$$\frac{1}{K_m} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{1}{N \cdot \sigma_{av}} \cdot \frac{dB_{\nu}}{dT} \cdot d\nu}{\int_0^{\infty} \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu} \quad \dots (6.5)$$

但し, K_m : 平均吸収係数

B_{ν} : プラニクの黒体放射強度

(6.5)式にプラニクの黒体放射強度 (2.10)式を代入すると、次式のようになる。

$$\frac{1}{K_m} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^{\infty} \frac{x^4 e^x}{\sigma_{av} N (e^x - 1)} \cdot dx \quad \dots (6.6)$$

$$= \frac{1}{4\pi^4} \int_0^{\infty} \frac{G(x)}{\sigma_{av} \cdot N} \cdot dx \quad \dots (6.7)$$

$$x = h\nu/kT$$

但し, $x < 1$ の領域においては誘導放射 (induced emission) があるので $\sigma_{av} N$ として次の式を使用する必要がある。

$$\sigma_{av} N \rightarrow \sigma_{av} N (1 - e^{-x}) \quad \dots (6.8)$$

σ_{av} は V.R. Stull と G.N. Plass による式 (6.1) 図

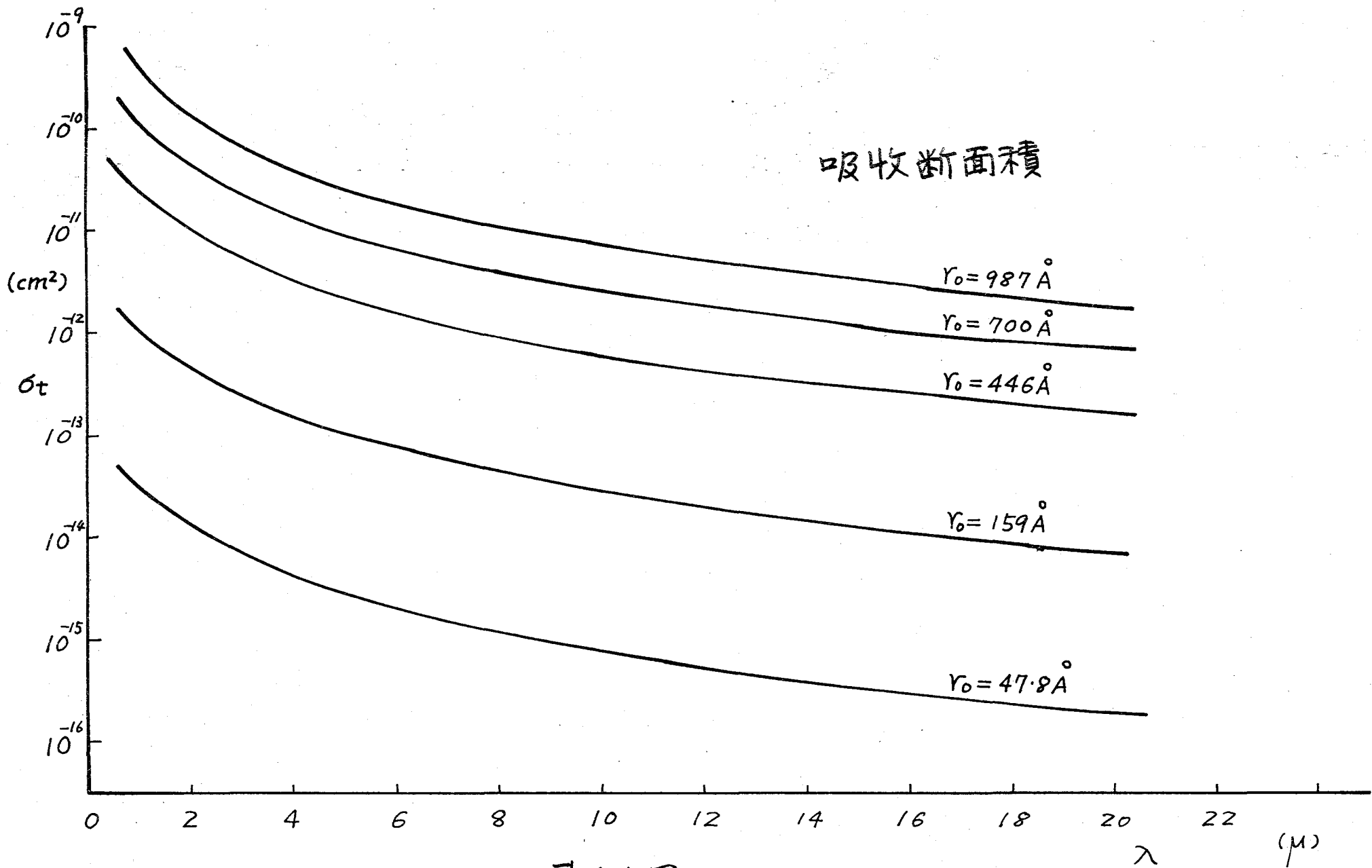


図 6.1

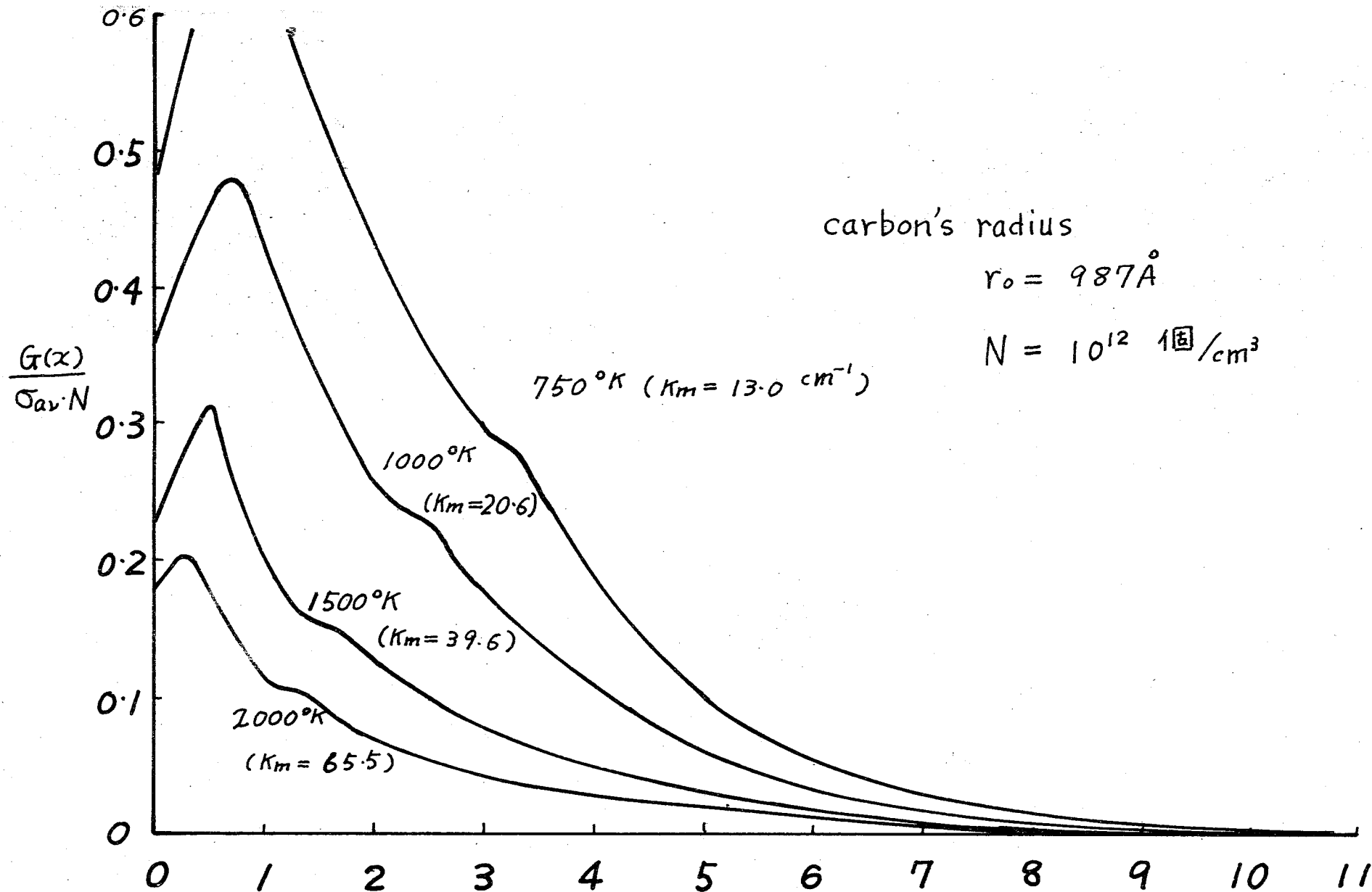
V.R. Stull & G.N. Plass

に示すように求められている。この値を使用して $G(x)/\sigma_{av}N$ の値を計算する際に $\lambda > 20\mu$ における $\sigma_t (= \sigma_{av})$ は $\sigma_t \lambda = \text{一定} = (\sigma_t \lambda)_{\lambda=20\mu}$ の仮定を使用して外挿して求めた。

(6.7)式中の $G(x)/\sigma_{av}N$ の値と $N=10^{12}$ 個/cm³ の濃度に対するの結果と図6.2図および図6.4図に、および L.D. Gray の計算した結果と図6.3図に示す。

これらの各々の図と図式積分を行なって K_m の値を求めた。

K_m を温度の関数として求めたものが図6.5図である。これより、炭素粒子のどのよう半径においてても温度が上昇するにつれて吸収係数 K_m は大きくなる傾向が示されている。これは図2.6図に示す炭酸ガスとは逆の傾向があるので、温度が上昇するにつれて、炭酸ガスと炭素粒子の混合した気体からのふく射は炭素粒子による輝焰ガスからのふく射が重要になってくることがわかる。



carbon's radius

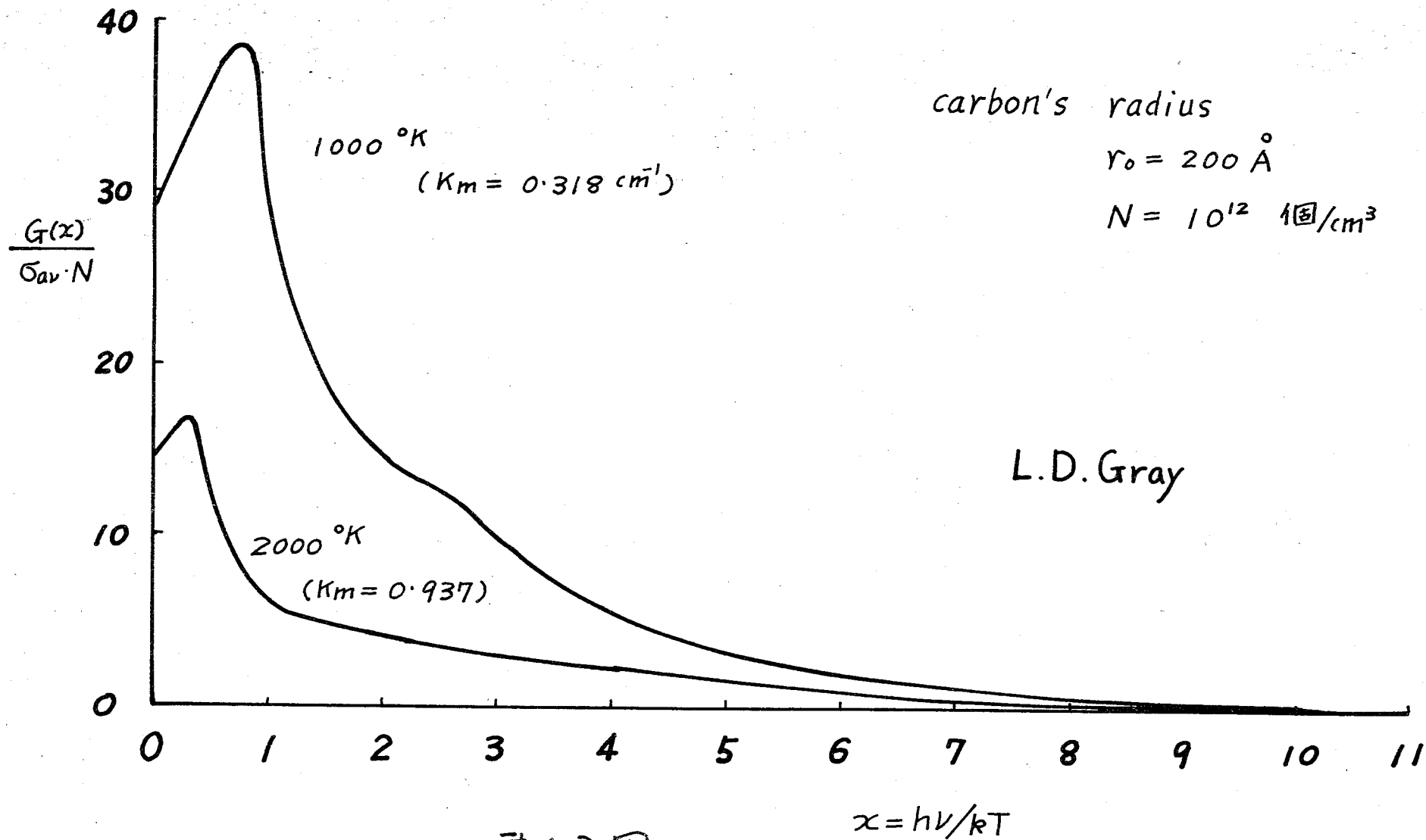
$$r_0 = 987 \text{ \AA}$$

$$N = 10^{12} \text{ 個/cm}^3$$

6.2 図

$$x = h\nu/kT$$

carbon's radius
 $r_0 = 200 \text{ \AA}$
 $N = 10^{12} \text{ 個/cm}^3$



L.D. Gray

图 6.3

$$x = h\nu/kT$$

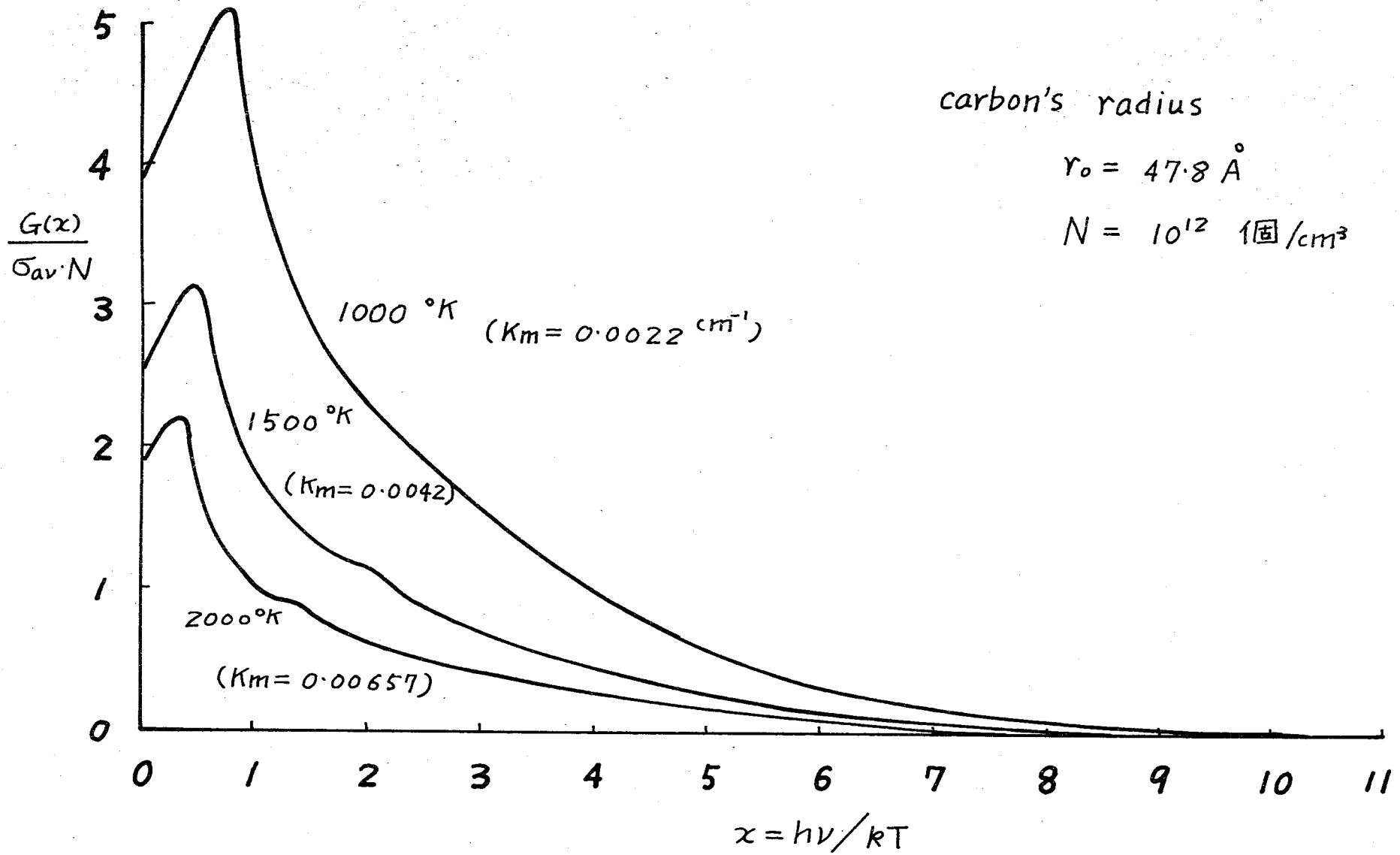
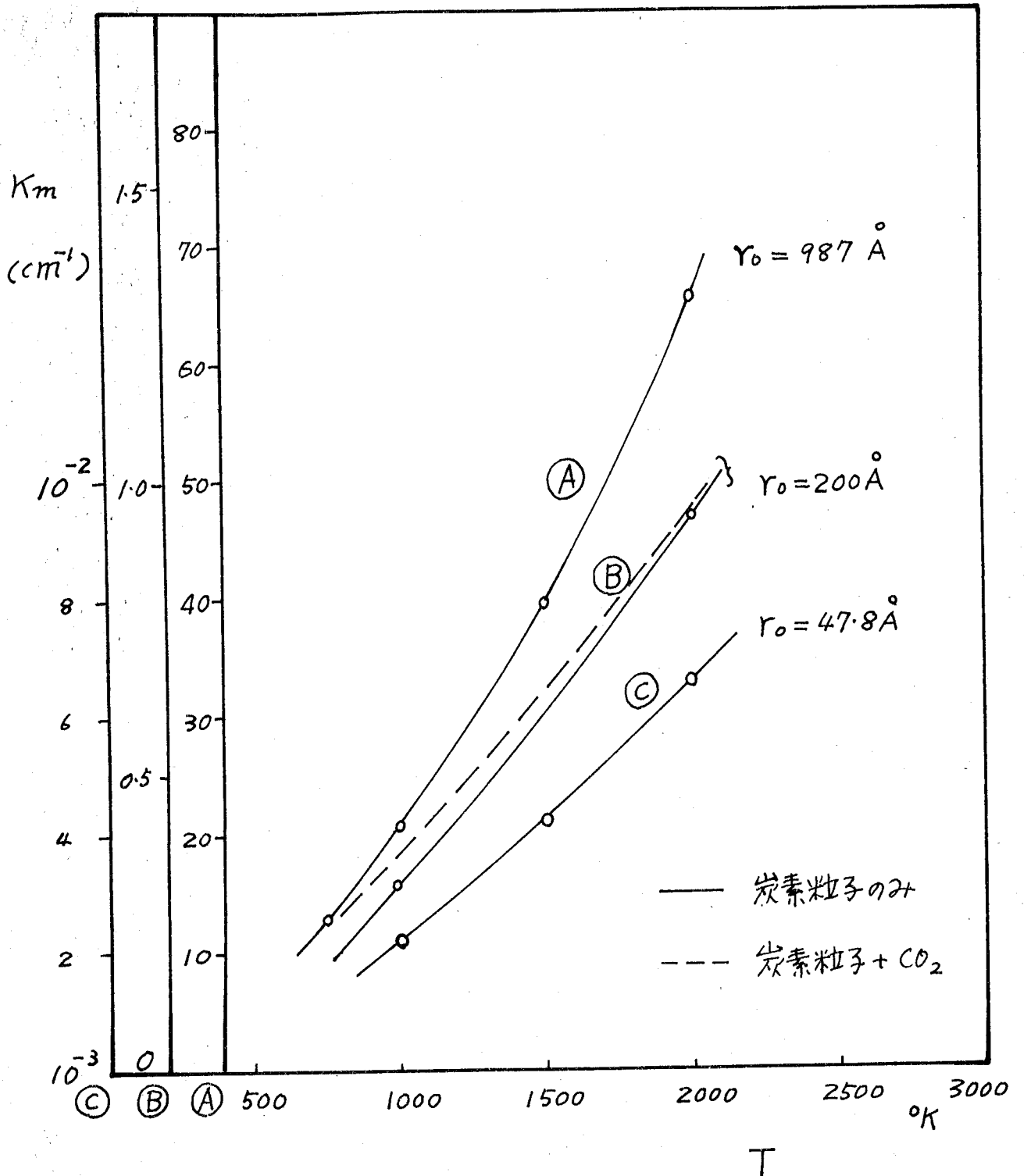


图 6.4



平均吸収係数

才6.5図

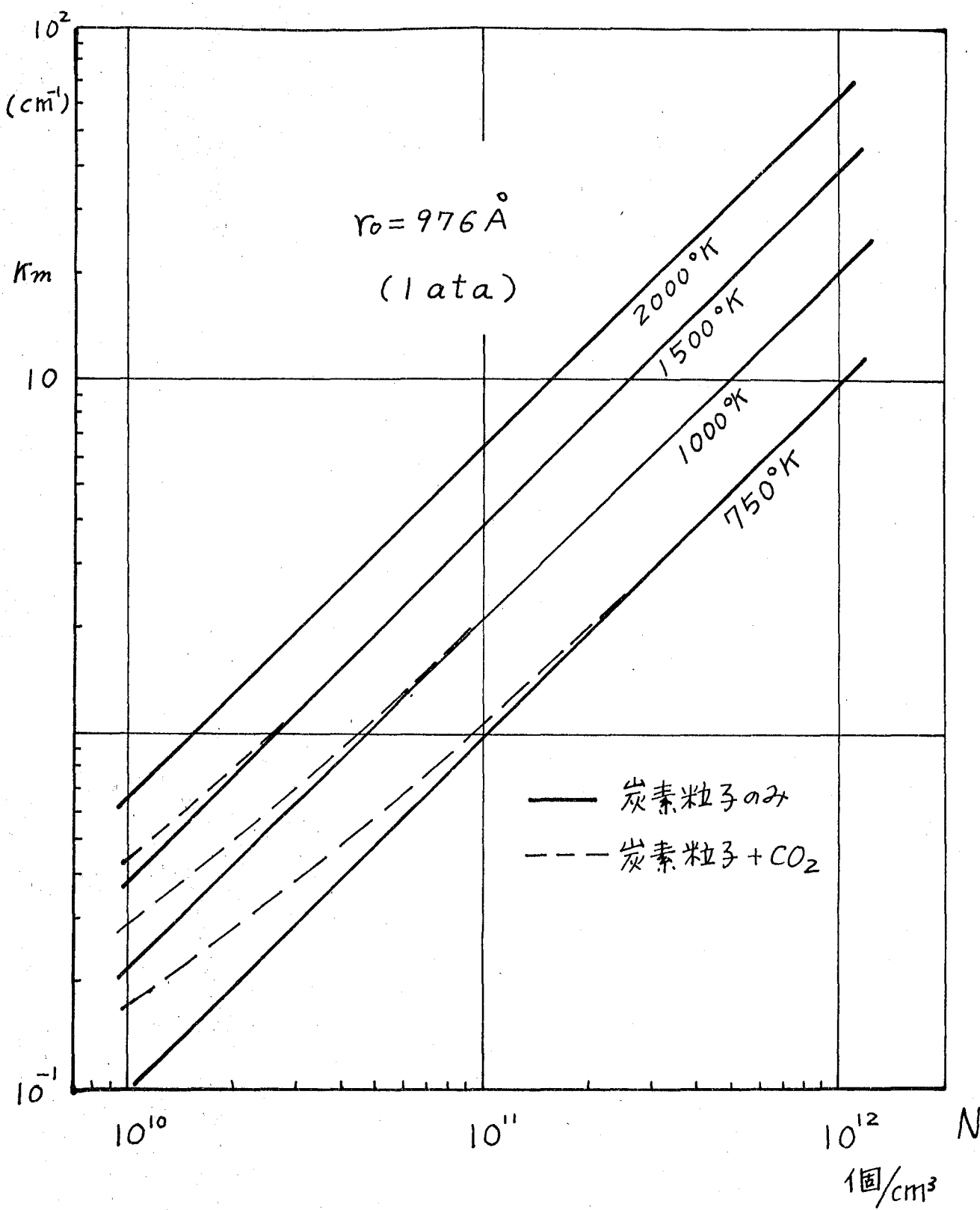
オ6.6図, オ6.7図 およびオ6.8図に吸収係数 K_m と粒子濃度 N との関係を示す。粒子濃度 N が大きくなるにつれて吸収係数 K_m が大きくなり輝焰ガスのふく射が重要になる。

一例として, $r_0 = 976 \text{ \AA}$ の場合には $T > 1000^\circ \text{K}$ $N > 10^{11}$ では炭素粒子のみによる輝焰ガスからのふく射が支配的で炭酸ガス(不輝焰)からのふく射は無視出来ることがわかる。

$r_0 = 200 \text{ \AA}$ の場合には炭酸ガスからのふく射と同一程度の輝焰ふく射の濃度の領域があるので不輝焰ガスからのふく射と無視することが出来ないことがわかる。

炭素粒子径が小さい場合 $r_0 = 47.8 \text{ \AA}$ の場合は輝焰ふく射の方が不輝焰ふく射より小さくなり輝焰の方は無視出来る。

以上から, 炭素粒子の径が大きくなり温度が高く, また濃度も大きくなる程, 炭素粒子の存在する影響が著しくなり, 不輝焰(CO_2)の影響は小さ



才 6.6 図

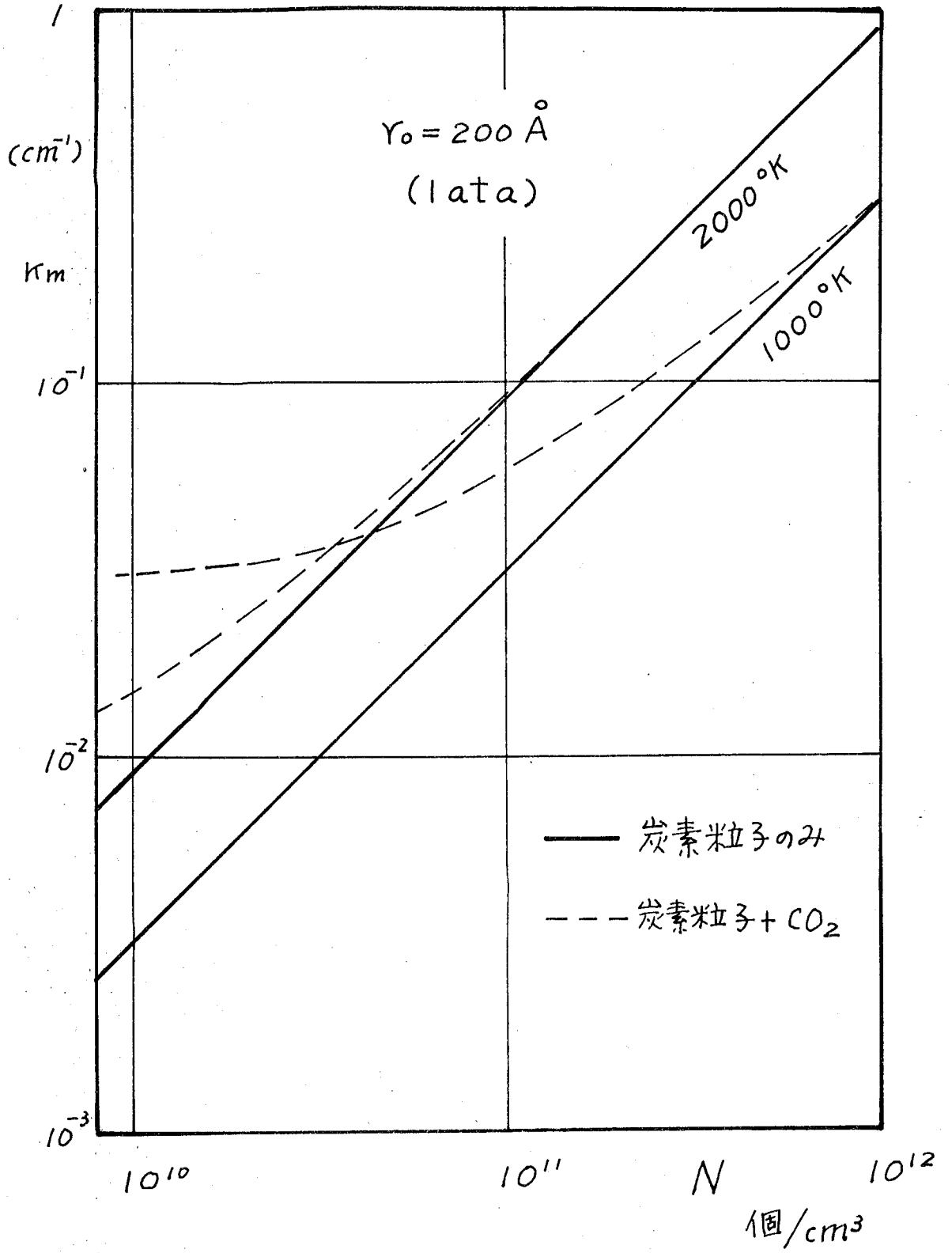


図 6.7

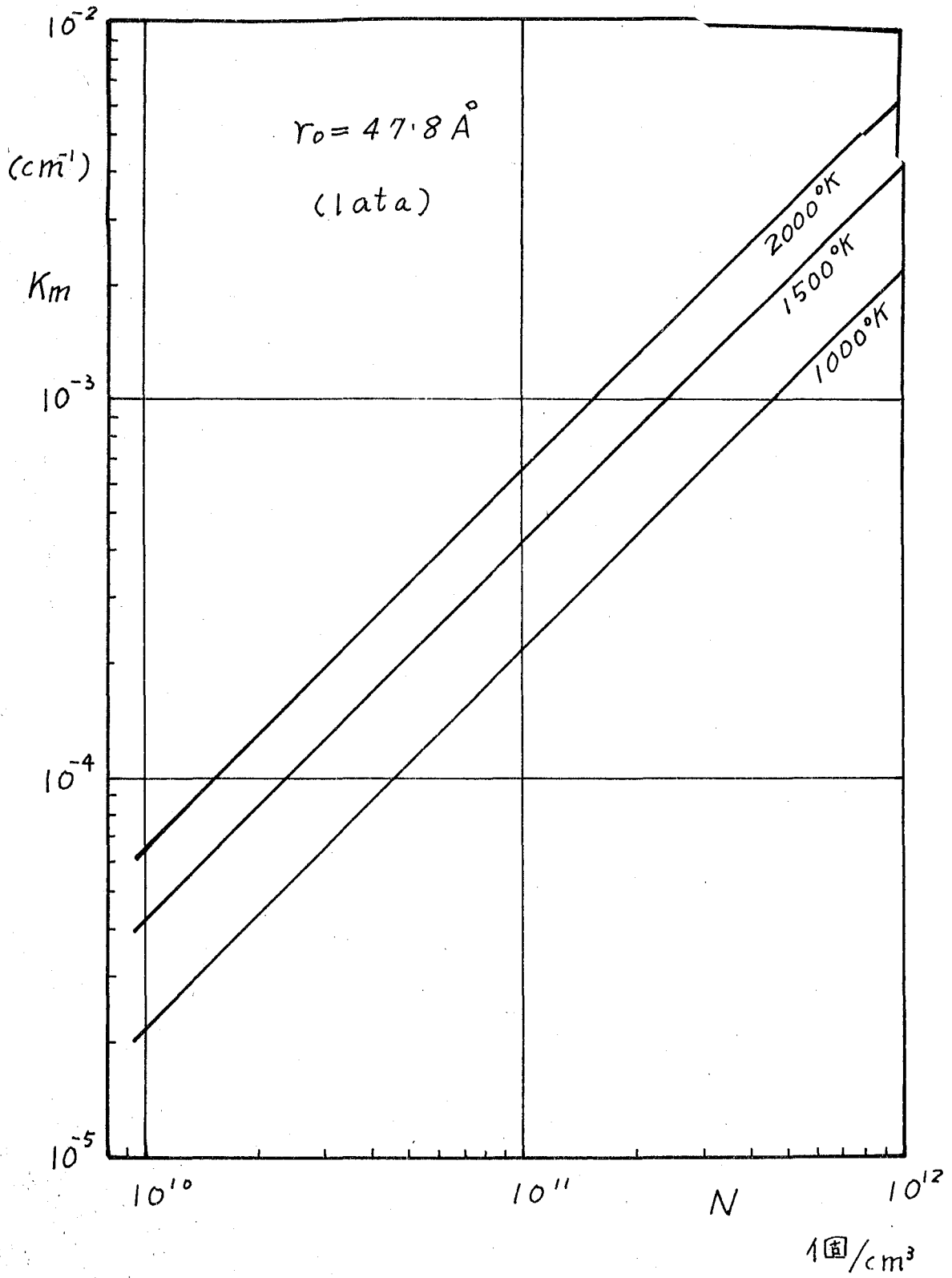


图 6.8

く、輝焰のみを考へに入れればよいことがわかる。

これまで解析に使用して来た吸収係数 K にかえて K_m を使用すればよいことが云える。

また、温度が高くなり、炭素粒子が大きくなり濃度も大きくなるにしたがって光学的厚さが厚くなるので、拡散 (diffusion) 近似を用いることが可能になると考えられる。

従来、燃焼炉内部等のかく射熱伝達を計算する場合は次に定義ある全かく射率を利用する。

$$\epsilon_f = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\nu s} B_{\nu}(T) d\nu}{\int_0^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu} \quad \dots (6.9)$$

== 2 ==

ϵ_f : 炭の全かく射率

$\epsilon_{\nu s}$: 炭の単色かく射率

これを実験的に求め、これまで使用されし表わし方を用いると

$$\epsilon_f = 1 - \exp(-K_1 \bar{c} L) \quad \dots (6.10)$$

\bar{c} : 平均炭素粒子濃度 (mg/l)

L : 5.1 射通過長さ (cm)

であらわされる。こゝで K_1 の値は各実験者達によつていろいろの値が示されている。

diffusion flame の実験 $K_1 = 0.040$

IJmuiden の実験 (1790°K) $K_1 = 0.0135$

こゝから、本報が求めた τ_m を使用して K_1 の値を理論的に求めて IJmuiden の実験結果と比較を行なつてみる。

炎の中の炭素粒子の大きさは実験から $100 \text{ \AA} \sim 300 \text{ \AA}$ であるといふことがわかつているので平均値として 200 \AA を取り考へる。

また、炭素粒子濃度は $2 \times 10^{10} \sim 2 \times 10^{12}$ 個/cm³ と云われてゐるので平均値 1×10^{11} 個/cm³ と考へる。炎中の炭素の密度 $\rho_c = 2 \text{ g/cm}^3$ であると云われてゐる。

以上の仮定を使用して平均炭素粒子濃度 \bar{c} (mg/l)

と計算する。

$$\bar{c} = \rho_c \cdot \frac{3}{4} \pi r_0^3 N \quad \dots (6.11)$$

$$\bar{c} = 6.70 \text{ (mg/l)}$$

\bar{c} と K_m の関係は (6.10) 式 から明らかになる。とく

$$K_m = K_1 \bar{c} \quad \dots (6.12)$$

である。

IJmuiden の実験の温度 1790°K と考えると

$$K_m = 0.080 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{光輝火焰のみ})$$

$$= 0.084 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{光輝火焰} + \text{CO}_2)$$

それぞれに対応する K_1 を求めると

$$K_1 = 0.0120 \quad (\text{光輝火焰のみ})$$

$$= 0.0125 \quad (\text{光輝火焰} + \text{CO}_2)$$

となり、実験値とよく一致している。

diffusion flame の場合の実験結果には温度が示

それと 11 存 11 石 ぬ 比較 する こと が 不 可 能 だ け だ

以上より、火炎の T 、平均の、温度 T 、を 知
る こと により K_m を 求 め て 理 論 的 に 火 射 の 大
き さ を 求 め る こと が 出 来 て、 炎 火 の 火 射 測 定
に 役 立 っ と 考 え ら れ る。

オク章 結 論

§7.1 本研究の成果および結論

(オ2章)ではふく射熱伝達の理論的研究で、従来発表されてくるものの大部分は他の伝熱機構(対流, 伝導)を無視したものが多く、その中で以下の解析に必要な基礎方程式, 用語, 仮定等を示し, また光学的厚さ τ_0 の全領域に適用出来る伝熱量を表わす式を求めた。最後に, ふく射流体の問題を取り扱う際には重要なパラメーターの一つとなる光学的厚さ τ_0 に必要な吸収係数の中で炭酸ガスの場合について二枚 τ_0 に圧力1 ata 以外のは存在しなかったのがあるが H.C. Hottel の CO_2 のふく射率から外挿して 4 ata, 7 ata の結果を求めた。

(オ3章)では, 従来ふく射熱伝達と伝導又は対流熱伝達とは細かに研究されて, 二枚 τ_0 両者がどのよりに関係づけられるべきかを示したものはないので, 二次元境界層流れの場合を例にとり,

エネルギー方程式で流く射とあらゆる項とどのよ
うな条件の下で考えらる必要があるかと表示し、解
くべき方程式の形を示し、流く射と他の伝熱機構
の関係をはっきりさせた。

(第4章) では、流く射と他の伝熱機構の共存す
る場合の第1段階解として流く射と伝導の共存する
Couette 流れについて、理論的および実験的解析
を行なった。

(1) 理論解析においては物性値が一定の場合の数値
解、および $\beta = 0$ については光学的に厚い場合にしか適
用出来ない近似のみがあるのだが、流く射とあらゆる
積分項の核を二次式で仮定して、光学的に薄い
場合に適用出来る温度分布を表わす結果を得
た。

(2) $\beta = 0$ には物性値は一定としその結果しか存在
しないが、 β が物性値が温度の一次式で近似出来る
場合についてこの数値解を求め、物性値の変化と考
えに入れることにより、 β 温度分布に流く射の影響

が物性値一定の場合より大きくあらわれることがわかった。

(3) 熱流束については、熱流束 Q 、光学的厚さ τ_0 、およびふく射と伝導のエネルギー比を z の軸にとった空間曲面で表わし、ふく射と伝導の両方を考えに入れなければならぬ領域を明らかにした。

(4) ふく射と伝導の共存する Couette 流での温度分布はふく射のみの伝導のみの場合の温度分布よりかなり差が生じてくるが、熱流束はふく射流体の存在するときのふく射熱流束のみの値とふく射とは無関係な伝導熱流束の値の単純和の値がほぼ一致と与えることを示した。このことは設計上に役立つことと考えられる。

(5) これまでにふく射と伝導の共存する場合についての実験は全くなかったが、Couette 流を二重円筒内の流れで近似し、ふく射流体として CO_2 を使用して実験を行ない温度分布を測定し、理論結果とほぼ一致することを示した。

(第5章)では、ふく射と他の伝熱機構が共存する場合の第2段階として、理論的解析は非常に複雑となり解くのが困難なので、ふく射と対流の共存する円管内の流れについては実験的研究を行った。

ふく射流体としては、 CO_2 を使用し、管壁温が直線的に上昇してゐる場合に、実験結果と、H.C. Hottelのふく射熱流束のみを扱う近似式と対流熱流束の単純和がかなりよく実験結果と一致することを示した。しかし、この結果の妥当性はふく射と対流の相互干渉を考慮に入れた理論解析が必要と考えられる。

(第6章)では、第5章までの解析では吸収係数が小さい気体等の場合について述べたもので、これと実際問題の燃焼ガスのように炭素粒子群の入っている二相流体の場合にはどのように応用すればよいかと例を上げて説明した。また、炭素の微粒子群を含む輝焰ガスの吸収係数について検討を行った、という。

§7.2 将来の問題点

ふく射と伝導の共存ある場合について $21d$, 理論的および実験的結果は満足されるべきと思われろが, 二つの考えん系の仮定が灰色であるのど, 波長の影響がどのようによさくかについて考慮する必要があると思われろ。

このことは, 他の解析の場合についても言えることである。

ふく射と対流の共存ある円管内の流れについてはふく射と対流の相互干渉を考慮に入れた理論解析が必要である。

本研究はふく射と他の伝熱機構の共存ある場合の研究の中でも, 主として光学的厚さがあまり厚くない場合についてであるが, 燃焼ガス等は光学的にかなり厚い場合が考えられろのど, 厚い場合はこのことのより詳しい解析が必要である。

また, 物性値の中に吸収係数が知られていないものが少ろいのでこの方面の研究も必要である。

終りに、この研究にさいして、終始御親切な御指導下さいました東京工業大学 森 康夫教授、
数値計算に關して御援助下さいました、原子燃料
公社の大竹俊英氏、実験に協力下さいました東京工
業大学大学院生の深田知久君、東京工業大学学生
の森 茂夫君、ならびに東京工業大学機械工学科
熱工學才と実験室の皆様に対し深く感謝致します。