



Title	モンテカルロ法による三次元任意形状閉空間のふく射伝熱解析
Author(s)	大森, 敏明
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第4326号
Issue Date	1993-06-30
DOI	https://doi.org/10.11501/3073062
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/49912
Type	doctoral thesis
File Information	000000267493.pdf



モンテカルロ法による三次元
任意形状閉空間のふく射伝熱解析

平成4年12月

大森 敏 明

①

モンテカルロ法による三次元 任意形状閉空間のふく射伝熱解析

平成4年12月

大森 敏明

モンテカルロ法による三次元 任意形状閉空間のふく射伝熱解析

目次

	ページ
目次	i
主な記号	iv
1. まえがき	1
2. 三次元閉空間のふく射伝熱	7
2.1 ふく射伝熱基礎式	9
2.2 ゾーン法	14
2.2.1 直接交換面積	14
2.2.2 全交換面積	15
2.2.3 三次元閉空間内のエネルギーバランス	24
2.3 モンテカルロ法	27
2.3.1 空間指標, 面指標の導入	28
2.3.2 三次元任意形状の直接交換面積	30
2.3.3 直接交換面積の対称化	46
2.4 まとめ	69

3 . 任意形状固体面間のふく射伝熱解析への応用	7 0
3 . 1 家具付室内空間を対象とした温熱環境予測	7 0
3 . 1 . 1 室内のエネルギーバランス	7 2
3 . 1 . 2 温熱環境評価指標	7 4
3 . 2 床暖房された会議室内での温熱環境解析	8 3
3 . 2 . 1 解析対象モデル	8 3
3 . 2 . 2 解析結果および考察	8 9
3 . 3 モデル実験室における人体周りのふく射環境解析	9 6
3 . 3 . 1 ふく射実験室の構成と実験条件	9 6
3 . 3 . 2 人体モデル周りの局所ふく射環境の解析	9 9
3 . 3 . 3 解析結果と測定結果の比較	1 0 1
3 . 4 まとめ	1 1 0
4 . ふく射性ガスを含む三次元加熱炉のふく射伝熱解析への応用	1 1 2
4 . 1 三次元流れ場の数値解析との組合せ	1 1 4
4 . 1 . 1 流れ解析の基礎方程式	1 1 4
4 . 1 . 2 ふく射伝熱との組合せ	1 1 8
4 . 2 鋼材加熱炉内への適用	1 2 0
4 . 2 . 1 解析対象モデル	1 2 0
4 . 2 . 2 解析結果および考察	1 2 0
4 . 3 連続式加熱炉への適用	1 3 3
4 . 3 . 1 解析対象モデル	1 3 4
4 . 3 . 2 解析条件	1 3 9

4. 3. 3	解析結果と考察および測定結果との比較	1 4 2
4. 4	まとめ	1 5 5
5.	結論	1 5 7
6.	謝辞	1 6 1
7.	文献	1 6 2

主な記号

A : 面積	[m ²]
C _{ij} : i - j 間の全交換面積	[m ²]
c _p : 定圧比熱	[J/(kg · K)]
D _{ij} : i - j 間の直接交換面積	[m ²]
E : 黒体ふく射能	[W/m ²]
F : 形態係数	[-]
K _a : 吸収係数	[m ⁻¹]
k : 熱伝導率	[W/(m · K)]
N _{ij} : i から j に到達したふく射束数	[-]
n _v : 換気回数	[h ⁻¹]
q : ガス単位体積当たりの熱発生量	[W/m ³]
q _a : 固体面単位体積当たりの熱発生量	[W/m ²]
R _x , R _y , R _z : 方向余弦	[-]
R ₁ , R ₂ , R ₃ , R _ξ , R _η , R _θ : 0 ~ 1 の一様乱数	[-]
S _g (I, J, K) : 空間指標	[-]
S _w (I, J, K, L) : 面指標	[-]
T : 温度	[K]
V : 体積	[m ³]
W : 射度	[W/m ²]
x, y, z : 座標	[-]
α : 対流熱伝達率	[W/(m ² · K)]
ε : ふく射率	[-]
ρ : 反射率 (= 1 - ε), 2.2.2項でのみ使用	[-]

- ρ : 密度 [kg/m³]
- σ : ステファン・ボルツマン定数 [W/(m² · K⁴)]
- τ : 光学厚さ (無次元飛行距離) [-]

1. ま え が き

ふく射による熱移動は、温度の異なるあらゆる物体（固体面およびふく射性ガスを指す）間に生じ、閉空間内の熱移動では対流伝熱とともに重要な役割を果たしている。一般に、ふく射伝熱量は閉空間の代表温度が高くなるに従い急激に増加するので、高温場におけるふく射伝熱の重要性はよく知られているが、室温程度の低温場においても対流伝熱量に匹敵しており、無視できないのは勿論のこと、簡略化した取扱いが不適当な場合が少なくない。たとえば、安静時の成人の基礎代謝量約 5.8 W/m^2 が人体の単位表面積から放熱される際に、 $40 \sim 50\%$ がふく射、 $20 \sim 30\%$ が対流、 $20 \sim 25\%$ が呼気や不感蒸泄等の潜熱放熱によるといわれており⁽¹⁾、ふく射による人体からの放熱量は顕熱放熱量の 50% 以上を占めているのである。このように、冷暖房機器作動時の快適性を調べることを目的として室内温熱環境を解析する場合には、ふく射は主要な伝熱モードの一つである。ところが、実務的な設計計算では単純化した取扱いに止まっていることが多い。この理由は、ふく射伝熱解析を行う場合は閉空間に存在するあらゆる固体面との間のふく射エネルギーの授受を考慮に入れなければならない、これらのふく射による熱移動量の関係を表す形態係数あるいは直接交換面積と呼ばれるふく射交換係数を求めることが相当面倒であることと、もしふく射交換係数が求めたとしても、室内各面についてのエネルギーバランスを表す非線形連立方程式を解くことの困難さにあったといえよう。

従来、室内温熱環境の計算に際しての最も簡単な取扱いは、ふく射伝熱計算の煩雑さを避けるために、対流熱伝達率との類推からふく射熱伝達率の考え

を導入し、ふく射伝熱を対流伝熱と相似に取り扱う方法であった。この場合は、壁体温度については部屋を構成する各固体面の平均温度として求めた平均ふく射温度を採用するケースが多い。さらに、壁体温度と空気温度から作用温度を算出して用いる場合は、一層簡単化して対流熱伝達率とふく射熱伝達率の和を総合熱伝達率と定義し、あたかも対流による伝熱量がふく射による伝熱量分だけ増加したかのごとく取り扱っているのである⁽²⁾。このような簡易計算法によっても、壁体温度がほぼ一様であり、かつ空気温度との差があまりなければ大きな問題は生じないが、床や天井あるいは壁などにふく射パネルを取り付けて、その面を冷却あるいは加熱するようなふく射冷暖房設備が設けられた室内の温熱環境を解析して快適性を評価する場合や、外気の影響を直接的に受ける窓が人体の温冷感に及ぼす影響、さらには人体周りの不均一ふく射場を調べるために、人体の各部位における局所ふく射環境を予測することなどを目的とした解析を行うことは困難である。より健康的で快適な居住環境の設計を行うことが空調技術者に求められており、これを実現するためには従来の簡易な計算法ではなく、局所のふく射環境についても適切な予測を行うことができる解析法の確立が望まれているのである。

ふく射の空間分布を考慮する計算法としては、平行平板や直交平板の組合せとして部屋の各面間の形態係数を求め、ふく射率を考慮してふく射平衡式を導き、表面温度や伝熱量を計算する方法が多くの研究者により用いられているが、この方法では形態係数が既知の面間の組合せでしか計算ができないために、まず室内に物体が置かれていない空室状態で計算を行った後、室内の所定場所に人体を模擬した微小球や微小立方体あるいは直方体を置き、既に計算結果として与えられている壁体温度の

下でふく射伝熱計算を行うものであった^(3, 4, 5)。実際の室内におけるふく射伝熱は、その中に居住する人間や机、衝立等の家具との間で相互に行われるふく射エネルギーの授受を勘案すべきであるが、上記のような取扱いに止まっている理由は、物体が配置された閉空間内において互いに見通せる部分と物体の影になる部分とを見分けて形態係数を算出する方法が確立されていなかったためである。本研究は、室内におかれた家具等の存在を考慮に入れた複雑な三次元形状閉空間のふく射伝熱の解析を系統的に行い、人体と室内空間および家具等との相互作用を適切に取り扱う方法の開発を研究の目的としている。

一方、閉空間の温度が高くなるほど全伝熱量に占めるふく射伝熱の寄与が大きくなるので、ふく射伝熱を正確に取り扱う必要性が増大する。たとえば、鋼材を1200℃に加熱する圧延炉では、ふく射伝熱は90%以上を占めるといわれている。従って、工業加熱の分野では対流伝熱からの類推である温度に関する線形式を適用することはできない。矢木等により開発された総括熱吸収率(ϕ_{cg})を用いて工業用炉の伝熱計算を行う方法⁽⁶⁾は、鉄鋼用圧延炉の設計等に広く用いられてきた。総括熱吸収率は、燃焼炉を構成する火炎および反射面としての炉壁と被加熱物との間のふく射伝熱を総括的に一つの係数で表したものであり、燃焼ガスと被加熱物のふく射強度の差に乗じてふく射伝熱量を計算することができる。この方法は、総括熱吸収率を実炉の操業データを基にして修正を加えることができ、炉構造、寸法、操業条件がほぼ同一であれば伝熱量を正しく予測することができる。しかも計算が極めて簡単であるので広く使用されているのである。総括熱吸収率は、ガス表面積、反射面の面積、受熱面の面積、ガスおよび受熱面のふく射率、反射面から受熱面

を見たときの形態係数によって計算することができるが、三次元的なふく射伝熱現象をこのような簡易計算で代表させるには無理があり、適切な値を求めることは難しいとされている⁽⁷⁾。ふく射伝熱は三次元的な現象であり、しかも対象とする閉空間内に大きな温度分布が存在する場合が多い。燃焼加熱炉はこの典型的な例であり、熱発生が集中する火炎部ではその周囲の燃焼ガス部に比べて温度が著しく高く、またふく射性質も異なっている。このように空間的に温度や物性に分布が生ずるようなケースに対して、ふく射伝熱現象を一括して一つの係数で代表させることが困難であることは容易に想像できる。総括熱吸収率は、実用的には実炉の操業時の炉内ガス温度、鋼材温度の炉軸方向分布の測定値から逆算して求めているのである。従って、当然のことながら、燃料の種類、燃焼条件、燃焼方式、鋼材の送り速度等の操業条件を変更した場合には、 ϕ_{cc} は異なった値をとることとなり実測値を基にした見直しが必要となるのである。上述の総括熱吸収率は被加熱物への伝熱量をガス温度と被加熱物表面温度との関係で整理する場合に便宜的に用いられる係数として理解すべきものといえよう。

新規な発想に基づく炉の最適形状や最適操業条件を決定しようとする場合には精度の高い予測を可能とする解析法が望まれる。これに対処するためには、火炎や燃焼ガスのふく射物性（吸収係数）の分布を考慮すべきであり、さらにバーナーに供給される燃焼用空気と燃料ガスの炉内における混合、反応、流動および熱移動の過程を三次元的に解析することが必要となる。

本研究では、対象とする閉空間内で生ずるマクロな伝熱現象を全て考慮し、任意形状の物体をその中に含む複雑な三次元閉空間内における空

間分布を取り扱う方法を提案することとしたい。一般に、閉空間内ではふく射と対流により物体間に熱移動が生じ、物体内では温度勾配により熱伝導が生ずる。ふく射伝熱の解析に際しては、先に述べたように物体間のふく射交換係数を複雑な形状について、しかもふく射物性に分布がある場合を取り扱うことが必要である。対流伝熱については、空調時の室内や燃焼加熱炉内では、はぼ妥当な値が知られており、特殊な伝熱形態を利用する場合や、特に高精度を要求される場合を除けば、対流熱伝達率を何らかの方法を用いて予測しなければならないケースはそれほど多くはないと考えられる。閉空間内の流れはエンタルピー輸送に関連して重要であり、温度分布や受熱量分布に影響を与えるが、床暖房におけるように室内に引き起こされる気流がごく微弱で室内空気の温度がほぼ一様に形成される場合は、気流速度を考慮せず、空気は室内で十分によく攪拌されているとする仮定が許される場合もある。一方、強制対流式の冷暖房や燃焼加熱炉では、室内あるいは炉内の空気あるいは燃焼ガスの温度分布や熱流束分布を精度よく計算する必要がある場合には、閉空間内のフローパターンを予測しなければならない。ここで対象とする流れは、乱流と考えられるので質量、運動量の保存式を適当な乱流モデルと組み合わせて数値的に解くことが考えられる。本研究では、従来工学的に広く用いられてきた $k-\epsilon$ 二方程式乱流モデルを用いることとし、ソルバーとしては汎用コード PHOENICS⁽⁸⁾ を利用している。流れとふく射を連成する方法としては、運動量の保存式と相似な偏微分方程式で表されるエネルギー方程式をたて、ソース項に別途計算して求めるふく射による伝熱量を加える計算方法が考えられるが、本研究では、流れ計算とふく射を含む伝熱計算をそれぞれ別個に実施することとした。

すなわち、閉空間内の速度分布、熱発生量分布は流れ計算の過程で求め、それらを既知としてエネルギーバランス式をたてて温度分布を求め、次いでこの温度分布の下で流れ計算を実行することとしたのである。このようにして、流れ計算と伝熱計算をお互いにリンクさせることにより、両者を満足する収束解が得られることを示している。

本論文では、まず第2章で複雑な形状をもつ三次元閉空間のふく射伝熱の解析法について詳述し、ふく射伝熱と対流伝熱、流れによるエンタルピー輸送、熱発生、熱伝導等のマクロな伝熱現象を考慮に入れたエネルギーバランス式を導き、その解法について説明している。第3章では、本研究によるふく射伝熱解析法を室内の温熱環境の解析に応用し、実験結果と比べて妥当性を検証している。第4章では、燃焼を伴う加熱炉における伝熱解析に適用し、圧延炉の実験結果と比べて解析法の妥当性の検討を行っている。第5章では、本研究において得られた結果を総括して述べている。

2. 三次元閉空間のふく射伝熱

ふく射伝熱はガラス溶解炉や圧延炉等の高温加熱炉内での熱移動の90%以上、あるいは室内における人体からの顕熱放熱量の50%以上を占める極めて重要な熱移動現象であり、熱設備の合理的設計や室内の快適な温熱環境の設計を行う上で中心的役割を果たしている伝熱形態の一つである。しかしながら、従来から設計に用いられているふく射伝熱解析は、簡略化された取扱いに止まっており、三次元を対象とする場合などでは、満足のいく解析結果を得られないことが多かった。これは、燃焼炉のふく射伝熱解析に際しての総括熱吸収率を用いる場合についていえば、三次元燃焼炉をオーバーオールなひとつの伝熱系とみなさざるをえないために、ふく射物性や形状の空間的な分布を考慮に入れることができないからであり、また室内の温熱環境解析についていえば、内部に設置された家具や人体を無視することが多く、実情に則した取り扱いを行っていないからである。これらの簡略化の主たる原因は、ふく射伝熱の基礎式が複雑な積分方程式で表されることと、対象とする面への正味ふく射伝熱量はその面を含む閉空間全体の各面からの影響を受けるといふことの二点にあると思われる。実際的な問題に対応しなければならない設計者は、積分方程式の厳密解や数値解を整理して形態係数等のふく射交換係数の形にまとめられた結果を通常利用しているが、必要となる任意形状のふく射交換係数は文献等に掲載されているとは限らないのである。また、幸いにして単純な形状でふく射交換係数が与えられていたとしても、それらを三次元を対象としたコンピュータプログラムに組み込む作業は容易ではない。さらに、閉空間内にふく射性ガスが存在し、

しかもその濃度が空間的分布をもつような場合などについて、ふく射交換係数の形にまとめて整理しておくことは不可能であるといえよう。

本研究では、ゾーン法⁽⁹⁾の概念に従ってふく射伝熱の定式化と対流伝熱、熱伝導、熱発生、流れによるエンタルピ輸送等との複合化を行うが、ふく射物性に空間分布がある任意の形状をした三次元閉空間を取り扱うことを考慮し、所要のふく射交換係数はモンテカルロ法により算出することとする。

本章では、まずふく射伝熱の基礎式について述べ、ゾーン法の概要を紹介した後、モンテカルロ法によるふく射交換係数の算出法を詳しく説明することとしたい。

2. 1 ふく射伝熱基礎式

ボイラーや加熱炉のように固体壁で囲われた三次元閉空間内に、火炎や燃焼ガスに代表されるふく射性ガスが存在する一般的な燃焼・伝熱系を模式的に示すと図2-1のようになる。これは被加熱物と炉壁から構成される固体面に囲まれた三次元空間内に、燃料および燃焼用空気がバーナ口から噴出して火炎が形成され、その周囲をCO₂, H₂O等の燃焼生成物とO₂, N₂が占めている様子を示している。火炎および燃焼ガスは周囲固体面にふく射熱伝達および対流熱伝達によって熱エネルギーを伝え、炉出口に向かって次第に温度を下げながら炉外に排出される。このような燃焼・伝熱系において、面積要素dA_i, 体積要素dV_jのエネルギーバランスをとると、それぞれ式(2-1), (2-2)のようになる。

$$\begin{aligned}
 & dA_i \int_0^\infty \int_V \frac{K_{\lambda j} E_{\lambda j} e^{-\int_0^{r_{ij}} K_\lambda(r) dr} \cos \theta_{ij} dV_j \varepsilon_{\lambda i} d\lambda}{\pi r_{ij}^2} \\
 & + dA_i \int_0^\infty \int_A \frac{W_{\lambda j} e^{-\int_0^{r_{ij}} K_\lambda(r) dr} \cos \theta_{ji} \cos \theta_{ij} dA_j \varepsilon_{\lambda i} d\lambda}{\pi r_{ij}^2} \\
 & + \alpha_i dA_i (T_a - T_i) \\
 & = dA_i \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda i} E_{\lambda i} d\lambda + q_{net, i} dA_i + \frac{\partial h_i}{\partial t} dA_i \quad (2-1)
 \end{aligned}$$

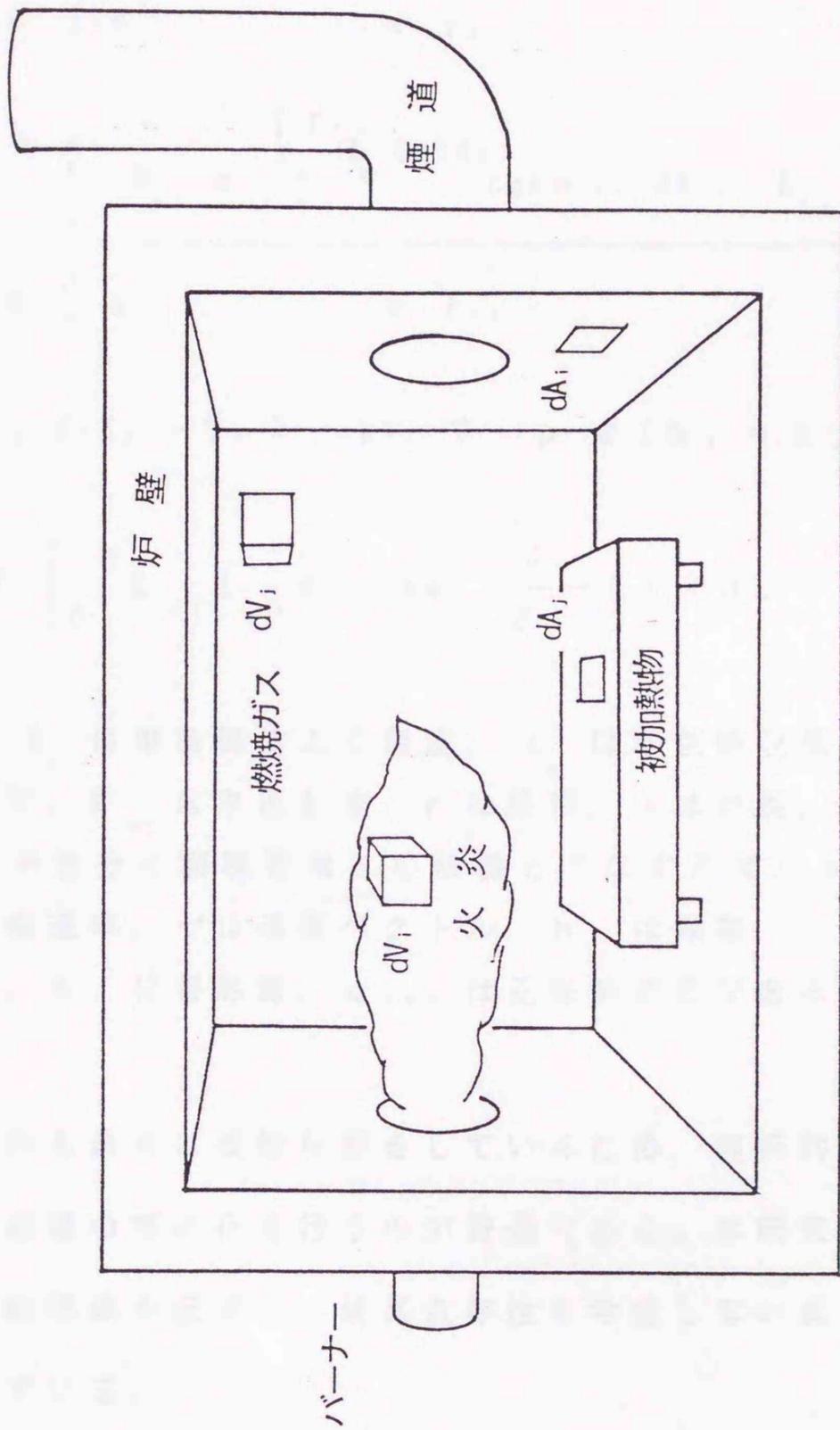


図2-1 加熱炉内の伝熱

$$dV_i \int_0^\infty \int_V \frac{K_{\lambda j} E_{\lambda j} e^{-\int_0^{r_{ij}} K_\lambda(r) dr} dV_j K_{\lambda i} d\lambda}{\pi r_{ij}^2}$$

$$+ dV_i \int_0^\infty \int_A \frac{W_{\lambda j} e^{-\int_0^{r_{ij}} K_\lambda(r) dr} \cos \theta_{ji} dA_j K_{\lambda i} d\lambda}{\pi r_{ij}^2}$$

$$+ \alpha_i A_a (T_a - T_i) - dV_i \nabla \cdot \rho \mathbf{v} (h_s + h_c)$$

$$= 4 dV_i \int_0^\infty K_{\lambda i} E_{\lambda i} d\lambda + dV_i \frac{\partial}{\partial t} [\rho (h_s + h_c)] \quad (2-2)$$

ここで、 E_λ は単色黒体ふく射能、 K_λ は単色吸収係数、 ε_λ は単色ふく射率、 W_λ は単色射度、 r は距離、 λ は波長、 θ_{ji} は要素 i 、 j を結ぶ線分と面積要素 i の法線とのなす角度、 ρ は密度、 α_i は対流熱伝達率、 \mathbf{v} は速度ベクトル、 h_s は顕熱、 h_c は化学エンタルピー、 h_i は蓄熱量、 q_{net} は正味熱流束である。

上式はいずれも非常に複雑な形をしているため、解析的に解くことは困難であり、各種の簡略化を行うのが普通である。本研究では固体面、ガス体ともに灰色体を仮定し、波長依存性を考慮しない式(2-3)、(2-4)を基礎式としている。

$$\begin{aligned}
& \left. \varepsilon_i dA_i \right\} \int_V \frac{K_j E_j e^{-\int_0^{r_{ij}} K(r) dr} \cos \theta_{ji} dV_j}{\pi r_{ij}^2} \\
& + \left. \varepsilon_i dA_i \right\} \int_A \frac{W_j e^{-\int_0^{r_{ij}} K(r) dr} \cos \theta_{ji} \cos \theta_{ij} dA_j}{\pi r_{ij}^2} \\
& + \alpha_i dA_i (T_a - T_i) \\
= & \varepsilon_i dA_i E_i + q_{net,i} dA_i \quad (2-3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left. K_i dV_i \right\} \int_V \frac{K_j E_j e^{-\int_0^{r_{ij}} K(r) dr} dV_j}{\pi r_{ij}^2} \\
& + \left. K_i dV_i \right\} \int_A \frac{W_j e^{-\int_0^{r_{ij}} K(r) dr} \cos \theta_{ji} dA_j}{\pi r_{ij}^2} \\
& + \alpha_i dA_a (T_a - T_i) - dV_i \nabla \cdot \rho \mathbf{v} (h_s + h_c) \\
= & 4 K_i dV_i E_i + dV_i \frac{\partial}{\partial t} [\rho (h_s + h_c)] \quad (2-4)
\end{aligned}$$

ここで、 E は黒体ふく射能、 K は吸収係数、 ε はふく射率、 W は射度、

r は距離である。

真空中やふく射性ガスの濃度が極めて薄い雰囲気中では、ガス体によるふく射エネルギーの射出や吸収が無視できるので、式(2-3), (2-4)において $K = 0$ とおくことができ、さらに簡略化されて、面積要素 dA_i のエネルギーバランスは式(2-5)で表される。

$$\varepsilon_i dA_i = \int_A \frac{W_j \cos \theta_{ji} \cos \theta_{ij} dA_j}{\pi r_{ij}^2} + \alpha_i dA_i (T_a - T_i)$$

$$= \varepsilon_i dA_i E_i + q_{net, i} dA_i \quad (2-5)$$

2. 2 ゾーン法 (9.10)

ゾーン法はHottelによって開発された式(2-3), (2-4)の数値解法であり, 工業用加熱炉等の伝熱解析に主として適用されてきた。ゾーン法の特徴は数学的にふく射エネルギー交換が厳密に記述されていることであり, 形状が単純な直方体などの場合は、閉空間のゾーニングを十分に小さくすれば厳密解に一致することが確かめられている。

2. 2. 1 直接交換面積

まず, 反射の存在しない黒体閉空間内に存在する任意の二ゾーン i, j 間のふく射エネルギー交換量 Q_{ij} は,

$$\begin{aligned} Q_{ij} &= D_{ij} \sigma (T_i^4 - T_j^4) \\ &= D_{ij} (E_i - E_j) \end{aligned} \quad (2-6)$$

で表される。ふく射エネルギー交換を表す係数 D_{ij} を直接交換面積と呼ぶ。ここで, σ はステファン・ボルツマン定数である。吸収係数に空間分布がある場合, 直接交換面積 D_{ij} は図2-2に示す各場合について次のように導かれる。

(a) 固体面間

$$D_{ij} = \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{dA_i \cos \theta_i dA_j \cos \theta_j e^{-\int_0^r K dr}}{\pi r^2} \quad (2-7)$$

(b) 固体面-ガス体間

$$D_{ij} = \int_{V_j} \int_{A_i} \frac{K_j dV_j dA_i \cos \theta_i e^{-\int_0^r K dr}}{\pi r^2} \quad (2-8)$$

(c) ガス体間

$$D_{ij} = \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{K_i dV_i K_j dV_j e^{-\int_0^r K dr}}{\pi r^2} \quad (2-9)$$

直接交換面積 D_{ij} は数値的に解かれるが、複雑な任意形状の場合、吸収係数が空間的に一様でないとき解くことが極めて難しい。一般的には吸収係数を全て一様とし、三次元直交閉空間を立方体形状にメッシュ分割して数値計算により求め、光学厚さで整理した結果を利用している。閉空間が任意形状を有するために、これに適合した形状のメッシュ分割が必要になる場合、火炎と燃焼ガスのふく射物性を区別して取り扱わなければならない場合等への適用は事実上不可能であったといえる。

しかし、閉空間内が真空の場合や空気で満たされている場合は、固体面間の組合せだけを考慮すればよく、

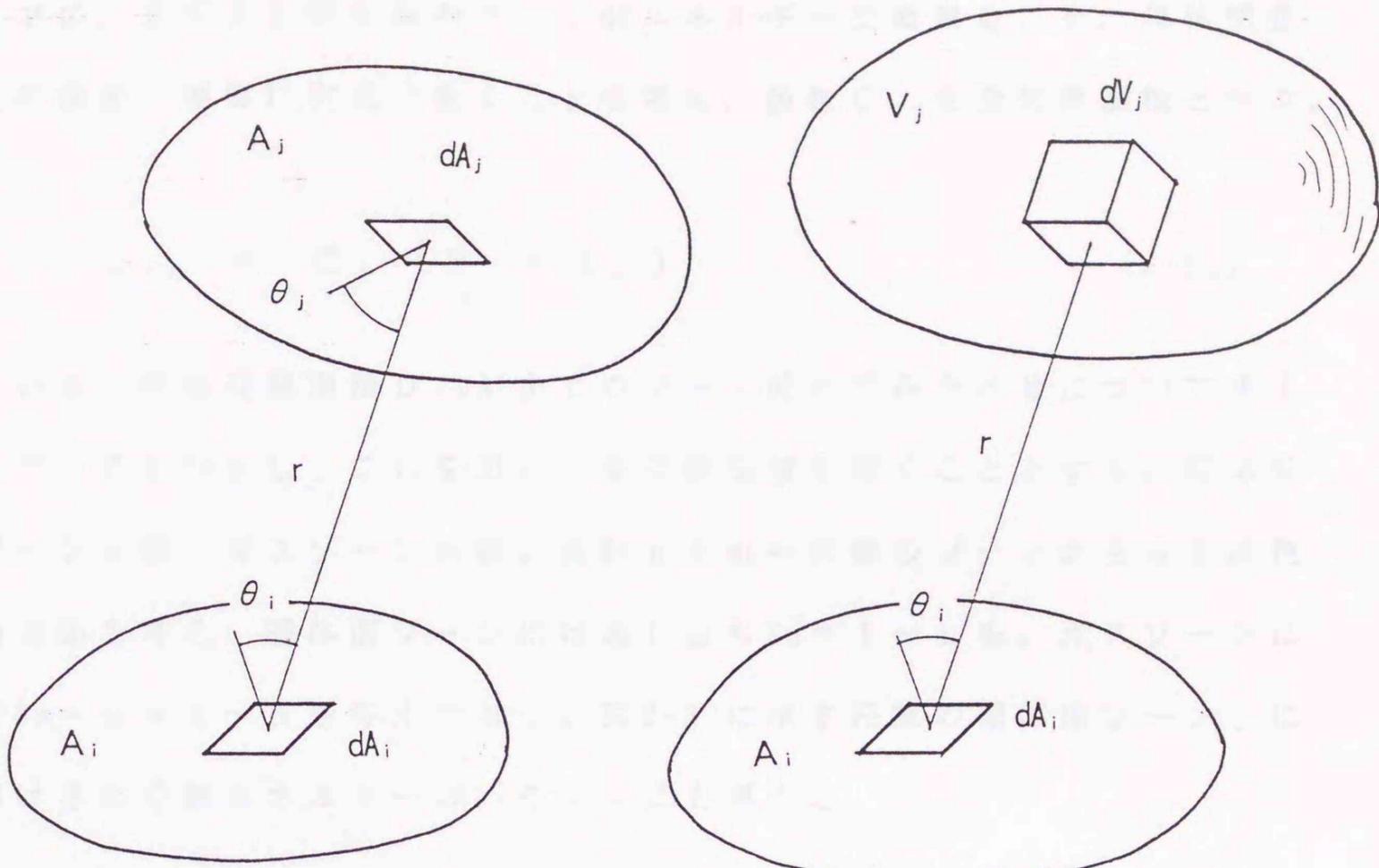
$$D_{ij} = \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{dA_i \cos \theta_i dA_j \cos \theta_j}{\pi r^2} \quad (2-10)$$

と簡単になり、形態係数とは式(2-11)の関係がある。

$$F_{ij} = D_{ij} / A_i \quad (2-11)$$

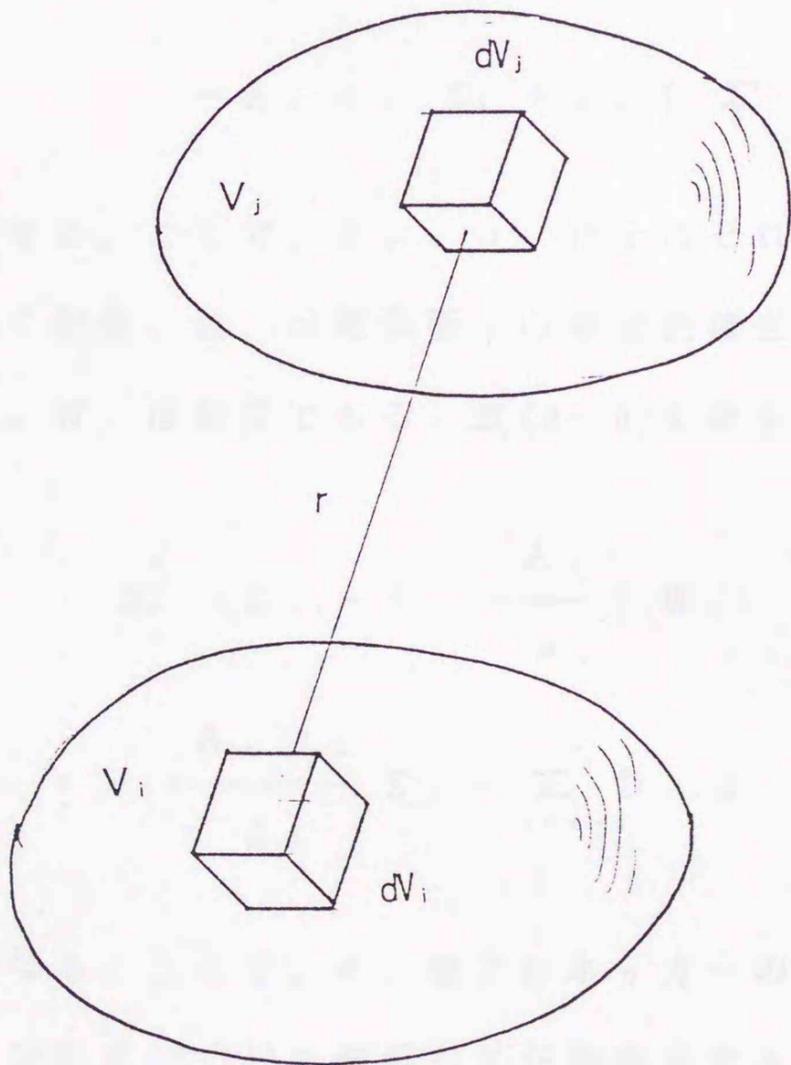
2. 2. 2 全交換面積

反射を考慮する灰色閉空間内の任意の二ゾーン間のふく射エネルギー交換は、固体面での反射があるために当該する二ゾーンだけの関係では決まらず、閉空間を構成する全てのゾーンが影響を及ぼすのである。こ



(a) 面-面

(b) 面-ガス



(c) ガス-ガス

図2-2 ゾーン間のふく射エネルギーの授受

ここでは、まず灰色閉空間内のふく射エネルギー交換量 Q_{ij} を、黒体閉空間の場合と相似に次式で表すことを考え、係数 C_{ij} を全交換面積と呼ぶ。

$$Q_{ij} = C_{ij} (E_i - E_j) \quad (2-12)$$

いま、直接交換面積 D_{ij} が全てのゾーン間の組み合わせについて求まっているものとし、これを用いて全交換面積を導くこととする。固体面ゾーン n 個、ガスゾーン m 個、合計 $n + m = N$ 個のゾーンからなる灰色閉空間を考え、固体面ゾーンには通し番号 $S_n = 1 \sim n$ を、ガスゾーンには $S_n = n + 1 \sim N$ を与えておく。図 2-3 に示す任意の固体面ゾーン j におけるふく射エネルギーのバランス式を導くと、

$$\begin{aligned} A_j W_j &= A_j \varepsilon_j E_j + A_j \rho_j H_j \\ &= A_j \varepsilon_j E_j + \rho_j \left(\sum_{i=1}^n D_{ij} W_i + \sum_{i=n+1}^N D_{ij} E_i \right) \end{aligned} \quad (2-13)$$

となる。ここで、 ε_j 、 ρ_j はそれぞれふく射率、反射率、 E_j は黒体ふく射能、 H_j は固体面 j の単位面積当たりに入射するふく射エネルギー、 W_j は射度である。式 (2-13) を書き直すと、

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n (D_{ij} - \delta_{ij} \frac{A_j}{\rho_j}) W_i \\ = - \frac{A_j \varepsilon_j}{\rho_j} E_j - \sum_{i=n+1}^N D_{ij} E_i \end{aligned} \quad (2-14)$$

となる。ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。全ての固体面ゾーンに式 (2-14) を適用して行列表示すると。

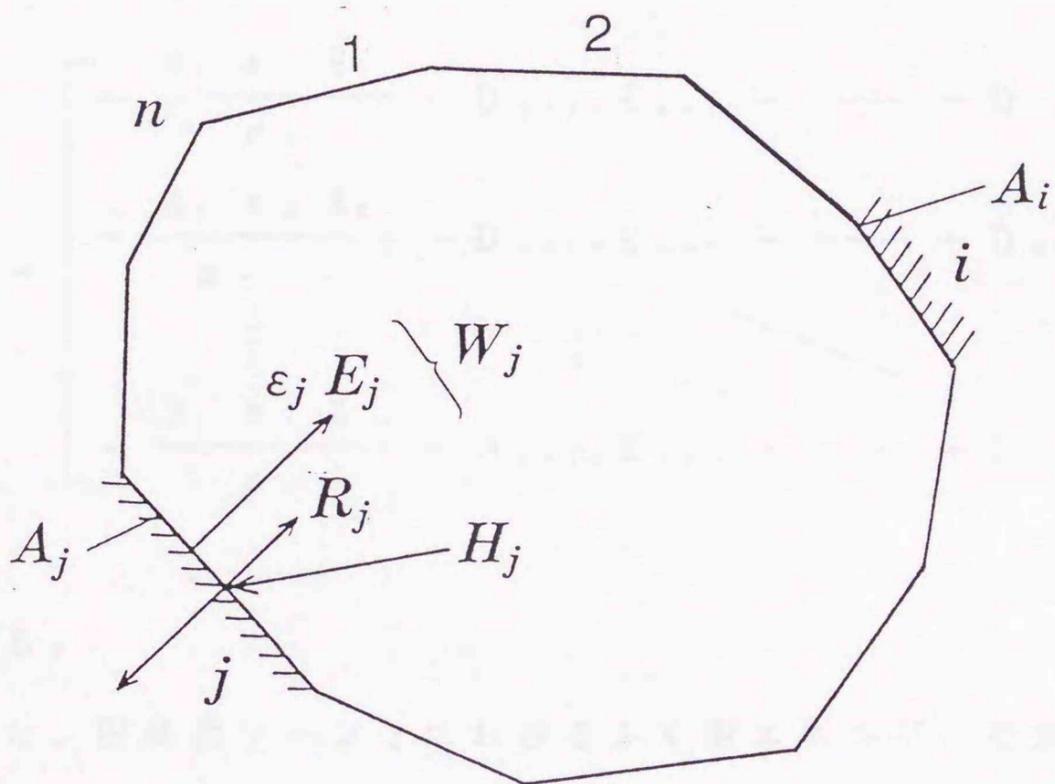


図2-3 固体面ゾーン A_j におけるふく射エネルギーのバランス

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} D_{11} - \frac{A_1}{\rho_1} & D_{12} & \dots & D_{1n} \\ D_{12} & D_{22} - \frac{A_2}{\rho_2} & \dots & D_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ D_{1n} & D_{2n} & \dots & D_{nn} - \frac{A_n}{\rho_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \\ \vdots \\ W_n \end{bmatrix} \\
 = & \begin{bmatrix} -\frac{A_1 \varepsilon_1 E_1}{\rho_1} & -D_{n+11} E_{n+1} & \dots & -D_{N1} E_N \\ -\frac{A_2 \varepsilon_2 E_2}{\rho_2} & -D_{n+12} E_{n+1} & \dots & -D_{N2} E_N \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\frac{A_n \varepsilon_n E_n}{\rho_n} & -D_{n+1n} E_{n+1} & \dots & -D_{Nn} E_N \end{bmatrix} \quad (2-15)
 \end{aligned}$$

となる。

また、固体面ゾーン j におけるふく射エネルギー交換量 $Q_{net,j}$ (面から外に向かう方向を正) は式(2-16)のようになる。

$$\begin{aligned}
 Q_{net,j} &= A_j (W_j - H_j) \\
 &= A_j \left(W_j - \frac{W_j - \varepsilon_j E_j}{\rho_j} \right) \\
 &= \frac{A_j \varepsilon_j}{\rho_j} (E_j - W_j) \quad (2-16)
 \end{aligned}$$

各固体面ゾーンの温度が与えられていてふく射伝熱量を計算する場合は、連立方程式(2-15)の解 $W_1 \sim W_n$ を式(2-16)に代入すればよい。ところが実際の解析対象となる多くの問題では各ガスゾーンの温度が未知のう

え、対流伝熱、熱伝導、流れによるエンタルピー輸送などと複合したふく射熱移動現象を取り扱わなければならない。このような複雑な問題に対処するために以下のようにして全交換面積を算出する。

灰色固体面ゾーン i から射出されたふく射エネルギーは、直接的および各面で数多くの反復反射を受けた後、固体面ゾーン j にて $Q_{i \rightarrow j}$ だけ吸収されるものとする。この $Q_{i \rightarrow j}$ を式 (2-17) で表し、係数 C_{ij} を全交換面積と呼ぶ。

$$Q_{i \rightarrow j} = C_{ij} E_i \quad (2-17)$$

式 (2-17) の両辺を E_i で割れば、全交換面積 C_{ij} は固体面ゾーン i から単位黒体ふく射能が射出されたときの固体面ゾーン j への熱移動量に相等することがわかる。つぎに、図 2-3 にてふく射エネルギーの射出源を固体面ゾーン i のみに限定 ($E_j = 0; j=1 \sim N, j \neq i$) し、全ての固体面ゾーンに式 (2-14) を適用し行列で表したうえ、 E_i で両辺を割ると式 (2-18) が得られる。

$$\begin{bmatrix} D_{11} - \frac{A_1}{\rho_1} & D_{12} & \cdots & D_{1i} & \cdots & D_{1n} \\ D_{21} & D_{22} - \frac{A_2}{\rho_2} & \cdots & D_{2i} & \cdots & D_{2n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ D_{i1} & D_{i2} & \cdots & D_{ii} - \frac{A_i}{\rho_i} & \cdots & D_{in} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ D_{n1} & D_{n2} & \cdots & D_{ni} & \cdots & D_{nn} - \frac{A_n}{\rho_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_iW_1 \\ {}_iW_2 \\ \vdots \\ {}_iW_i \\ \vdots \\ {}_iW_n \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \frac{A_i \varepsilon_i}{\rho_i} \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2-18)$$

ここで、 n 元の連立方程式となる式(2-18)の解である ${}_iW_j$ (無次元射度) が求めれば、固体面ゾーン j における正味ふく射エネルギー交換量は式(2-19)から求められることとなる。ただし、前添字 i は単位黒体ふく射能の単独射出源が固体面ゾーン i であることを示すために付してある(以下同様)。

$${}_iQ_{net.,j} = \frac{A_j \varepsilon_j}{\rho_j} (\delta_{ij} - {}_iW_j) \quad (2-19)$$

一方、この場合の固体面ゾーン j における射出ふく射エネルギーは $A_j \varepsilon_j \delta_{ij}$ であり、またゾーン i から射出された単位黒体ふく射能を

もつづく射エネルギーが各面での反復反射を経て最終的に固体面ゾーン j に吸収される量を ${}_i Q_{i \rightarrow j}$ とすれば、

$${}_i Q_{net, j} = A_j \varepsilon_j \delta_{ij} - {}_i Q_{i \rightarrow j} \quad (2-20)$$

である。式(2-17)の両辺を E_i で割れば ${}_i Q_{i \rightarrow j} = C_{ij}$ となるから、全交換面積 C_{ij} は式(2-19)、(2-20)から、

$$C_{ij} = \frac{A_j \varepsilon_j}{\rho_j} ({}_i W_j - \delta_{ij} \varepsilon_i) \quad (2-21)$$

と求まる。

つぎに、既に求めた式(2-15)にガスゾーン i のみが単独射出源 ($E=0; j=1 \sim N, j \neq i$)である条件を適用し、両辺を E_i で割ると式(2-22)となる。

$$\begin{bmatrix} D_{11} - \frac{A_1}{\rho_1} & D_{12} & \dots & D_{1i} & \dots & D_{1n} \\ D_{21} & D_{22} - \frac{A_2}{\rho_2} & \dots & D_{2i} & \dots & D_{2n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ D_{i1} & D_{i2} & \dots & D_{ii} - \frac{A_i}{\rho_i} & \dots & D_{in} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ D_{n1} & D_{n2} & \dots & D_{ni} & \dots & D_{nn} - \frac{A_n}{\rho_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_iW_1 \\ {}_iW_2 \\ \vdots \\ {}_iW_i \\ \vdots \\ {}_iW_n \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} -D_{i1} \\ -D_{i2} \\ \vdots \\ -D_{in} \end{bmatrix} \quad (2-22)$$

式(2-22)の解である ${}_iW_j$ を用いると、ガスゾーン i と固体面ゾーン j との間の全交換面積 C_{ij} は式(2-23)となる。

$$C_{ij} = \frac{A_j \varepsilon_j}{\rho_j} {}_iW_j \quad (2-23)$$

また、ガスゾーン j が吸収するふく射エネルギーは、ガスゾーン i から直接的にガスゾーン j に到達して吸収されるふく射エネルギーと、固体面ゾーンにおける反復反射を経て吸収されるふく射エネルギーの和であるから、ガスゾーン i とガスゾーン j との間の全交換面積は

$$C_{ij} = D_{ij} + \sum_{k=1}^n D_{kj} W_k \quad (2-24)$$

となる。

以上の全交換面積の定義により，閉空間内の任意の二ゾーン i, j 間のふく射エネルギー交換量は

$$\begin{aligned} Q_{ij} &= Q_{i \rightarrow j} - Q_{j \rightarrow i} \\ &= C_{ij} E_i - C_{ji} E_j \end{aligned} \quad (2-25)$$

となることがわかる。従って，双方のゾーンの温度が同じであれば， $Q_{ij} = 0$ でなければならないから式(2-26)の関係（相互関係）が成立する。

$$C_{ij} = C_{ji} \quad (2-26)$$

また、ゾーン i が単位黒体ふく射能をもつ単独射出源とすれば，閉空間内の個々のゾーンで吸収された総和は，ゾーン i にて射出されたふく射エネルギーに等しくなければならないから，つぎの総和関係も成り立つ。

$$\sum_{j=1}^N C_{ij} = \begin{cases} \epsilon_i A_i \\ 4 K_i V_i \end{cases} \quad (2-27)$$

2. 2. 3 三次元閉空間内のエネルギーバランス

対象とする三次元閉空間内の定常状態におけるエネルギーバランスについて検討する。

(1) 固体面ゾーン

固体面ゾーン j におけるエネルギーバランスを考えると式(2-28)のようになる。

$$\sum_{i=1}^N C_{i,j} \sigma T_i^4 - A_j \varepsilon_j \sigma T_j^4 + A_j \alpha_j (T_{g,j} - T_j) + q_{a,j} A_j = Q_j \quad (2-28)$$

ここで、第1項は閉空間の全てのゾーン(固体面ゾーン n 個、ガスゾーン m 個、合計 $n + m = N$ 個)からゾーン j への正味ふく射エネルギー伝熱量、第2項は固体面ゾーン j 自身から射出されるふく射エネルギー、第3項は対流伝熱量、第4項はゾーン j における熱発生量を表し、 $q_{a,j}$ は単位面積当たりの熱発生量である。ただし、 $T_{g,j}$ は固体面ゾーン j に隣接するガスゾーンの温度である。また貫流熱量 Q_j は炉壁の厚さ、熱伝導率をそれぞれ ℓ_j 、 k_j 、外気温度を $T_{o,j}$ 、外壁における総合熱伝達率を $\alpha_{o,j}$ として式(2-29)で表される。

$$Q_j = A_j (T_j - T_{o,j}) / [(\ell_j / k_j) + 1 / \alpha_{o,j}] \quad (2-29)$$

(2) ガスゾーン

ガスゾーン j におけるエネルギーバランス式は式(2-30)のように導かれる。

$$\sum_{i=1}^N C_{i,j} \sigma T_i^4 - 4 K_j V_j \sigma T_j^4 + A_{a,j} \alpha_j (T_{a,j} - T_j) - \int_{A_{s,j}} \rho c_p (T_g - T_{ref}) (\nabla \cdot \mathbf{m})_j dAs + q_j V_j = 0 \quad (2-30)$$

第1項は閉空間内の全てのゾーンからガスゾーン j への正味ふく射エネ

ルギー伝熱量、第2項はガスゾーンj自身から射出されるふく射エネルギー、第3項はガスゾーンjが固体面ゾーンに接している場合の対流伝熱量、第4項は流れによるエンタルピー輸送、第5項はガスゾーンjにおける熱発生量を表す。添字ajはガスゾーンjに接する固体面ゾーンを示す。第4項はガスゾーンjの全境界面 $A_{s,j}$ の積分を意味し、密度 ρ 、比熱 c_p 、ガス温度 T_g については風上側の値を用いる。 \mathbf{v} は速度ベクトル、 \mathbf{n} はガスゾーンjの境界面上の外向き単位法線ベクトル、 q_j は単位体積当りの熱発生量、 V_j は体積である。式(2-28)、(2-30)は全要素数 $n + m = N$ 個導かれ、N元の非線形連立方程式となる。式に含まれる未知温度についてニュートン・ラプソン法とガウス・ザイデル法を併用して解けば、ガスや炉壁の温度分布を求めることができる。

2. 3 モンテカルロ法

三次元黒体閉空間内のふく射エネルギー交換を求める係数である直接交換面積を表す式(2-7)～(2-10)から明らかのように固体面間で4重積分、ガス体間では6重積分で表され、そのうえ吸収係数に分布がある場合はさらに複雑な式となるために、吸収係数が一様な軸対称および直方体形状の場合等で既に数値解が得られている比較的簡単な形状はともかく、実用に供するための任意形状の場合には適用が困難であった。たとえば、室内環境を考える場合、人体や家具が配置された条件での冷暖房時のふく射環境の予測、また工業炉の伝熱解析を行う場合には、被加熱物として炉内に設置された任意形状の物体によるふく射遮蔽効果等三次元閉空間についての複雑な全交換面積を算出することもできる汎用的な解析方法の開発が必要であろう。

現在、上記等のふく射解析に有効とされている方法の一つとしてモンテカルロ法^(11, 12, 13)があげられているので、本研究ではこの全交換面積の算出に応用することとしたのである。モンテカルロ法は分子や光子等のひとつひとつの粒子の挙動に注目して、その動きをシミュレートすることにより物理現象を解析する方法であり、これまで希薄流体の流れなど各方面の解析に適用されてきた。この方法は形状等につき特に制限が無く、汎用的な解析手法として好都合であるが、無限に近い多数の粒子が引き起こしている実際の現象を有限個の仮想的な粒子によって模擬しようとするため、計算精度の向上が難しく演算時間が長くなるという問題がある。計算精度を向上させるためにはなるべく多数の粒子を用いる必要があり、それに伴って演算時間が長くなるのである。また、完全

な一様乱数の発生は不可能であり、これに代わって擬似乱数を発生させて使わなければならないので、演算に際してのある程度の確率誤差は避けられないのが現状である。モンテカルロ法を用いてふく射伝熱を解析する場合には、エネルギー方程式を直接解く方法⁽¹²⁾、全交換面積を求めそれを用いて解く方法^(14, 15, 18)など種々の解法が提案されている。本研究では、モンテカルロ法の弱点とされる確率誤差と演算時間の長さを軽減するために、ゾーン法を適用する場合に必要な直接交換面積をモンテカルロ法により計算し、これを用いて全交換面積を計算することとした。さらに、モンテカルロ法によって計算された確率誤差を含んだ直接交換面積の対称化について検討を行い、吸収係数と体積の積あるいは面積による重み付け平均をとることによって、直接交換面積の計算精度が相当向上するので、全交換面積の計算、ふく射解析の実行に有効であることを見出した。

2. 3. 1 空間指標、面指標の導入^(16, 17, 18)

任意三次元形状閉空間内に配置された物体を含む複雑な系を対象とする汎用的なふく射伝熱解析手法を開発するためには、閉空間内の面あるいはガスに対する各位置を系統的に定める指標の導入が必要である。ここでは、三次元直交座標系で表現可能な直交メッシュ解析モデルを対象とし、指標の検討を行うこととする。図2-4に示すような直交座標系 $(0; x, y, z)$ で表される三次元閉空間を考え、 x, y, z 各軸方向にそれぞれ M_x, M_y, M_z 個にメッシュ分割されているものとする。また、原点を含み x 軸と直交する面を X_1 面、その対面を X_2 面とし、それぞれの面上の分割面の位置を $(0, J, K), (M_x+1, J, K)$ で表す。他の $Y_1, Y_2,$

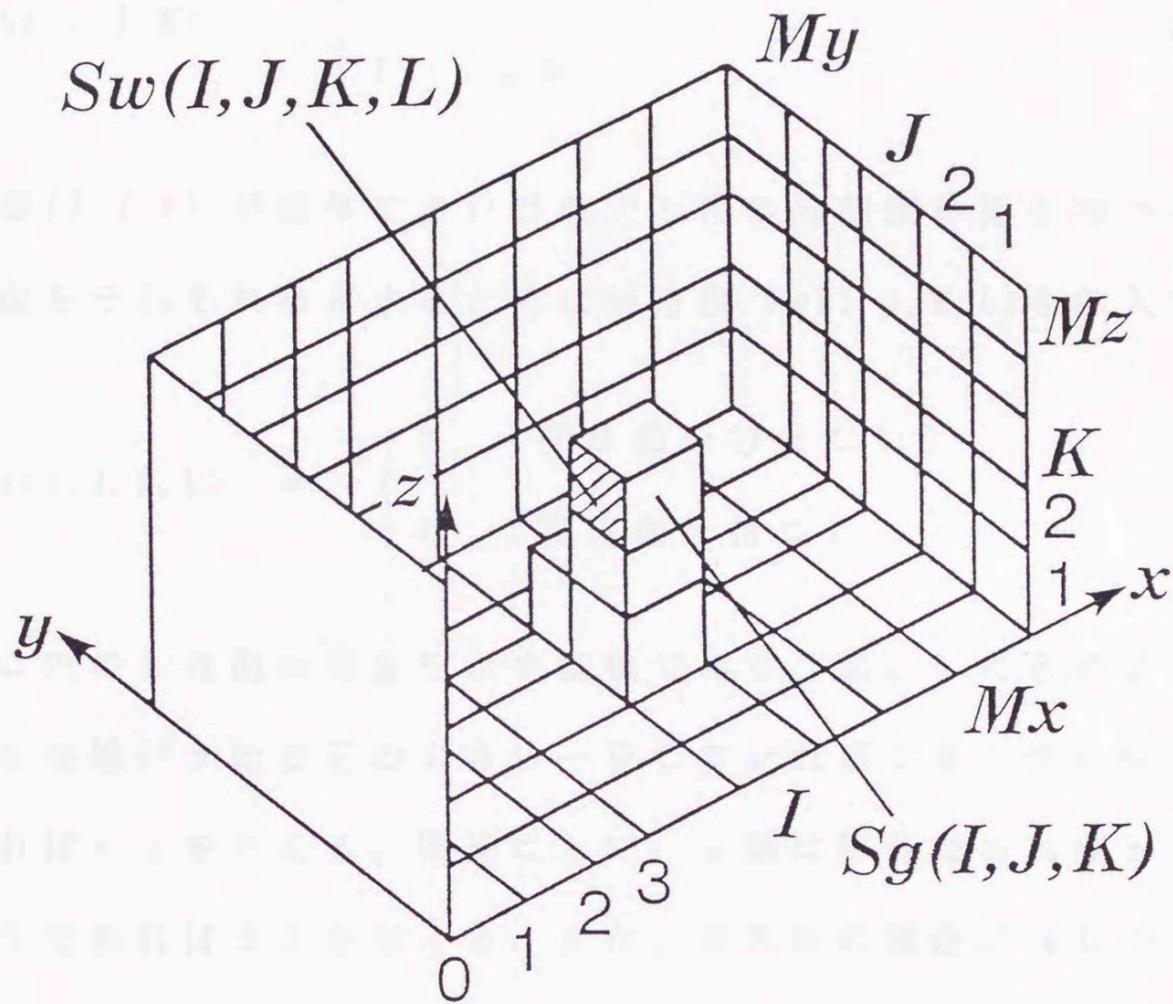


図 2-4 三次元閉空間の解析モデルと空間指標、面指標

Z_1, Z_2 面についても同様に表示することができる。つぎに、任意の位置 (I, J, K) にある空間エレメントの小体積が空気や火炎、燃焼ガス等の気体である場合と固体で占められる場合を区別するために空間指標 $S_g(I, J, K)$ を次式のように定義する。

$$S_g(I, J, K) = \begin{cases} 0 & (\text{ガス体}) \\ 1 & (\text{固体}) \end{cases} \quad (2-31)$$

もし小体積 (I, J, K) が固体であれば最大 6 個の分割固体面を持つので、これらの面をそれぞれ指定するために面指標 $S_w(I, J, K, L)$ を導入する。

$$S_w(I, J, K, L) = \begin{cases} 0 & (\text{固体面を持たない}) \\ 1 & (\text{固体面を持つ}) \end{cases} \quad (2-32)$$

S_w のカッコ内の L は面の向きを示す指標であり、図 2-5 に示すように面上に立てた法線が x 軸の正の向きに一致していれば 1 を、負の向きに一致していれば -1 を与える。同様にして、 y 軸に平行であれば ± 2 を、 z 軸に平行であれば ± 3 を与える。また、ガス体の場合には L の値として 0 を与えておく。この面指標 S_w は幾何学的関係から空間指標 S_g より決めることができるが、空間指標から面指標を求めるフローチャートを示すと図 2-6 のとおりである。さらに全体の演算を進めるために必要な通し番号 $S_n(I, J, K, L) = i$ を炉内の固体およびガス体の全てのゾーンについて与えておく。

2. 3. 2 三次元任意形状の直接交換面積 (20.21)

任意にメッシュ分割された三次元閉空間内の固体面、ガス体の全ての

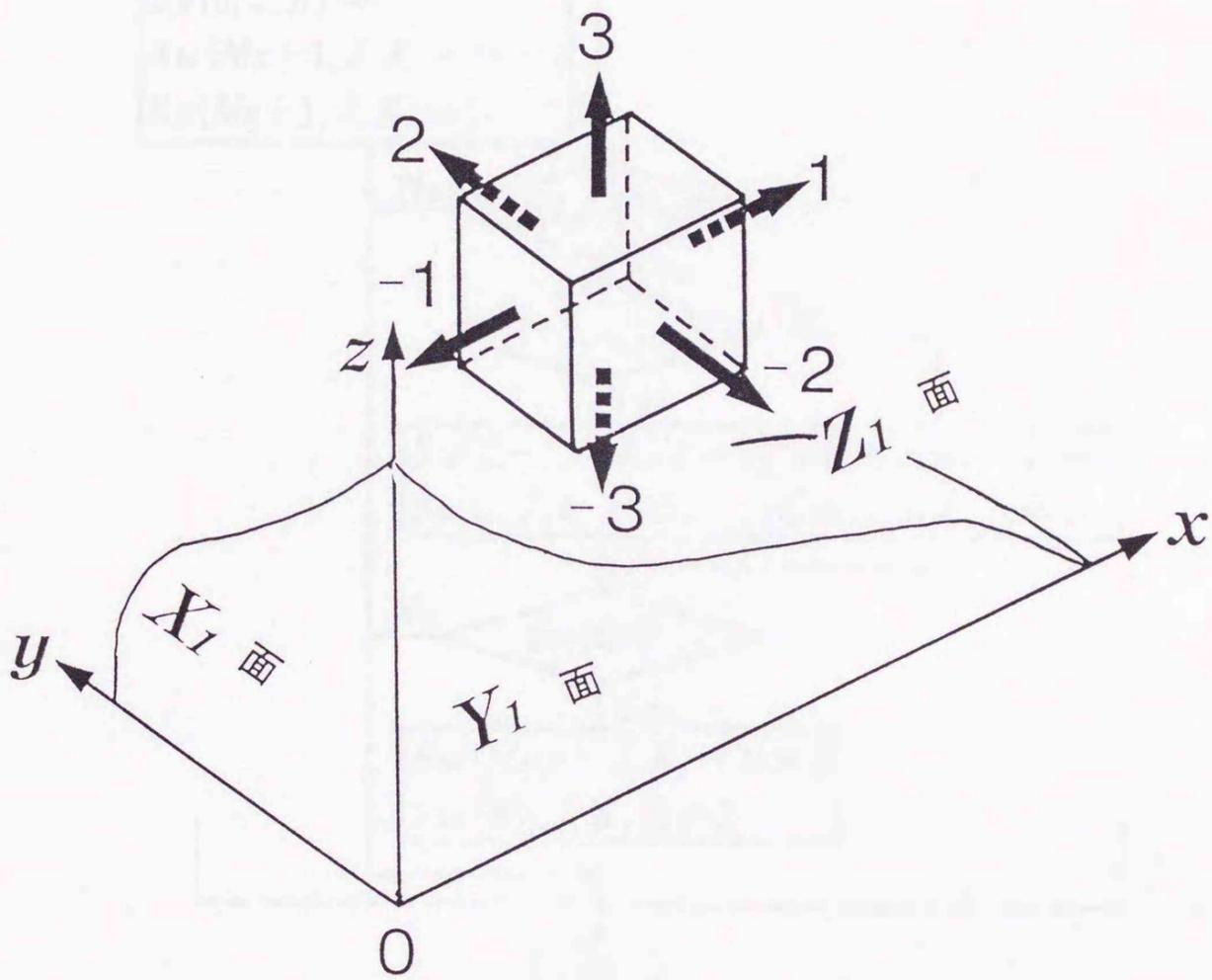


図 2 - 5 空間エレメント各面の方向指標 L

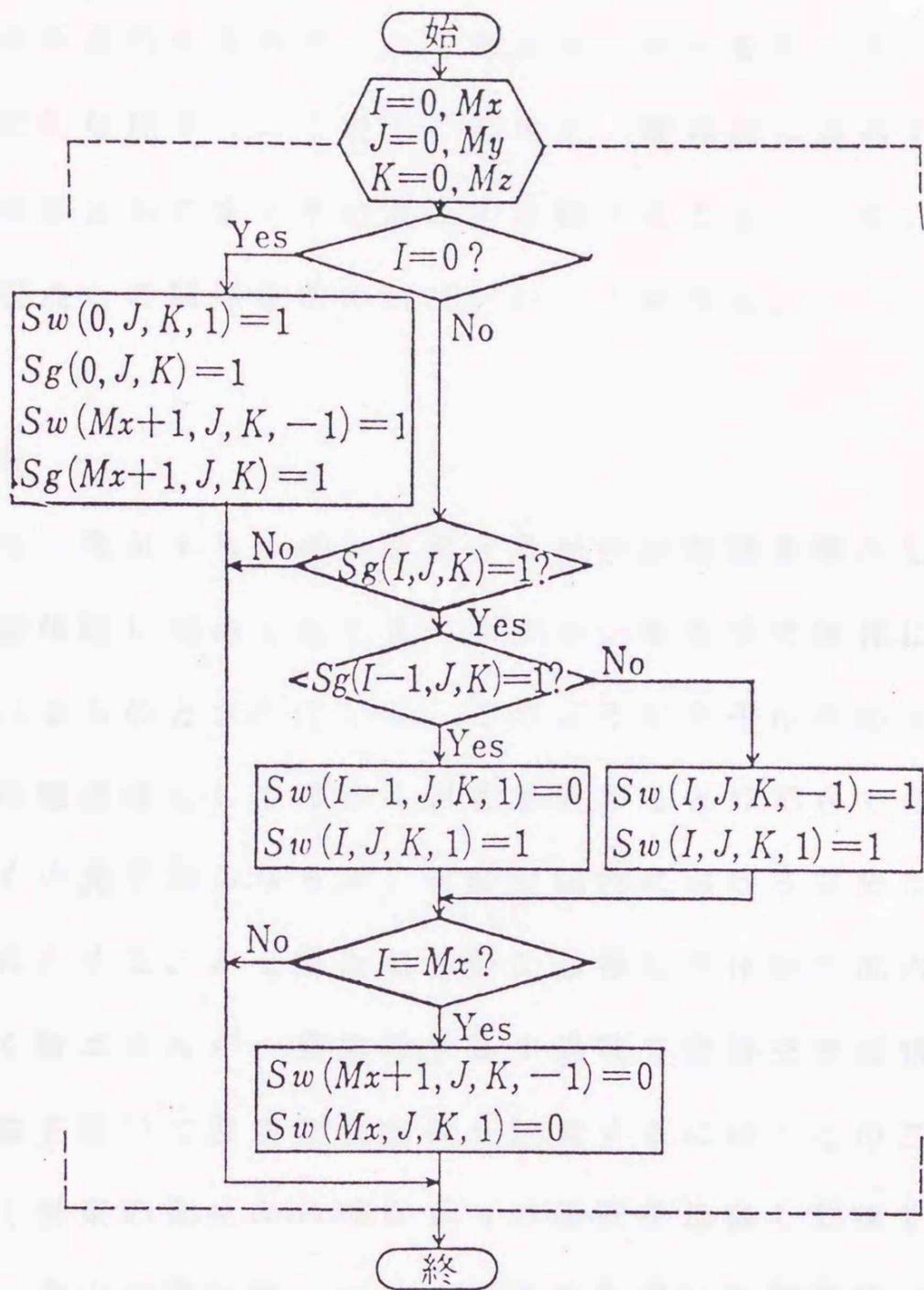


図 2 - 6 空間指標から面指標を求めるフローチャート
(x 軸方向)

ゾーンの組合せについてのふく射エネルギーの交換係数（直接交換面積）を、まず反射の存在しない黒体面とみなして求める。この解析ではモンテカルロ法を適用するので、ふく射エネルギーを担う光子と相似な挙動を示す仮想的な粒子（ふく射束）を考え、固体面に到達するかあるいはガス中に吸収されるまでその進路を追跡することにより、ふく射束の発生点と吸収点との関係を求めればよいことになる。

（1）ふく射束

ふく射伝熱は、電磁エネルギーを担った光子が空間を飛行し、ふく射性ガス分子や固体面に到達したときエネルギーを相手の物体に与えることにより行われるものとされている。このような光子の挙動を模擬するために、光子の集合体としてのふく射束を考えると都合である。このふく射束は多くの光子からなるが、その空間内における挙動は一個の光子と類似なものとする。ふく射伝熱解析に必要な黒体閉空間内の任意の二要素間のふく射エネルギー交換量を表す係数を直接交換面積という。モンテカルロ法を用いて直接交換面積を計算するには、この二組の要素間についてふく射束の発生から吸収までの過程を追跡し到達する確率を求めればよく、その演算に際しては一様乱数を用いて確率的に光子の挙動を模擬する必要がある。

（2）ふく射束の移動距離

図2-7に示すように、ふく射性ガス中にとった微小距離 dx の左端にふく射強度 I のふく射線が入射したとすると、ふく射線が距離 dx を通過する際のふく射強度の減衰 dI は次式で表され、比例定数 K_a を吸収係

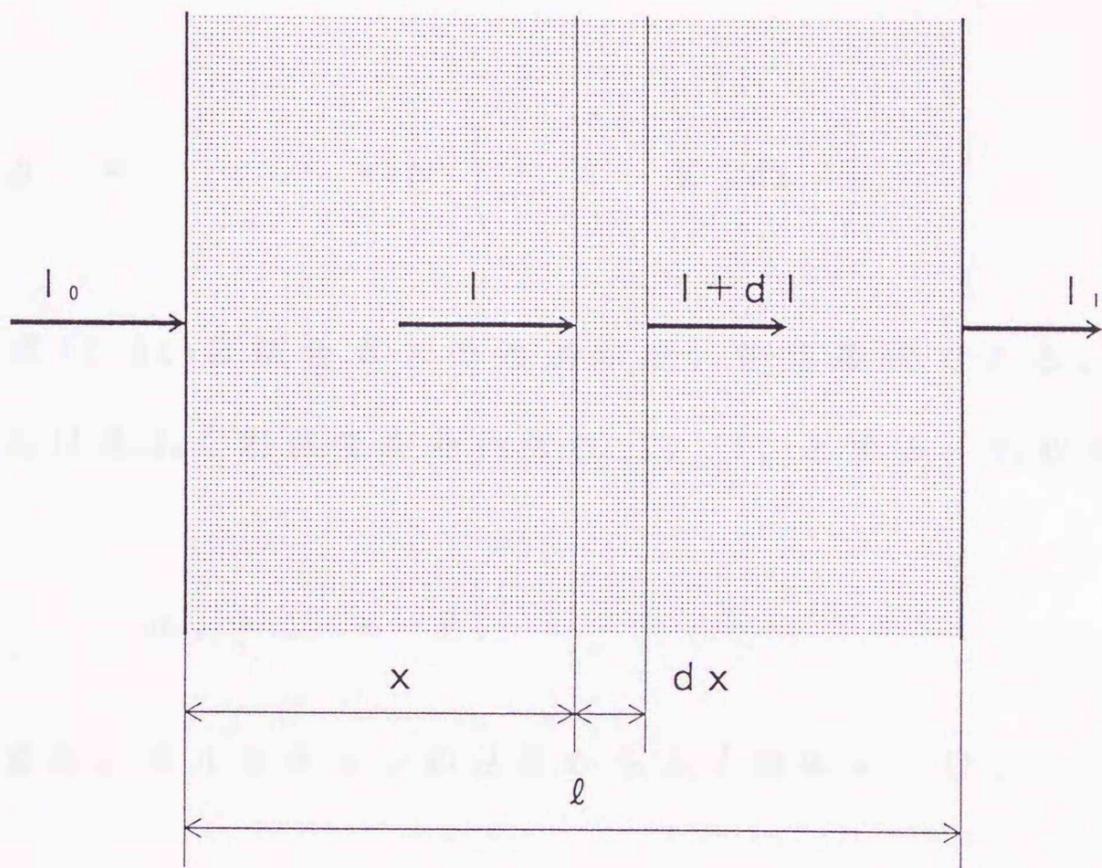


図2-7 ふく射性ガス中におけるふく射エネルギーの減衰

数と呼ぶ。

$$dI = -K_a I dx \quad (2-33)$$

式(2-33)をふく射線の行路 l にわたって積分すると。

$$\int_{I_0}^{I_1} \frac{dI}{I} = - \int_0^l K_a dx$$
$$\beta_g = \frac{I_1}{I_0} = \exp \left(- \int_0^l K_a dx \right) \quad (2-34)$$

となる。式(2-34)は灰色ガスの透過率 β_g の定義式である。ただし、 $x=0, l$ におけるふく射強度をそれぞれ I_0, I_1 とする。吸収率 α_g は、

$$\alpha_g = 1 - \beta_g \quad (2-35)$$

となる。また、キルヒホッフの法則からふく射率 ε_g は、

$$\varepsilon_g = \alpha_g = 1 - \exp \left(- \int_0^l K_a dx \right) \quad (2-36)$$

である。これをBeerの法則と呼ぶ。式(2-34)～(2-36)は、ふく射線が吸収係数 $K_a(x)$ のふく射性ガス中を行路 $x=0 \sim l$ に沿って飛行した場合の透過率、吸収率およびふく射率をそれぞれ表している。

ふく射性ガス中を移動する個々の光子がふく射性ガス分子に出会うまでの飛行距離は様々であるが、多くの光子の平均移動距離 l_m とガスふく射率 ε_g とは、吸収係数 K_a が一定の場合には式(2-37)となる。

$$\varepsilon_g = 1 - \exp(-K_a \ell_m) = 1 - \exp(-\tau_m) \quad (2-37)$$

ここで、 $\tau_m = K_a \ell_m$ は光学厚さとも呼ばれる無次元量である。

モンテカルロ法では個々のふく射束の挙動を模擬するのであるから、 ε_g を 0 ~ 1 の一様乱数 R_g に置き換えておき、個々のふく射束の移動距離 ℓ を式(2-38)で与える。

$$\ell = (-\ln R_g) / K_a \quad (2-38)$$

いま、式(2-38)により個々のふく射束の移動距離 ℓ を計算し、 $\tau_m = 0.2, 0.5, 1.0$ についての吸収率 α_g を求めてみる。無次元移動距離 $\tau (= K_a \ell)$ のふく射束は、光学厚さ τ_m のふく射性ガス中を移動する際に、 $\tau \leq \tau_m$ であればこのガス中で吸収され、 $\tau > \tau_m$ であれば透過する。全ふく射束数 N のうち $\tau \leq \tau_m$ の条件を満たすふく射束の数を N_g とすれば、吸収率 α_g は式(2-39)により求められる。

$$\alpha_g = N_g / N \quad (2-39)$$

図2-8 はこのようにして求めた吸収率の値をふく射束数を横軸にとってプロットしたものである。また実線は式(2-36)による計算値である。両者の比較からわかるように十分に多くのふく射束を用いれば、個々のふく射束は様々な移動距離を持っていても、平均移動距離はBeerの法則を満足するように決まることがわかる。

(3) ふく射束の発生

実際の計算に当たっては、ふく射束の射出点を 0 ~ 1 に一様に分布す

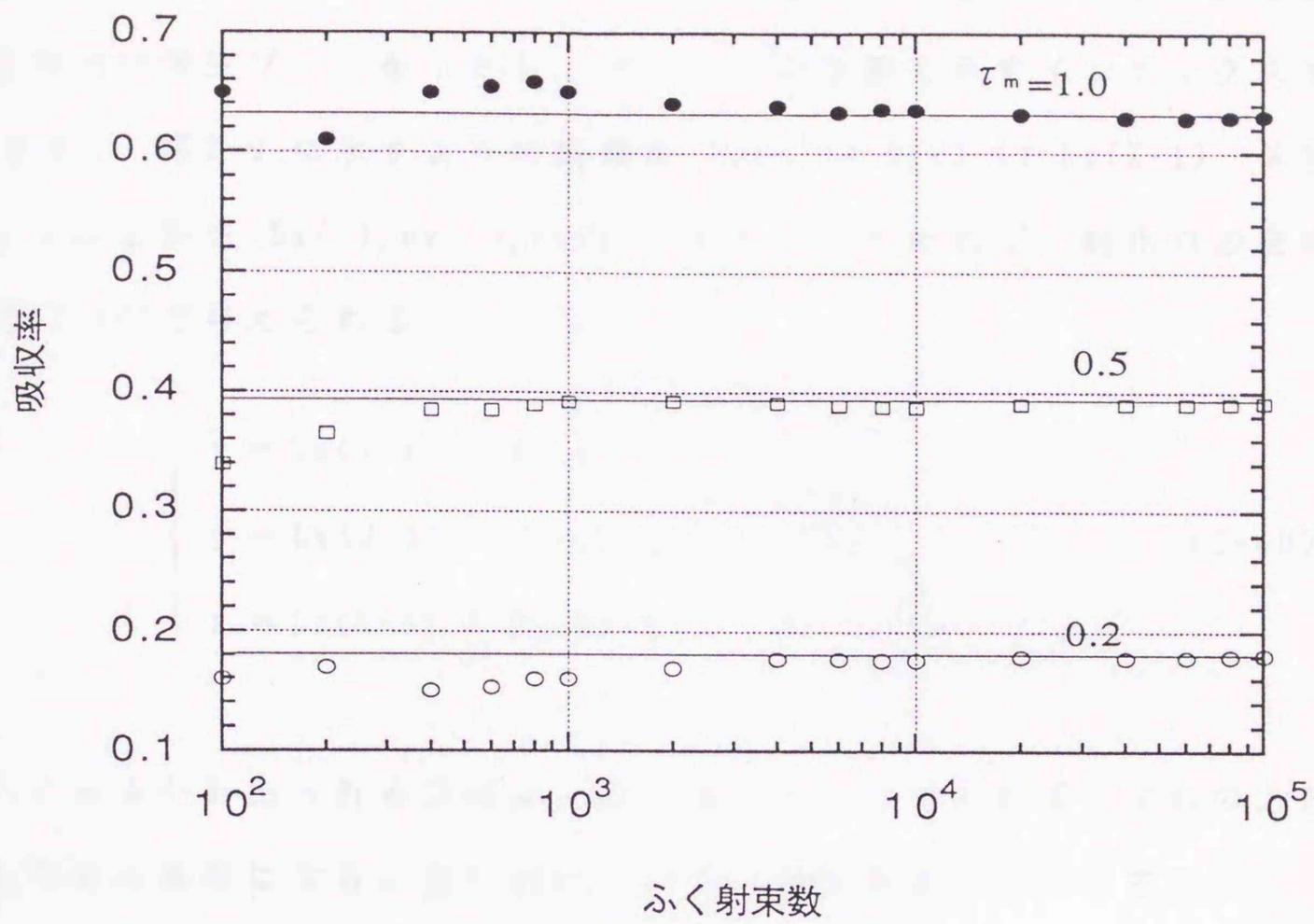


図 2-8 モンテカルロ法により求めたふく射性ガスによる
吸収率と理論値との比較

る乱数 R_1, R_2, R_3 を用いてゾーン内に一様に分布させる必要がある。
 ふく射束の発生ゾーンを i とし、ゾーン i の位置を示すインデックスを
 (I, J, K) 、図 2-9 に示すように座標を $L_x(I-1), L_y(J-1), L_z(K-1)$ 、体積
 ゾーンの辺長を $D_x(I), D_y(J), D_z(K)$ とそれぞれ定めれば、射出点の座標
 は式 (2-40) で与えられる。

$$\begin{cases} x = L_x(I-1) + R_1 D_x(I) \\ y = L_y(J-1) + R_2 D_y(J) \\ z = L_z(K-1) + R_3 D_z(K) \end{cases} \quad (2-40)$$

ふく射束が射出される方向は、射出源がガス体であればいずれの方向
 にも均等の確率になる。図 2-10 において、単位半径の球上の方向
 (η, θ) の $(d\eta, d\theta)$ の範囲を通る確率は、

$$\sin \eta \, d\theta \, d\eta / 4\pi$$

である。これを η, θ の項に分けて積分し累積分布関数 R_η, R_θ を求
 めると、

$$\begin{cases} R_\eta = \int_0^\eta \sin \eta' \, d\eta' / 2 = (1 - \cos \eta) / 2 \\ R_\theta = \int_0^\theta d\theta' / 2\pi = \theta / 2\pi \end{cases} \quad (2-41)$$

となる。

ふく射束の方向 (η, θ) は $0 \sim 1$ の一様乱数 R_η, R_θ を用いて表

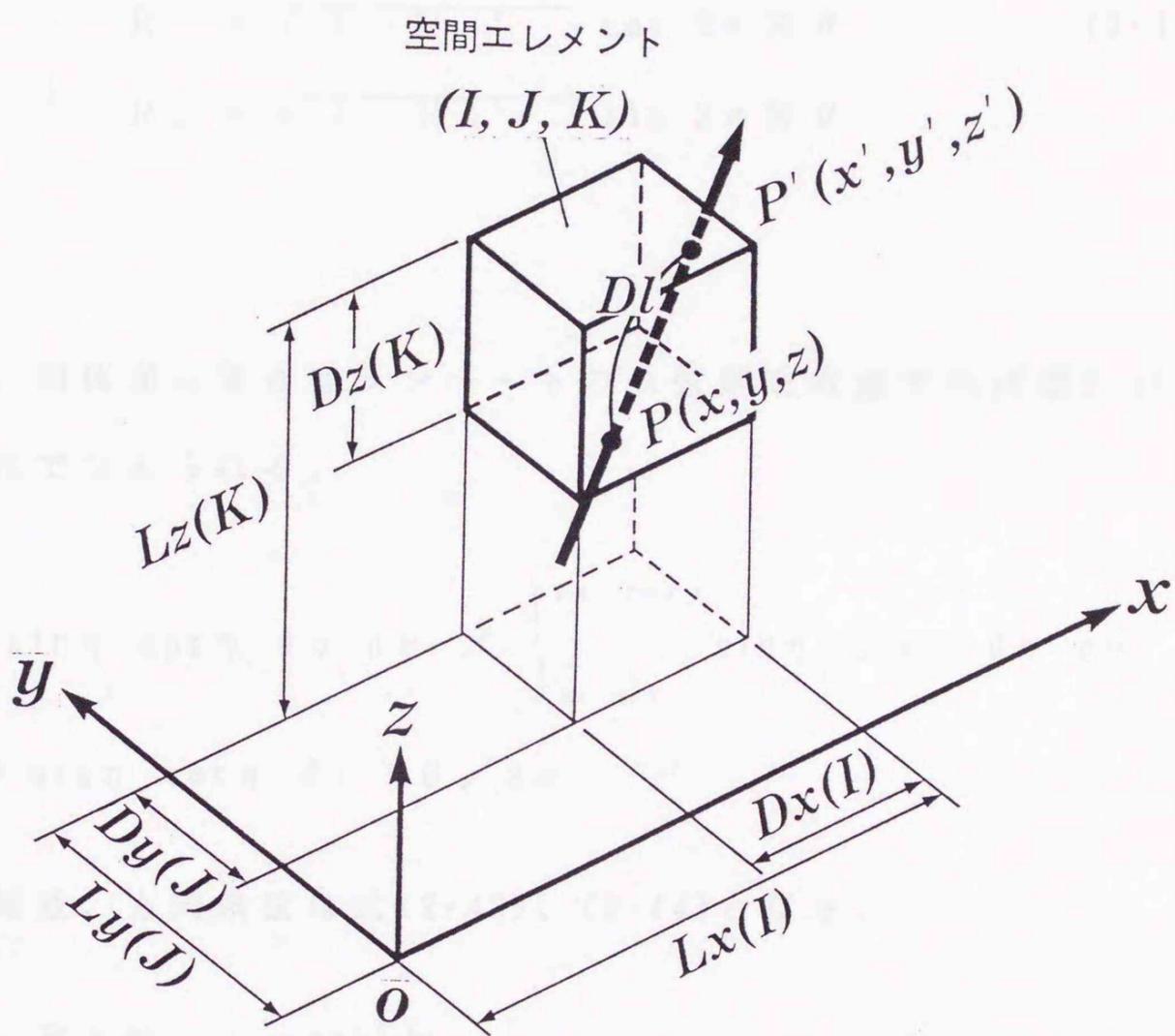


図 2-9 空間エレメント内のふく射束の移動

すことができ、射出方向を x , y , z 各軸方向の方向余弦 R_x 、 R_y 、 R_z で示すと、

$$\begin{cases} R_z = 1 - 2 R \eta \\ R_x = \sqrt{1 - R_z^2} \cos 2\pi R \theta \\ R_y = \sqrt{1 - R_z^2} \sin 2\pi R \theta \end{cases} \quad (2-42)$$

である。

つぎに、固体面の場合はランバートの余弦則を考慮すれば図2-11より確率は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \sin \eta \cos \eta \, d\eta \, d\theta \, / \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \eta' \cos \eta' \, d\eta' \, d\theta' \\ & = 2 \sin \eta \cos \eta \, d\eta \, d\theta \, / 2\pi \end{aligned}$$

累積分布関数、方向余弦は式(2-43)、(2-44)となる。

$$\begin{cases} R_\eta = 1 - \cos^2 \eta \\ R_\theta = \theta / 2\pi \end{cases} \quad (2-43)$$

$$\begin{cases} R_z = \sqrt{1 - R_\eta} \\ R_x = \sqrt{1 - R_z^2} \cos 2\pi R \theta \\ R_y = \sqrt{1 - R_z^2} \sin 2\pi R \theta \end{cases} \quad (2-44)$$

(4) ふく射束の追跡

図2-9 に示すゾーン(I, J, K)の外からのふく射束が、この表面上の点

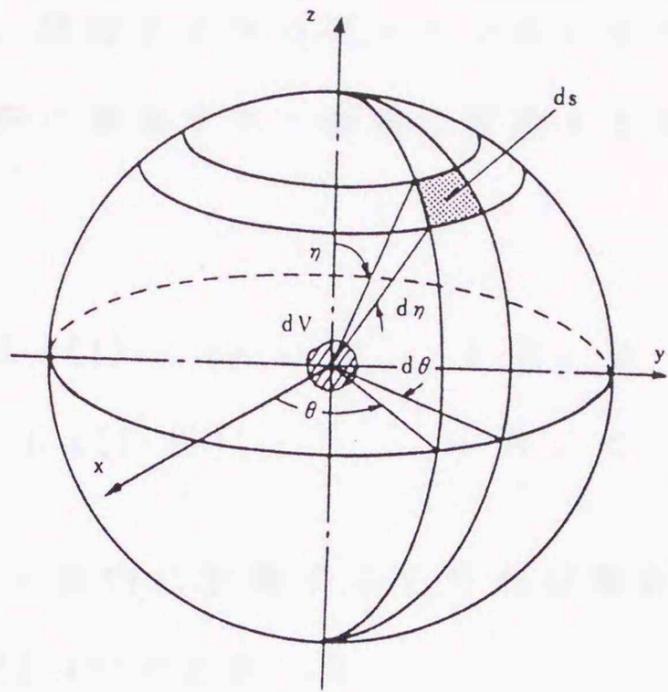


図 2-10 ガスゾーンからのふく射束の射出

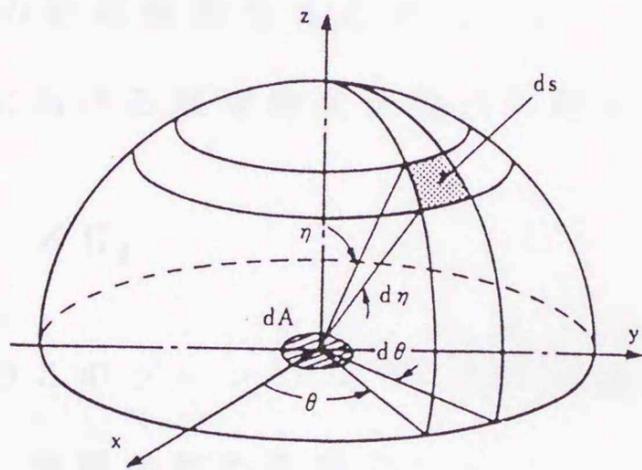


図 2-11 固体面ゾーンからのふく射束の射出

$P(x, y, z)$ に到達した場合を考える。空間指標 $Sg(I, J, K)$ の値が 0 であればガス体に進入し、隣接する 5 つのゾーンのいずれかの方向に進む。このふく射束が x 方向に隣接する小体積に移動する場合の移動

距離 Dl_x は

$$Dl_x = \begin{cases} [L_x(I) - x] / R_x & (R_x \geq 0) \\ - [x - L_x(I-1)] / R_x & (R_x < 0) \end{cases} \quad (2-45)$$

である。 y あるいは z 方向に移動するとすれば移動距離 Dl_y , Dl_z はそれぞれ式 (2-46)、(2-47) で表される。

$$Dl_y = \begin{cases} [L_y(J) - y] / R_y & (R_y \geq 0) \\ - [y - L_y(J-1)] / R_y & (R_y < 0) \end{cases} \quad (2-46)$$

$$Dl_z = \begin{cases} [L_z(K) - z] / R_z & (R_z \geq 0) \\ - [z - L_z(K-1)] / R_z & (R_z < 0) \end{cases} \quad (2-47)$$

一方、このゾーンの吸収係数を K_j とすれば、ふく射束の飛行可能距離 l' は、入射点 P における残存無次元飛行距離を τ' として、

$$l' = \tau' / K_j \quad (2-48)$$

である。ふく射束のこのゾーン (I, J, K) での挙動は移動距離が最小になる場合であるから、実際の移動距離 Dl は

$$Dl = \min(Dl_x, Dl_y, Dl_z, l') \quad (2-49)$$

として求まる。 $Dl = l'$ であれば、ふく射束はこのガスゾーン $S_n(I, J, K, 0) = j$ で吸収される。他方、 $Dl \neq l'$ であれば、隣接する

ゾーン(I', J', K')に移動し、移動点 P'(x', y', z') の座標は、

$$\begin{cases} x' = x + D_1 R_x \\ y' = y + D_1 R_y \\ z' = z + D_1 R_z \end{cases} \quad (2-50)$$

となり、面の位置(I', J', K', L')は表2-1で与えられる。また、この際ガスゾーン $S_n(I, J, K, 0) = j$ の入射点 P における残存飛行距離から D_1 を差し引いて新しい τ' を求めておく。

$$\tau' = K_j (\ell' - D_1) \quad (2-51)$$

空間指標 $S_g(I', J', K')$ の値が 1 であれば、 $S_n(I', J', K', L') = j$ の面にふく射束が到達したことになる。ふく射束がガスゾーンで吸収されたりあるいは固体面に到達した場合は、そのゾーンへの到達数分布を表すカウンタ N_{ij} で積算しておく。ただし、添字 i はふく射束の発生ゾーンの番号である。ふく射束の発生から吸収までの計算フローチャートを図2-12に示す。

(5) 直接交換面積

(4) の計算過程を全ふく射束数 N_i について繰り返し、到達数分布 N_{ij} を求めれば直接交換面積 D_{ij} は式(2-52)で与えられる。

$$D_{ij} = \begin{cases} A_i N_{ij} / N_i & (i : \text{固体面}) \\ 4 K_i V_i N_{ij} / N_i & (i : \text{ガス}) \end{cases} \quad (2-52)$$

直接交換面積を求めるためのフローチャートを図2-13に示しておく。

表 2-1 ふく射束の移動方向

移動可能距離		隣の空間エレメント			方向指標 L'
		I'	J'	K'	
Dl_x	$R_x \geq 0$	$I+1$	J	K	-1
	$R_x < 0$	$I-1$	J	K	1
Dl_y	$R_y \geq 0$	I	$J+1$	K	-2
	$R_y < 0$	I	$J-1$	K	2
Dl_z	$R_z \geq 0$	I	J	$K+1$	-3
	$R_z < 0$	I	J	$K-1$	3

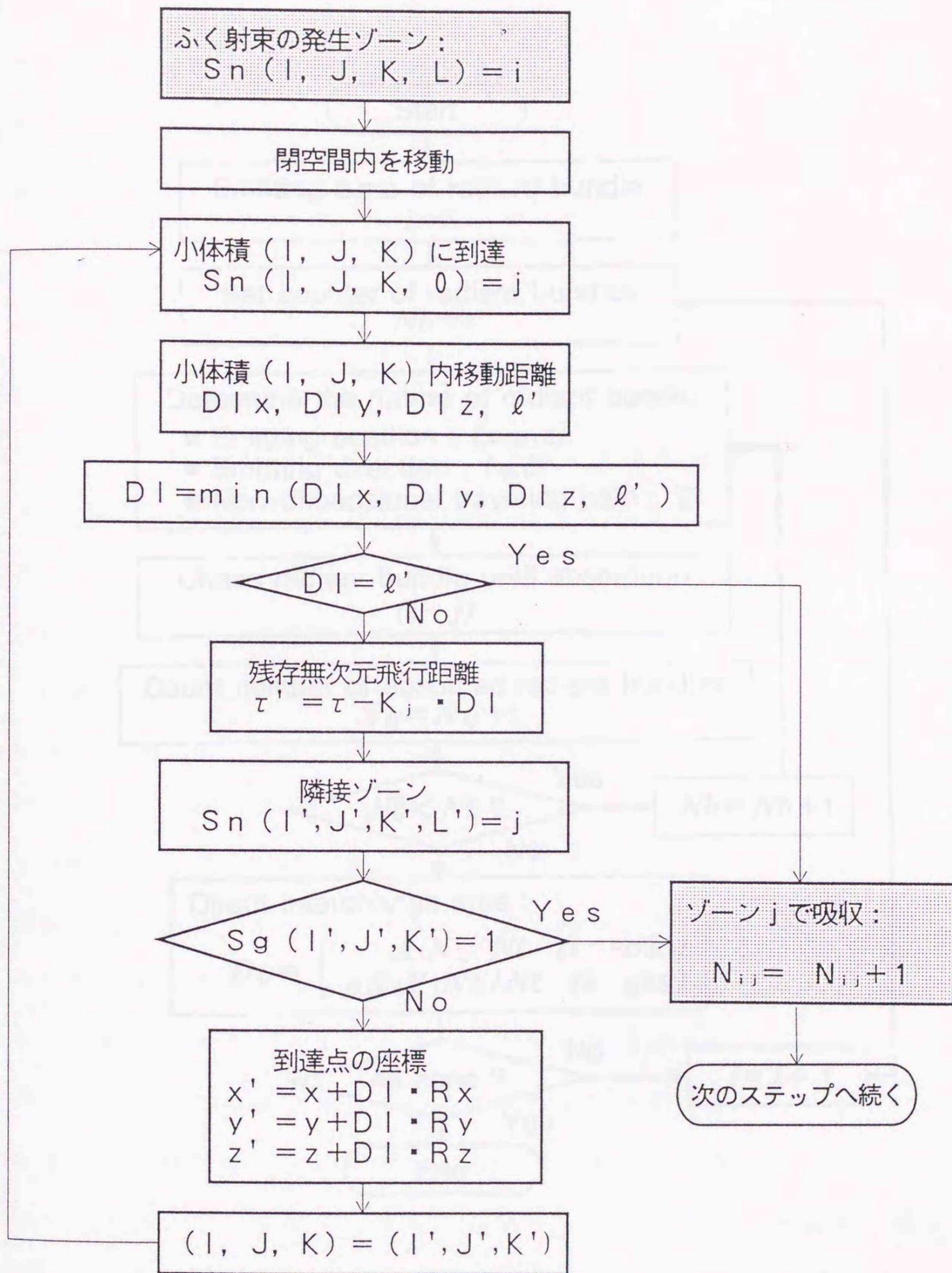


図2-12 ふく射束の発生から吸収までの演算フローチャート

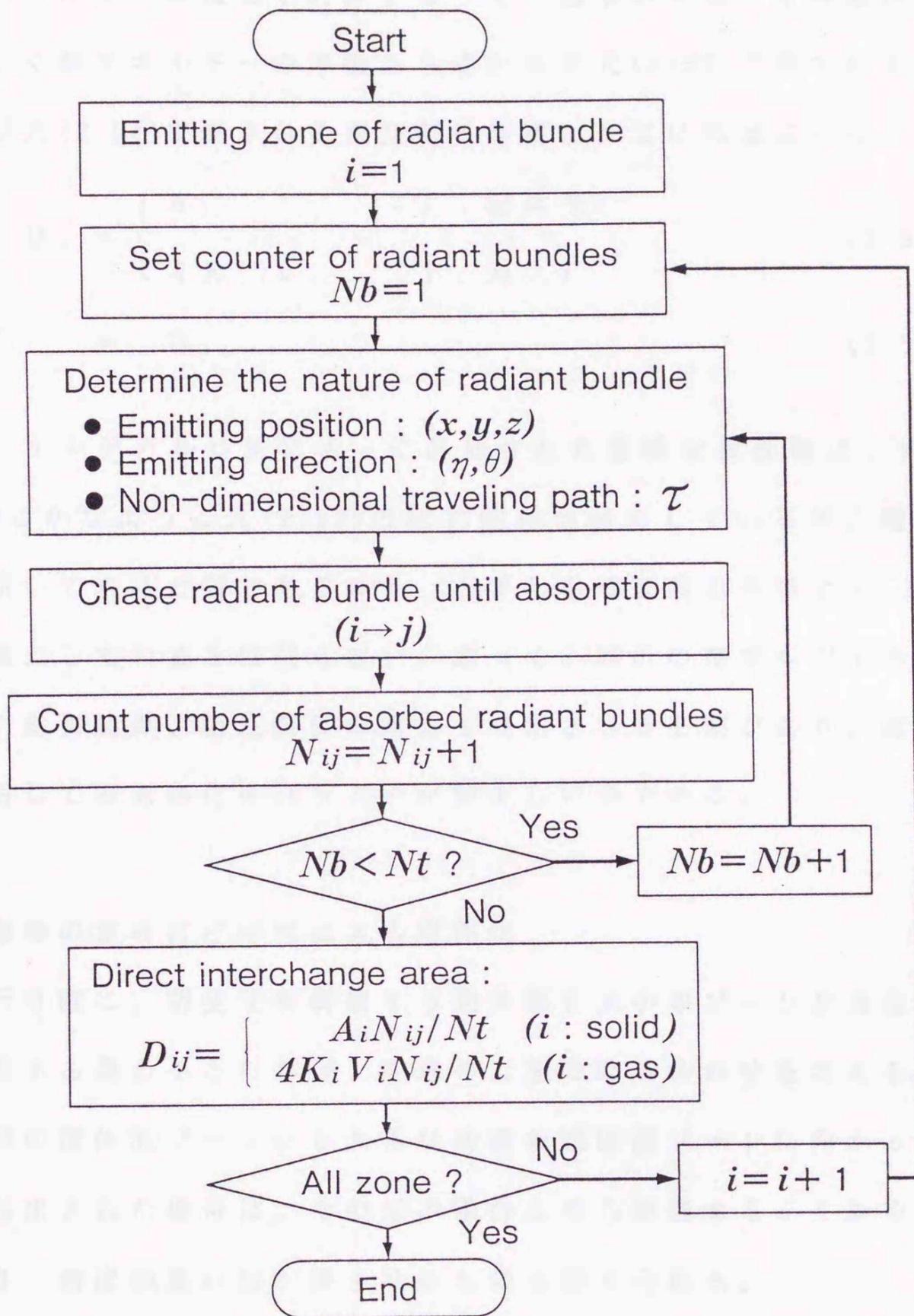


図 2 - 1 3 直接交換面積を求めるフローチャート

2. 3. 3 直接交換面積の対称化

ふく射エネルギーの授受を計算するうえで基本的な値である直接交換面積は、ふく射エネルギーの平衡から導かれる式(2-53)で表される総和関係および式(2-54)で表される相互関係を満たさなければならない。

$$\sum_{j=1}^n D_{ij} = \begin{cases} A_i & (i: \text{固体面}) \\ 4K_i V_i & (i: \text{ガス}) \end{cases} \quad (2-53)$$

$$D_{ij} = D_{ji} \quad (2-54)$$

しかし、モンテカルロ法によって計算された直接交換面積は、式(2-52)から明らかのように式(2-53)の総和関係は満たしているが、確率的な手法を用いて求めた値であるので、必ずしも相互関係を表す式(2-54)の条件を満たしているとは限らない。従って、解析の精度を向上させるためには、総和関係、相互関係の両方を満足させる必要があり、直接交換面積に対しての対称化を行うことが望ましいのである。

(1) 面積等の重み付け平均による対称化

解析を行う際に、閉空間を構成する固体面を大小のゾーンが混在するように分割する場合をとりあげ、任意の二面の組み合わせを考えると、小さな面積の固体面ゾーンから大きな面積の固体面ゾーンに向かってふく射束が射出された場合は、その逆の場合よりも到達するふく射束の数が多くなり、精度の高い解が得られるものと考えられる。

簡単のためふく射性ガスを含まない場合を考え、直接交換面積を固体面間の形態係数に置き換えると、

$$F_{ij} = D_{ij} / A_i = N_{ij} / N_i \quad (2-55)$$

となる。この式(2-55)の値は i 面から射出された全ふく射束数のうち j 面に到達した割合を示しているから、たとえば $F_{11} = 0.0001$ になるような二面間の形態係数をモンテカルロ法で計算するには、少なくとも 10000 個のふく射束を射出しなければならないことになる。一般に、 $A_i \geq A_j$ であれば両者の相互関係を用いて、 $F_{ij} = A_j F_{ji}/A_i$ によって求めたほうが形態係数を精度良く計算でき、上記の例でもふく射束数を 10000 個以下にできる可能性がある。対象とする二面から同数のふく射束を射出した場合、相手側の面に到達した数は、おおよそ到達面の面積に比例するので、下記の式(2-56)のようにして面積の重み付け平均をとって相互関係を満足させるような対称化を考えることができる。ふく射束の射出源がガス体の場合は、面積の代わりに吸収係数と体積の積を用いて重み付け平均をとればよい。ここで、面積あるいは吸収係数と体積の積にかかる指数 m を定義しておく、 $m = 0$ の場合は単純平均、 $m = 1$ の場合は面積あるいは吸収係数と体積の積による重み付け平均である。また、 $m = \infty$ とすると面積あるいは吸収係数と体積の積が小さい方の値を双方の直接交換面積とすることになる。

$$D_{ij}' = D_{ji}' = \begin{cases} \frac{D_{ij} A_j^m + D_{ji} A_i^m}{A_i^m + A_j^m} & \dots (i, j : \text{固体面}) \\ \frac{D_{ij} (4K_j V_j)^m + D_{ji} A_i^m}{A_i^m + (4K_j V_j)^m} & \dots (i : \text{固体面}) \\ & \dots (j : \text{ガス}) \\ \frac{D_{ij} (4K_j V_j)^m + D_{ji} (4K_i V_i)^m}{(4K_i V_i)^m + (4K_j V_j)^m} & \dots (i, j : \text{ガス}) \end{cases} \quad (2-56)$$

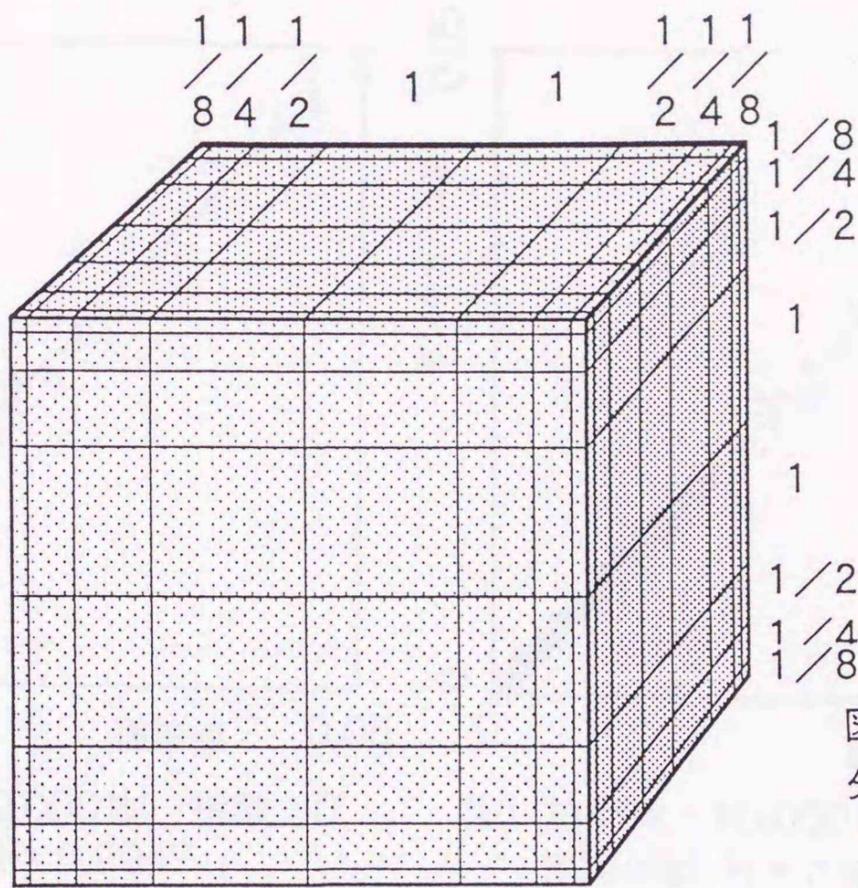
直接交換面積の対称化のために式(2-56)の操作を行うと、その結果として総和関係が崩れるので、次式によりこれを補正する必要がある。

$$D_{ij}'' = \begin{cases} A_i D_{ij}' / \sum_{j=1}^n D_{ij}' & (i : \text{固体面}) \\ 4K_i V_i D_{ij}' / \sum_{j=1}^n D_{ij}' & (i : \text{ガス}) \end{cases} \quad (2-57)$$

式(2-57)の操作を行うと相互関係が崩れるので、 D_{ij}'' を D_{ij} に置き換えて式(2-56)、(2-57)の操作を繰り返す必要がある。これらを数回実施すれば総和関係と相互関係を両方とも満足する直接交換面積を得ることができると考えられる。以上の対称化プロセスによって、どの程度直接交換面積の計算精度が向上するかを理論解が得られるふく射性ガスが無い場合(2)と、ふく射性ガスがある場合(3)の双方について確かめることとした。

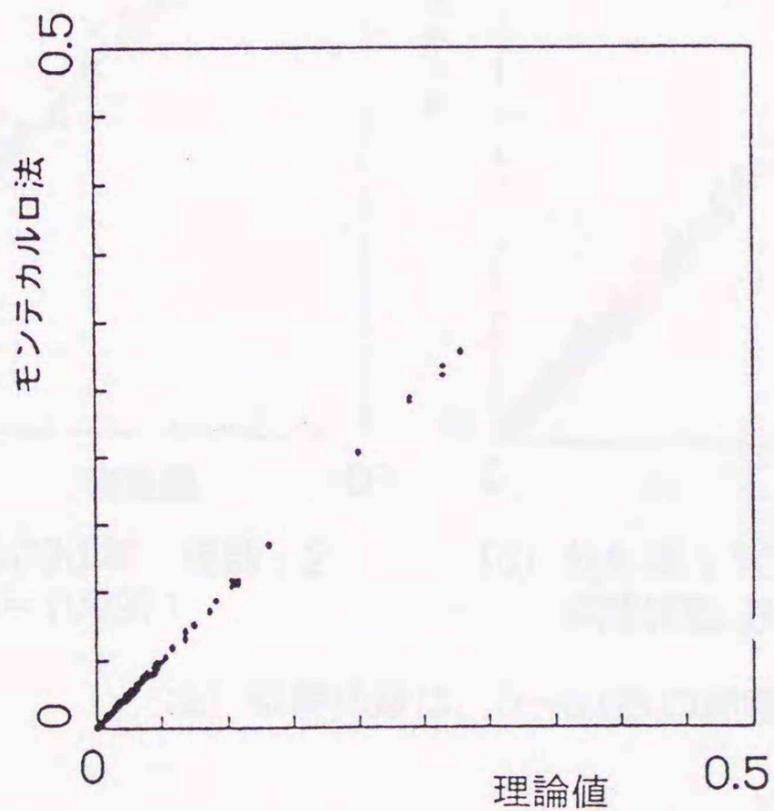
(2) ふく射性ガスが存在しない場合の精度の改善^(22, 23, 24)

図2-14に示すようなメッシュ分割を行ったふく射性ガスを含まない立方体閉空間における二面間の形態係数 F_{ij} ($= D_{ij} / A_i$) が、これらの対称化操作により精度が向上する様子を調べる。図2-15は床面と一壁面上の全ての分割面の組合せに対する形態係数を、錐面積分法による理論計算値を横軸にとり、ふく射束10,000個の場合のモンテカルロ法による計算値を縦軸にとって示した散布図である。このうち、形態係数の値の大きい方が十分なふく射束が分割面に到達し誤差は小さくなると考えられるので、その値が0.05以下の場合について検討すれば十分であろう。図2-16(a)は $m = 0$ として単純平均をとった場合の形態係数の値が0.05以下に対する検討結果であり、0.02以下で理論値から大きく外れる点がいくつか見られる。図2-16(b)は $m = 1$ として面積の重み付け平均をとった場合、図2-16(c)は $m = 2$ として面積が小さい方の値を重視した場合、図2-16(d)は $m = 100$ ($= \infty$)とした場合の検討結果である。いずれの場合も単純平均の場合に見られた理論値との間の大きな相違は解消されていることがわかる。つぎに、 $m = 1$ としてふく射束数を変えた場合の比較検討を図2-17(a) ~ (d)に示す。当然のことであるが、ふく射束数が多いほど誤差は小さくなる傾向を示しているものの、100,000個と150,000個とした場合の結果にはほとんど両者の差が認められない。これは完全な一様乱数を発生させることができないために、むやみにふく射束数を増やしても形態係数の精度が改善されるとは限らないことを示している。



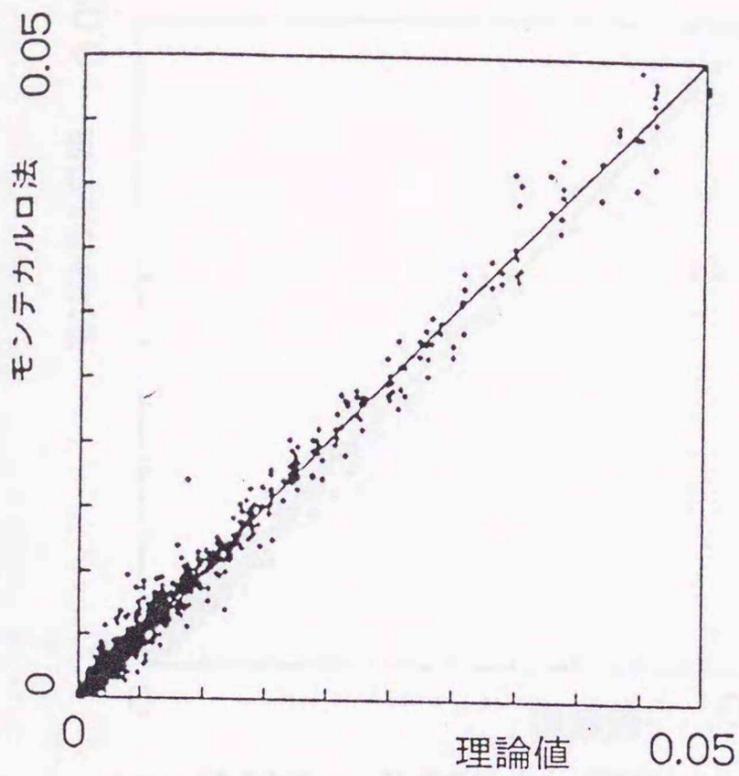
図中の数字はメッシュ
分割長さの比を表す
x, y, z 軸とも
同様に 8 分割

図 2-14 ふく射性ガスを含まない立方体閉空間

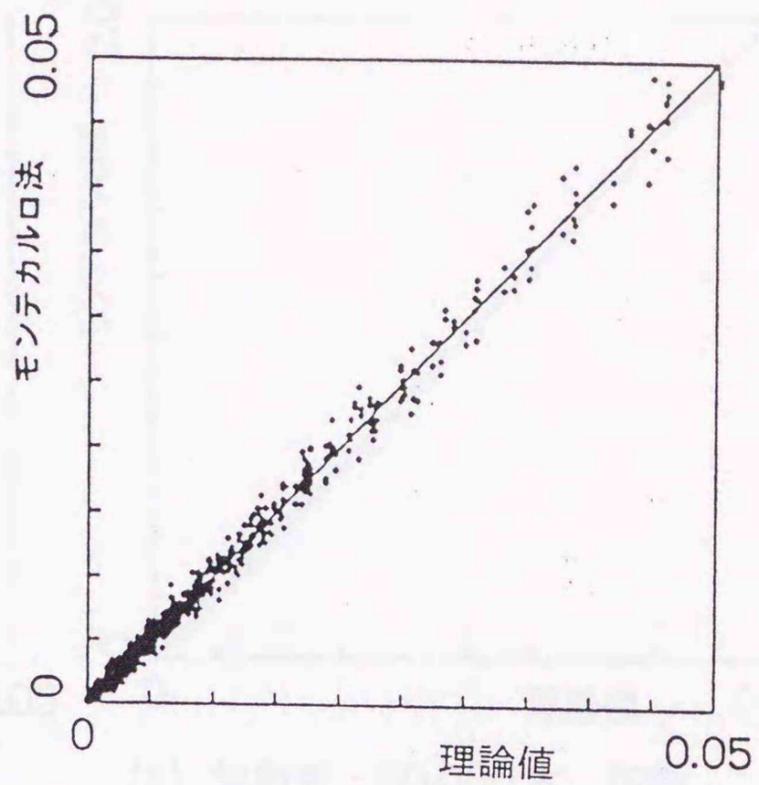


放射束 : 10,000 本
指数 : 1

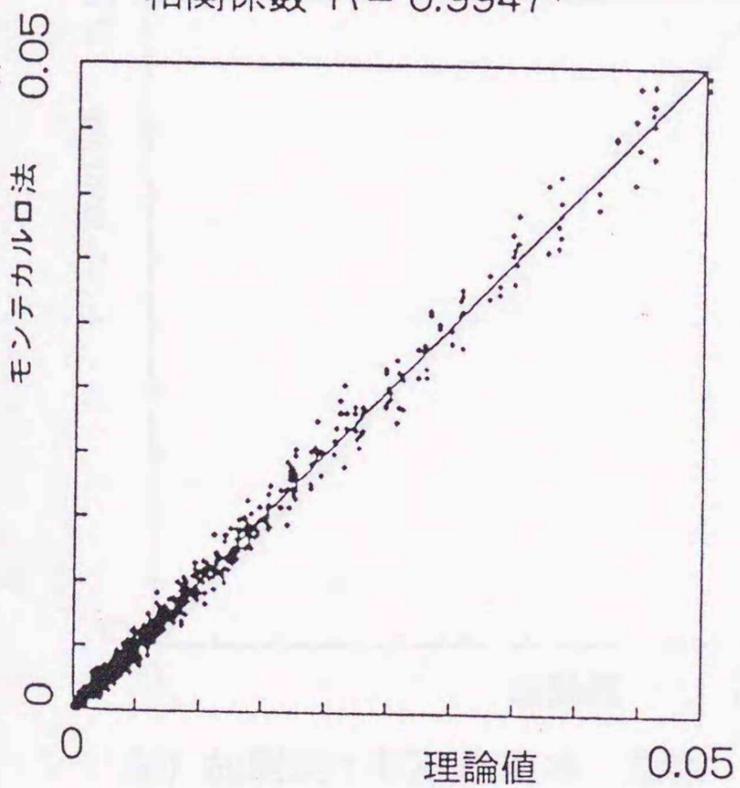
図 2-15 モンテカルロ法により求めた広範囲の形態係数と
理論値との比較



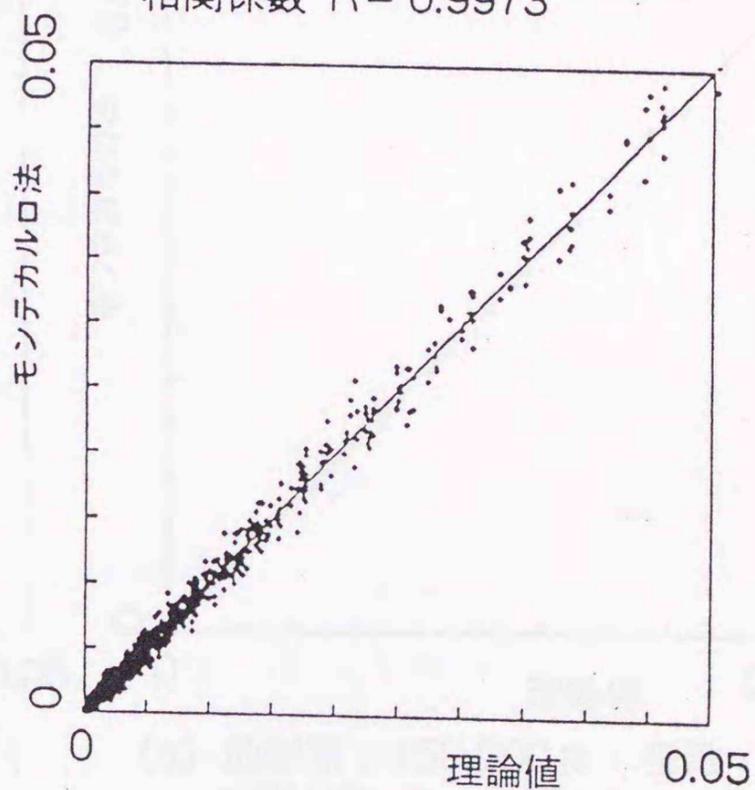
(a) 放射束 : 10,000本 指数 : 0
相関係数 $R = 0.9947$



(b) 放射束 : 10,000本 指数 : 1
相関係数 $R = 0.9973$



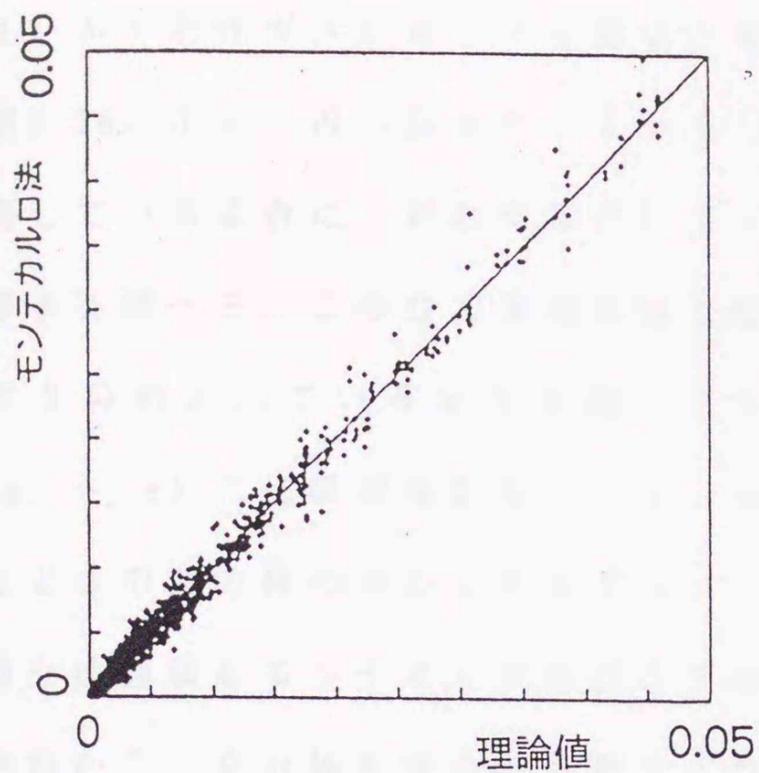
(c) 放射束 : 10,000本 指数 : 2
相関係数 $R = 0.9971$



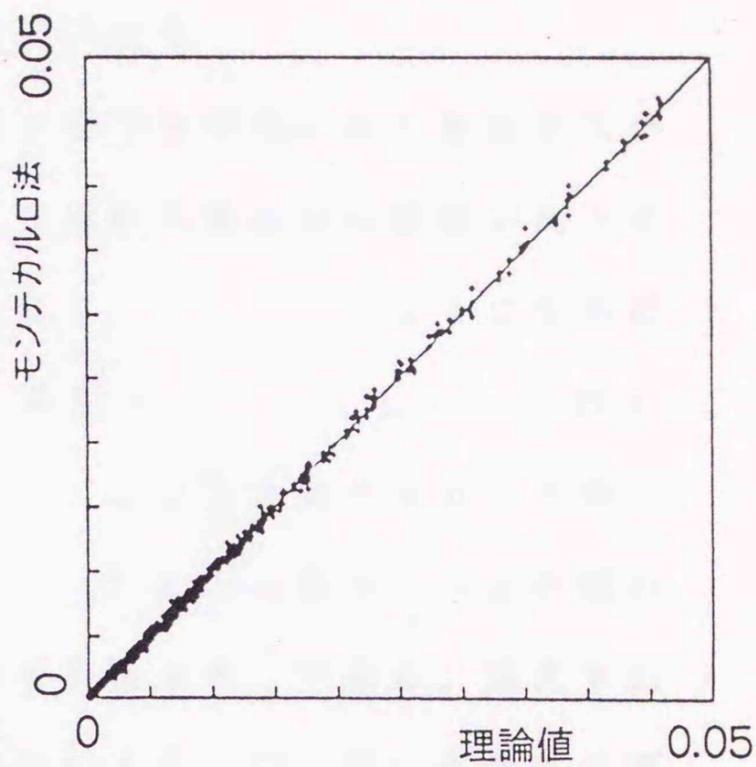
(d) 放射束 : 10,000本 指数 : ∞
相関係数 $R = 0.9968$

注) 相関係数は、0~0.05の範囲における計算値

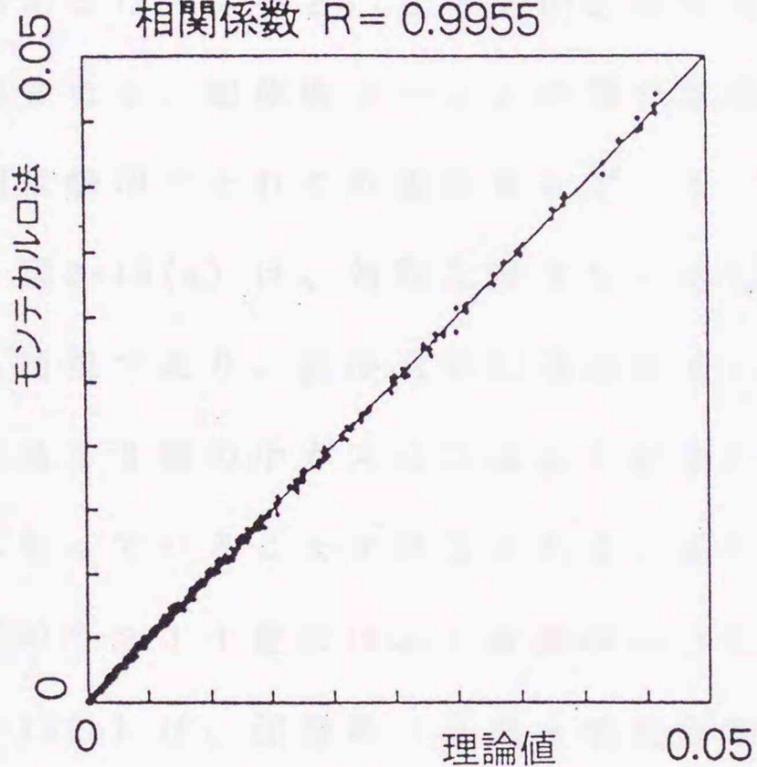
図2-16 モンテカルロ法により求めた形態係数の理論値との比較
(面積の重み付け指数を変えた場合)



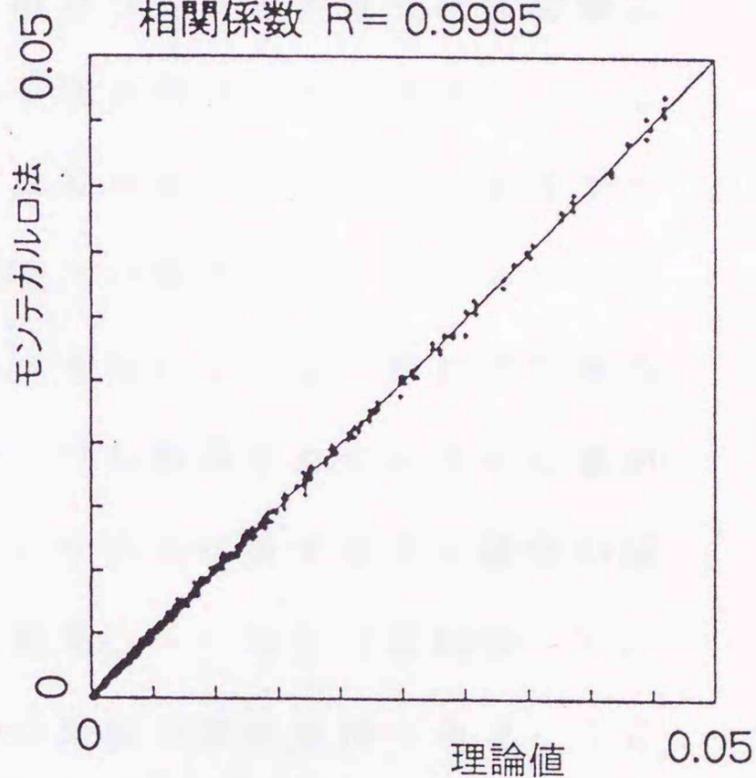
(a) 放射束 : 5,000本 指数 : 1
相関係数 $R = 0.9955$



(b) 放射束 : 50,000本 指数 : 1
相関係数 $R = 0.9995$



(c) 放射束 : 100,000本 指数 : 1
相関係数 $R = 0.9998$



(d) 放射束 : 150,000本 指数 : 1
相関係数 $R = 0.9998$

注) 相関係数は、0~0.05の範囲における計算値

図2-17 モンテカルロ法により求めた形態係数の理論値との比較
(ふく射束数を変えた場合)

(3) ふく射性ガスが存在する場合の精度の改善

図2-18に示す一辺の長さが1.2 mの立方体閉空間内にふく射性ガスが充満している場合に、対称化操作によって直接交換面積の精度が向上する様子を調べる。この立方体は各軸方向に1:1.0:1のように非等間隔で3分割されている場合を例にとり検討することとしたい。図2-19(a)～(e)には吸収係数を 0.22 m^{-1} 、ふく射束数を5000個としたときの立方体の中心にあるガスゾーン(2,2,2)と各ゾーンとの間の直接交換面積をモンテカルロ法により求めた値を示してある。幾何学的対称性から、立方体の中心から見てそれぞれ中央、辺、角に位置する固体面あるいはガス体と、立方体中心のガス自身の計7個の直接交換面積に分類される。固体面ゾーンとの間の直接交換面積は○印、ガスゾーンとの間は●印でそれぞれ表示されている。横軸は各ゾーンの通し番号である。図2-19(a)は、対称化操作を一切施さない場合のモンテカルロ法による結果であり、直接交換面積は大きくばらついている。特に立方体の角にある8個の小ガス体にはふく射束が一つも吸収されないために値が0になっていることが注目される。また、それらに接する24個の小固体面のうち11個にはふく射束が一つも到達していない〔頁58注1〕。図2-19(b)は、面積等(体積×吸収係数は面積の次元を持つので、ここでは便宜的に面積等と呼ぶことにする)の重み付け平均($m=1$)による対称化を行った場合の結果を示しており、直接交換面積のばらつきは極めて小さくなっていることがわかる。図2-19(c)は、単純平均($m=0$)を取ることににより対称化を行った場合の結果である。対称化を施さない場合に比べてばらつきが少なくなっているが、上述の立方体の角にあるゾーンとの間の直接交換面積の値は、ふく射束が吸収されない場

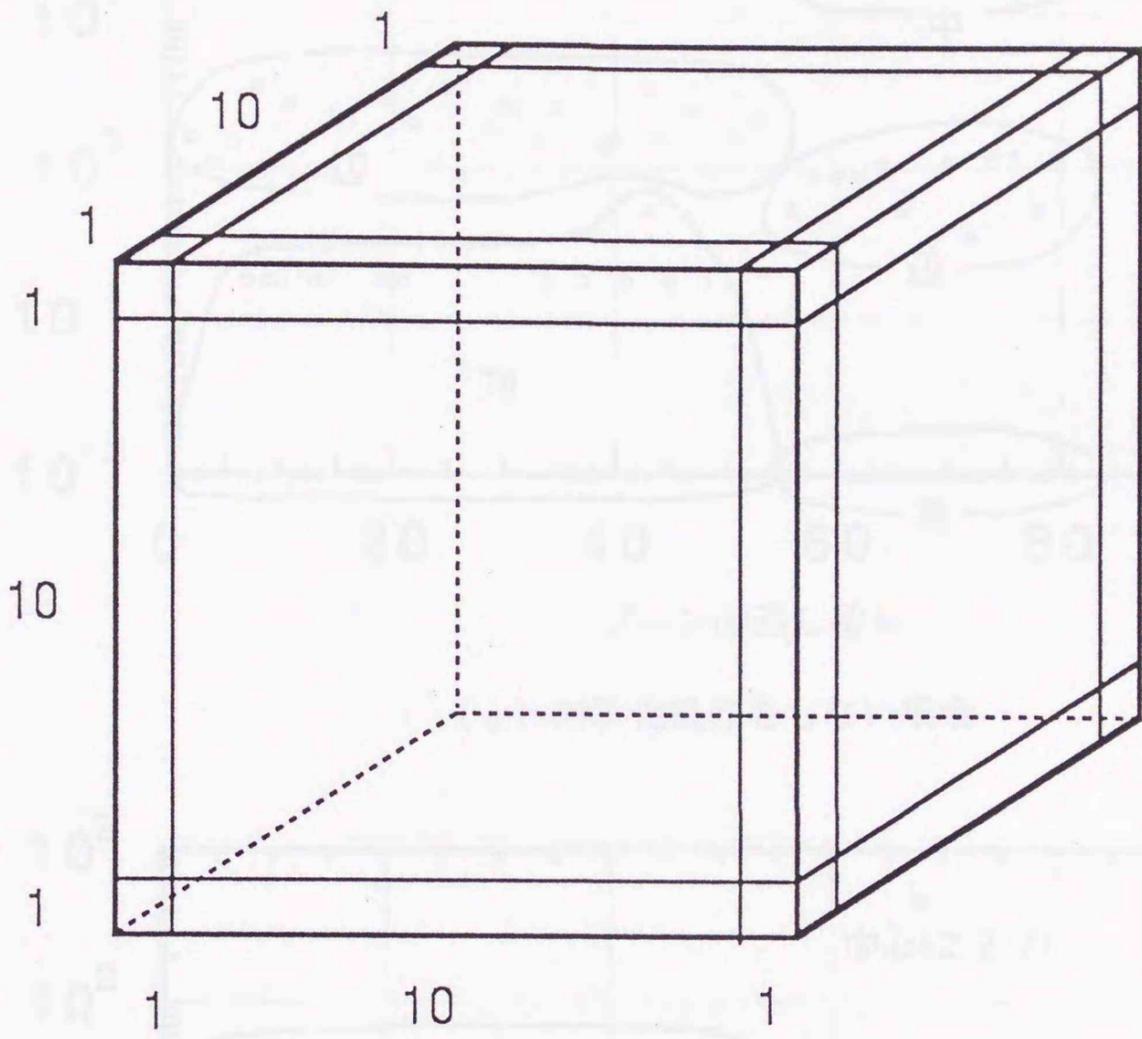
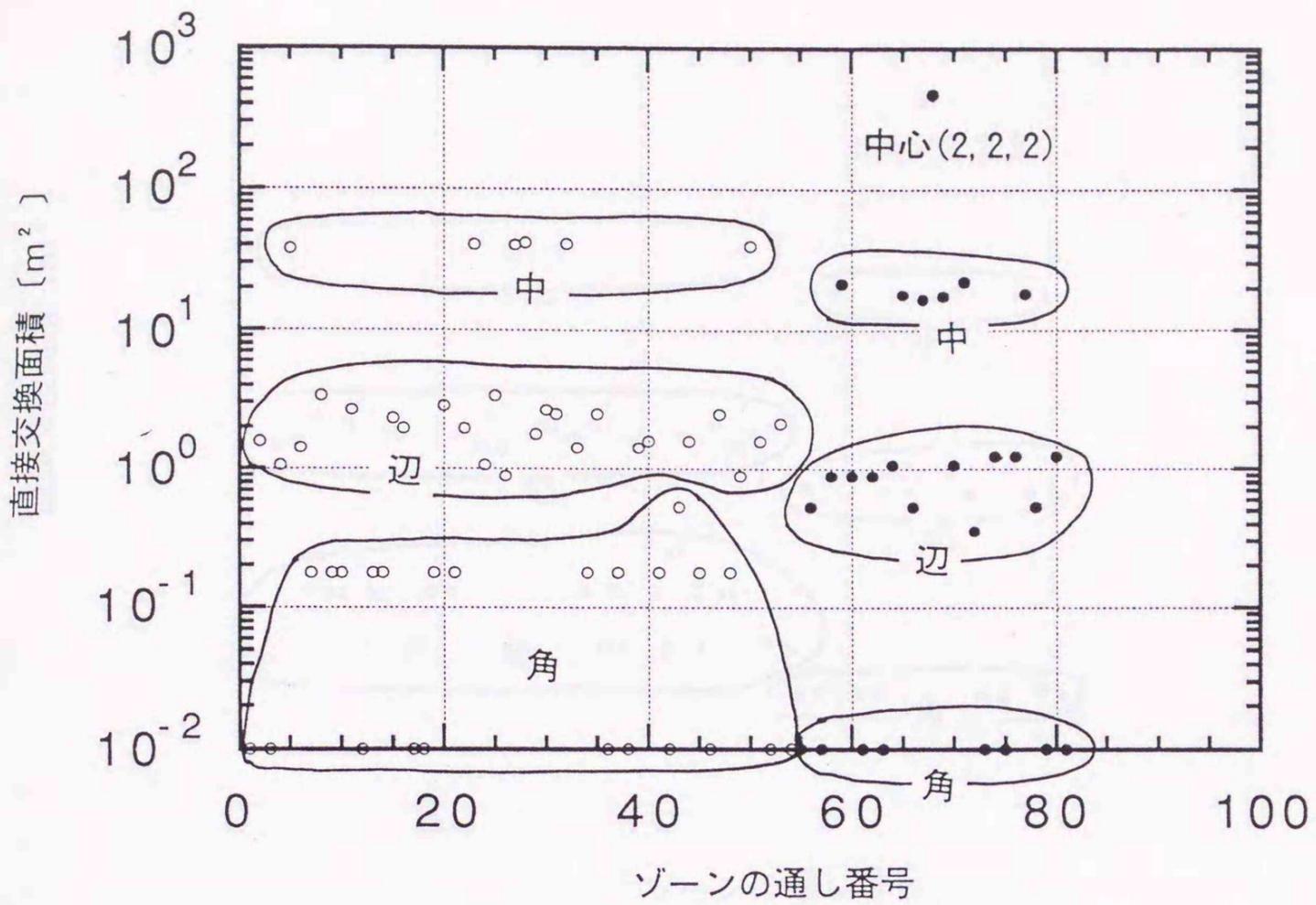
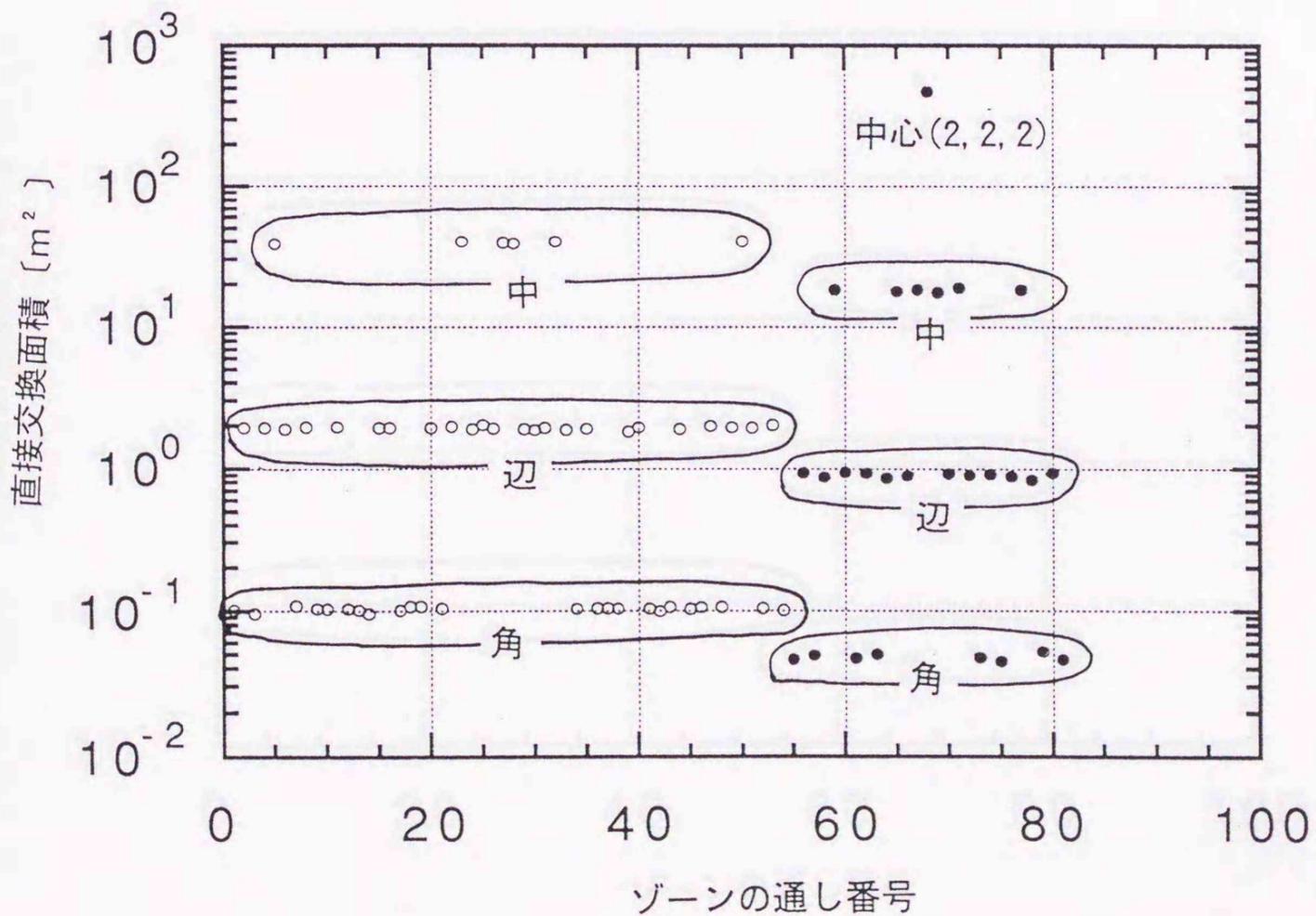


図 2 - 1 8 ふく射性ガスが充満した立方体閉空間

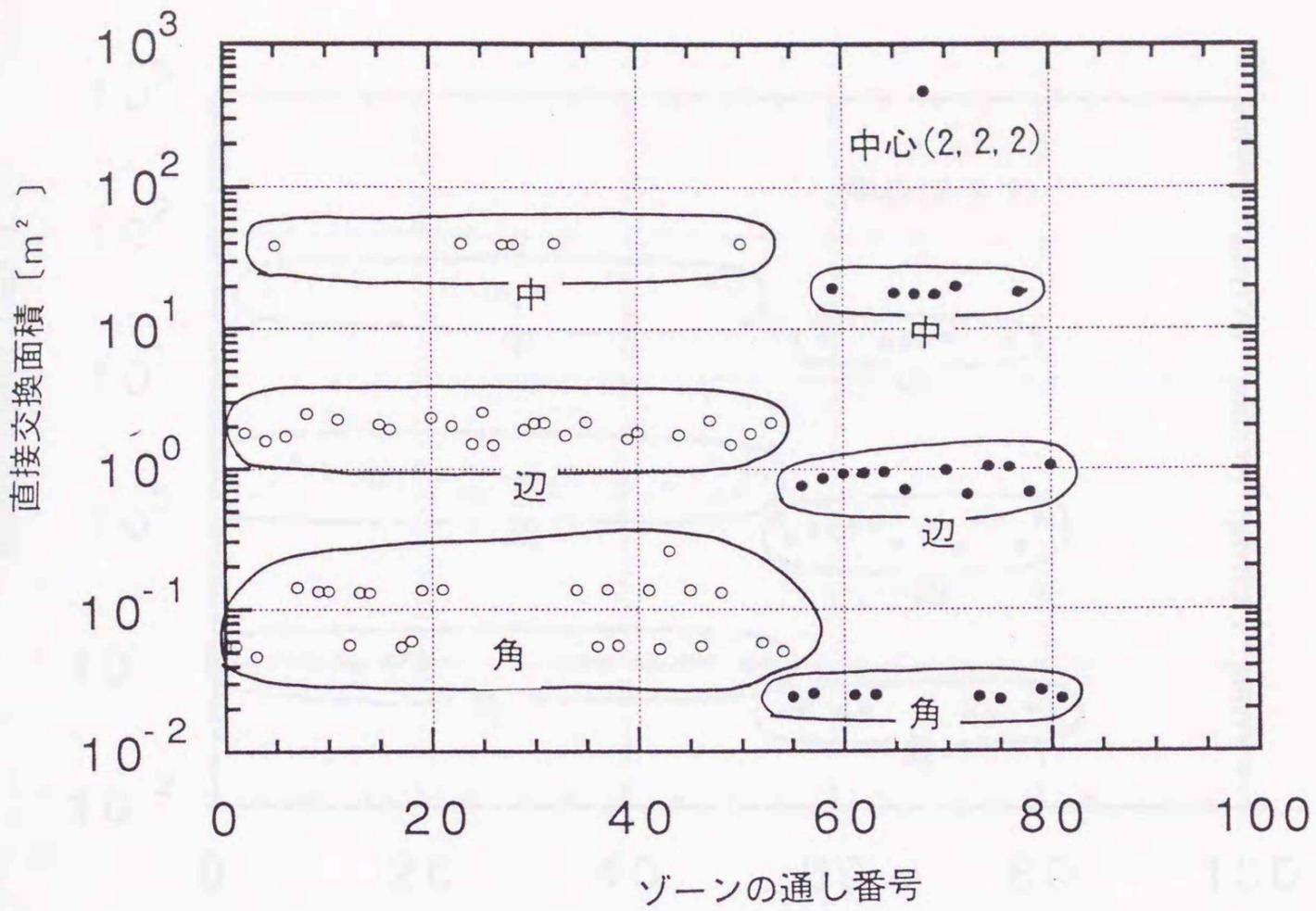


(a) 対称化操作をしない場合

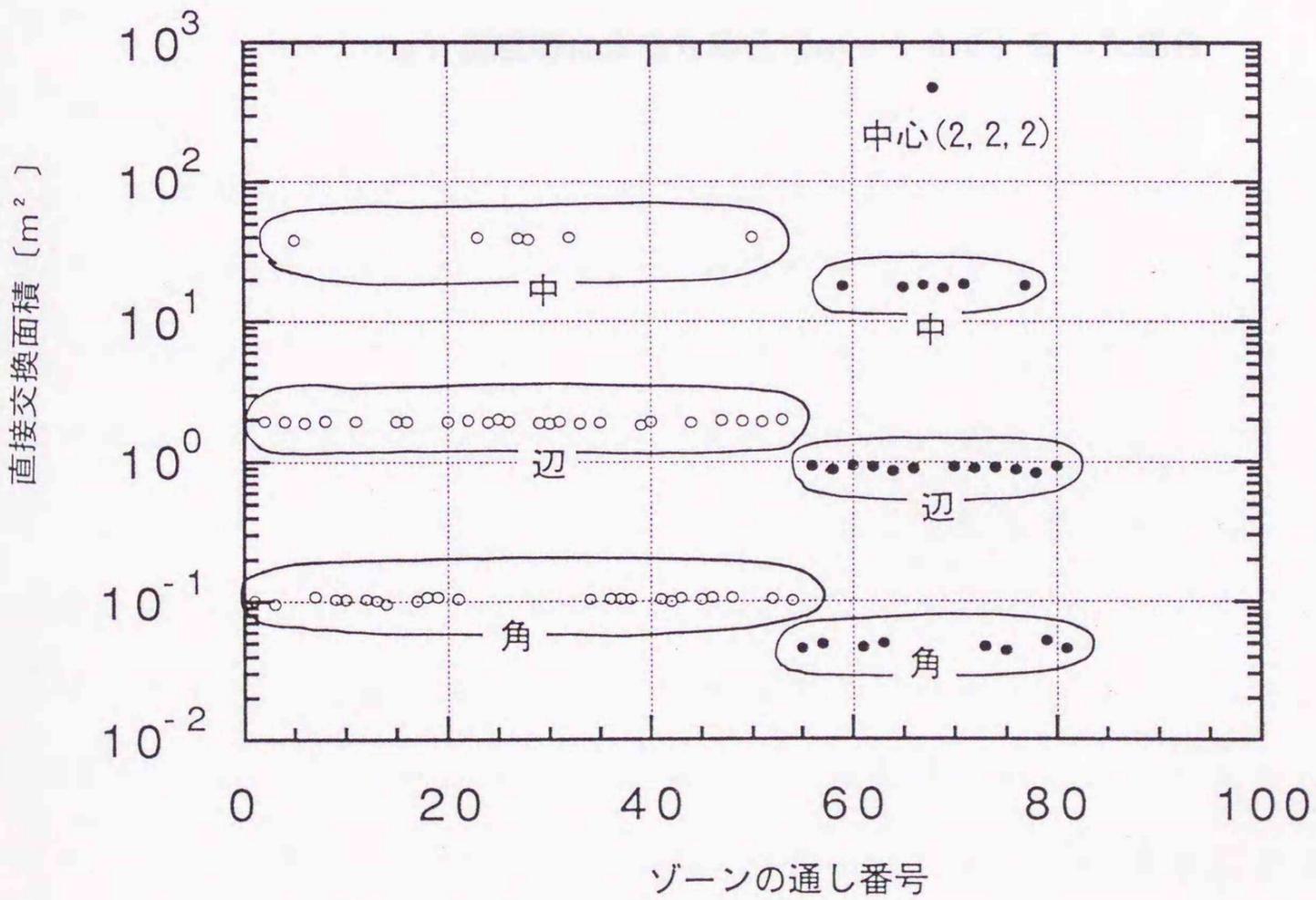


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

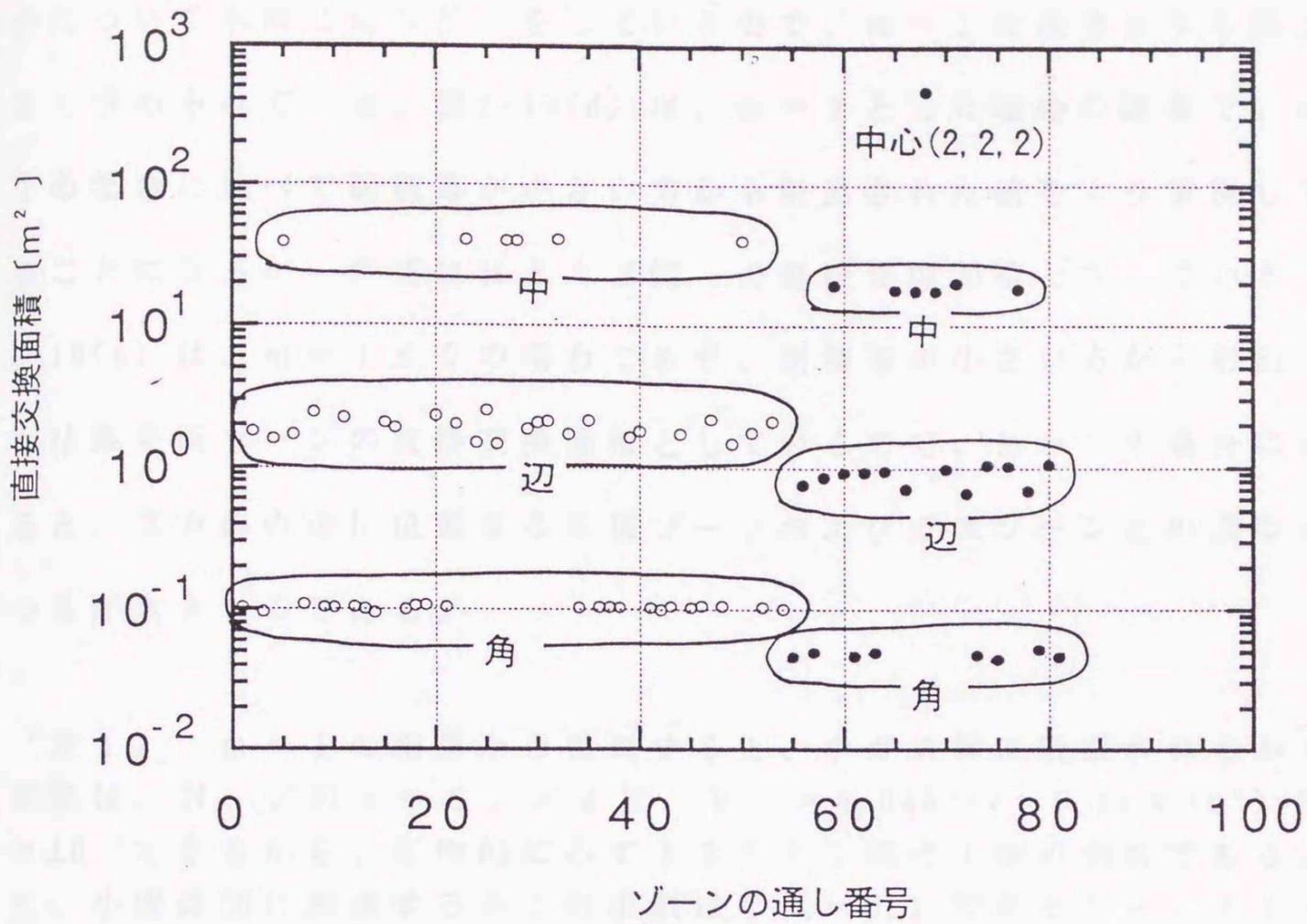
図2-19 中心ガスゾーンと各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=0.22\text{ m}^{-1}$, $N=5000$)



(c) 単純平均 ($m=0$) の場合



(d) 面積等による対称化 ($m=2$) をした場合

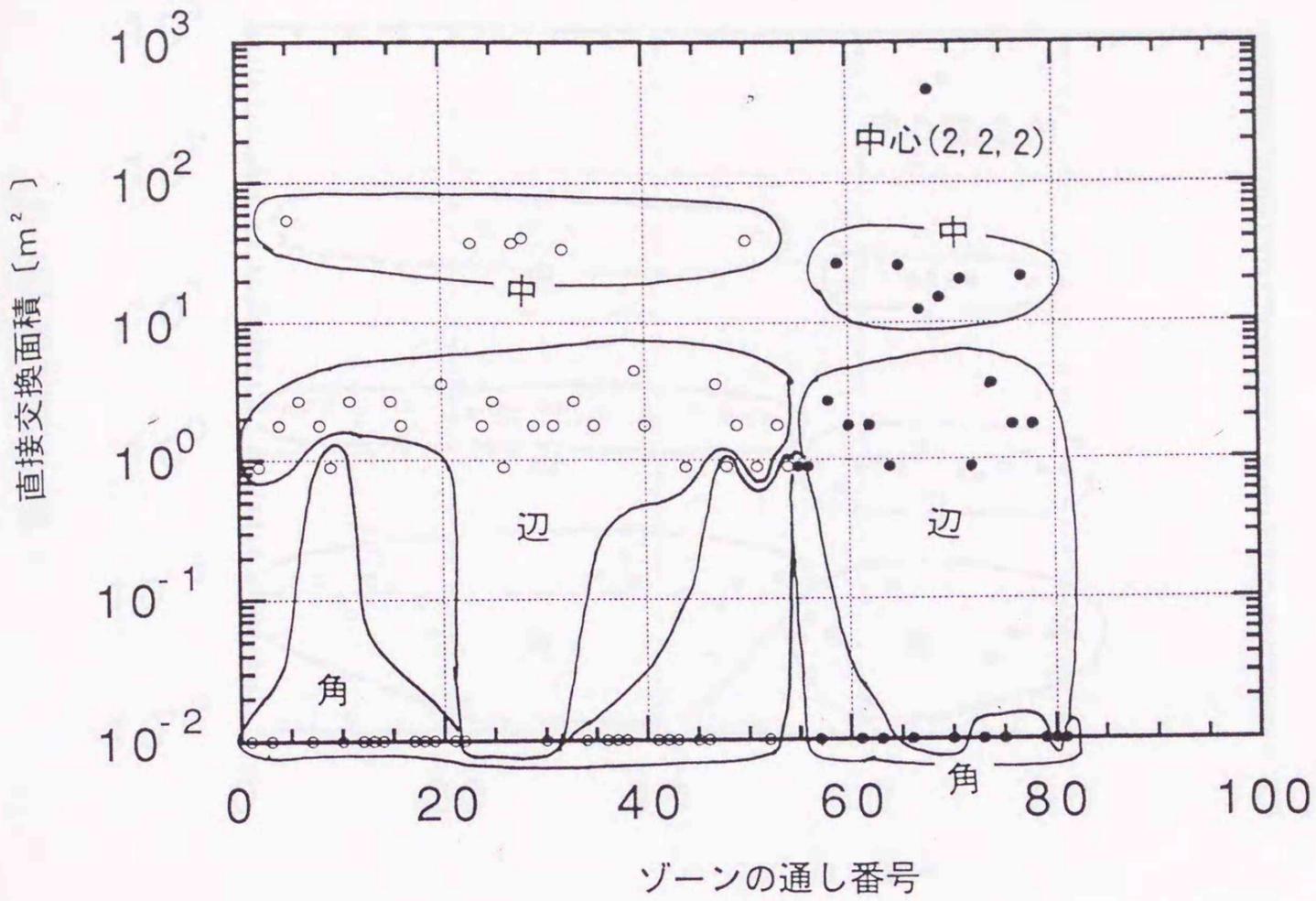


(e) 面積等による対称化 ($m=100$) をした場合

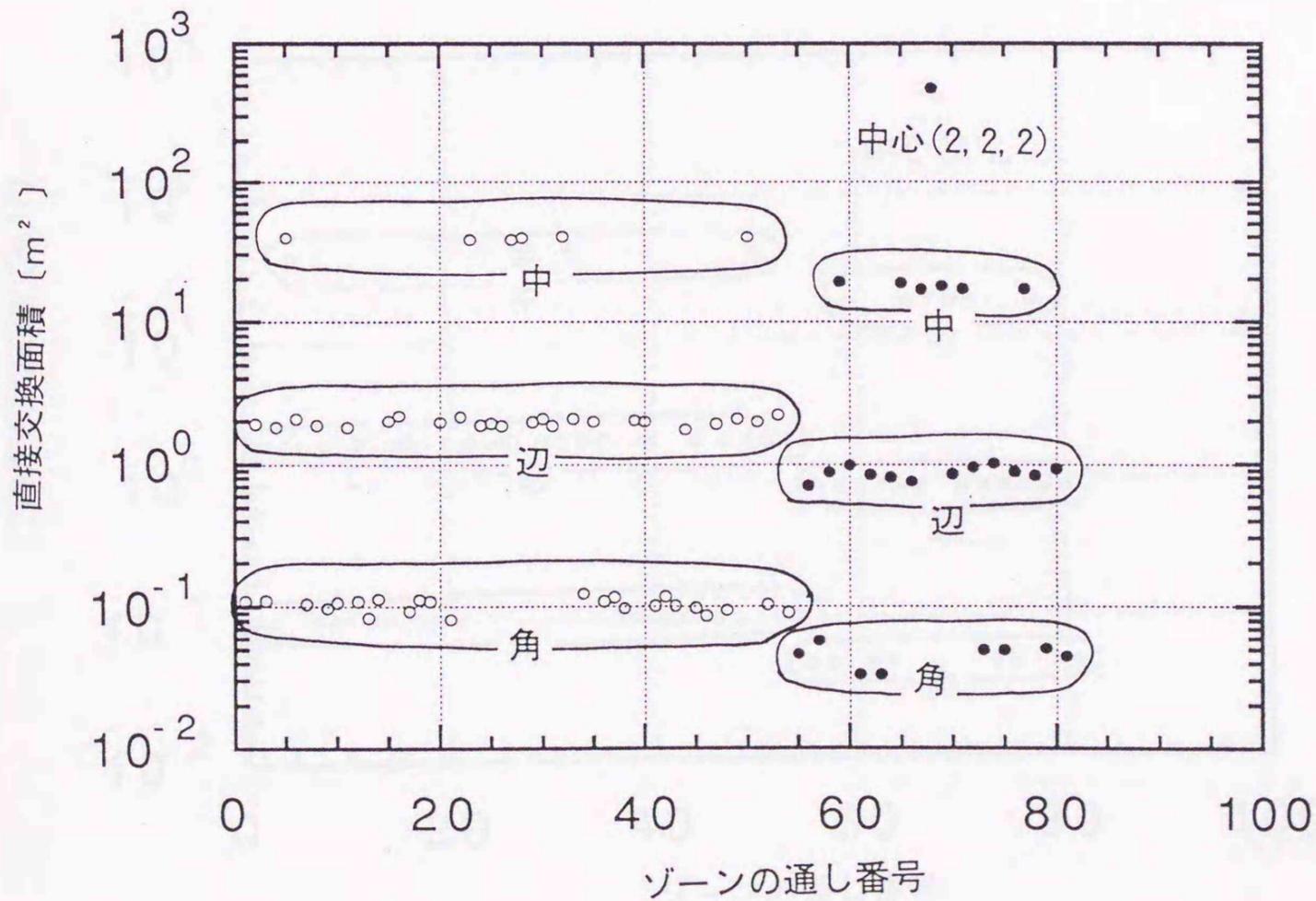
合についても同じ重み付けをしているので、 $m = 1$ の場合よりも多少小さく求められている。図2-19(d) は、 $m = 2$ とした場合の結果で、 $m = 1$ の場合に比べて面積等が小さい方から射出された値をより重視していることになるが、両者はほとんど同一の直接交換面積となっている。図2-19(e) は、 $m = 100$ の場合であり、面積等が小さい方から射出された結果を両ゾーンの直接交換面積としているので、 $m = 1$ の場合に比べると、立方体の辺に位置する面積ゾーンおよびガスゾーンとの間のばらつきが大きいのである。

〔注1〕 $m = 1$ の結果から推測すると、小ガス体に吸収されるふく射束数は、 $N_{ij} / N_t = C_{ij} / 4K_i V_i = 0.046 / (4 \times 0.22 \times 10^3) = 5.24 \times 10^{-5}$ であるから、平均的にみて19080個に1個の割合である。また、小固体面に到達するふく射束数は $C_{ij} = 0.1$ であるから、8770個に1個の割合である。

図2-20(a), (b) は、ふく射束数をそれぞれ10000個、図2-21(a), (b) は50000個として、直接交換面積をモンテカルロ法により求め示したものであり、両図とも(a) は対称化操作なし、(b) は $m = 1$ として面積等による対称化を行った結果である。対称化を行わなくても、直接交換面積の値のばらつきはふく射束数を多くすることによって少なくなるものの、 $N = 50000$ としても十分に精度の高い値を得ることはできない。これに対し、 $m = 1$ として対称化を行えば、ふく射束数が少なくても十分に精度の高い直接交換面積の値を得ることができる。図2-21(b) の $N = 10000$ で対称化を行った結果は、図2-21(a) の $N = 50000$ で対称化を行わない結果よりも格段に精度の高い直接交換面積の値となっている。このように、面積等による重み付け平均を施すことにより、より少ないふく射束数で直接交換面積を精度よく求めることが

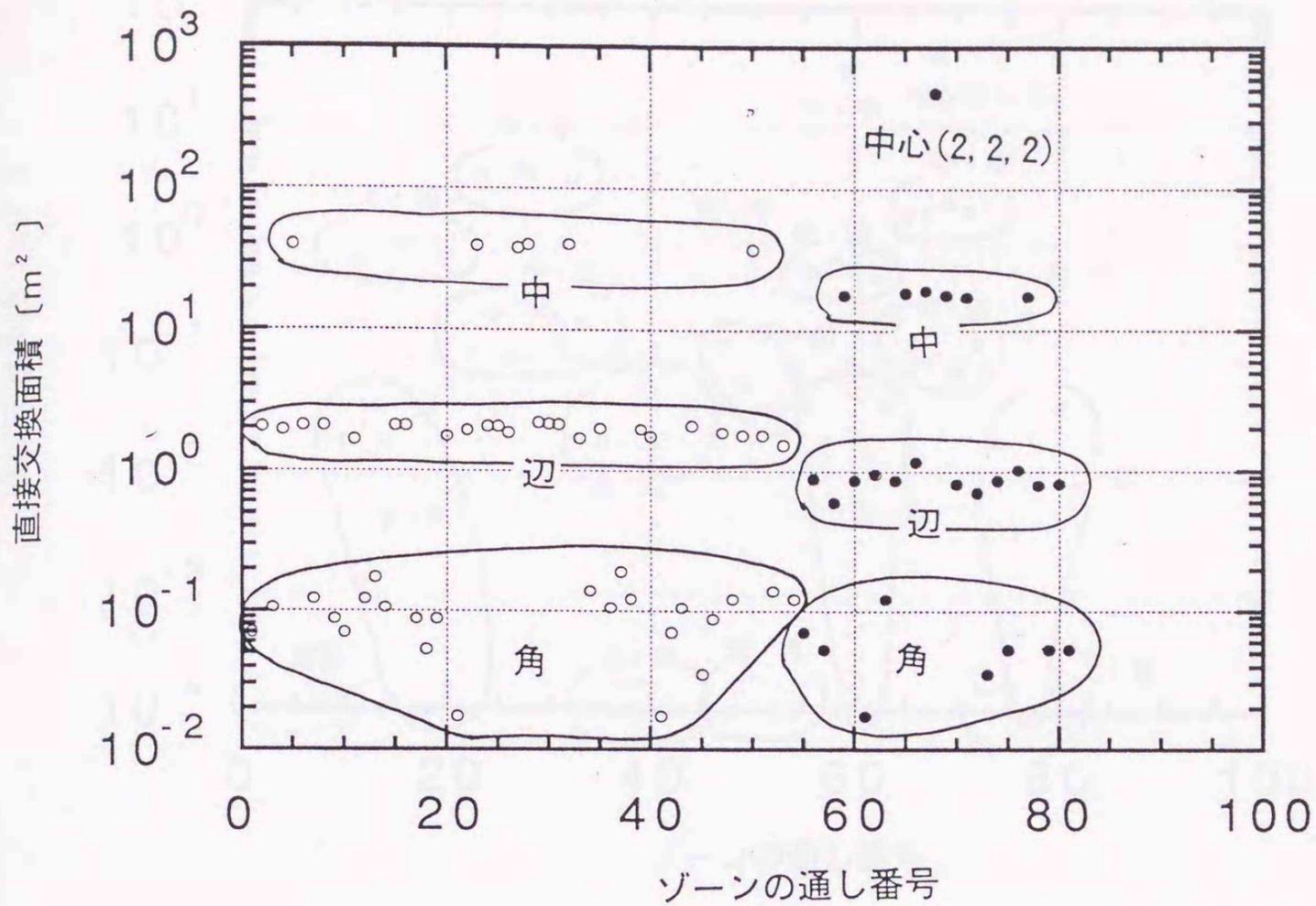


(a) 対称化操作をしない場合

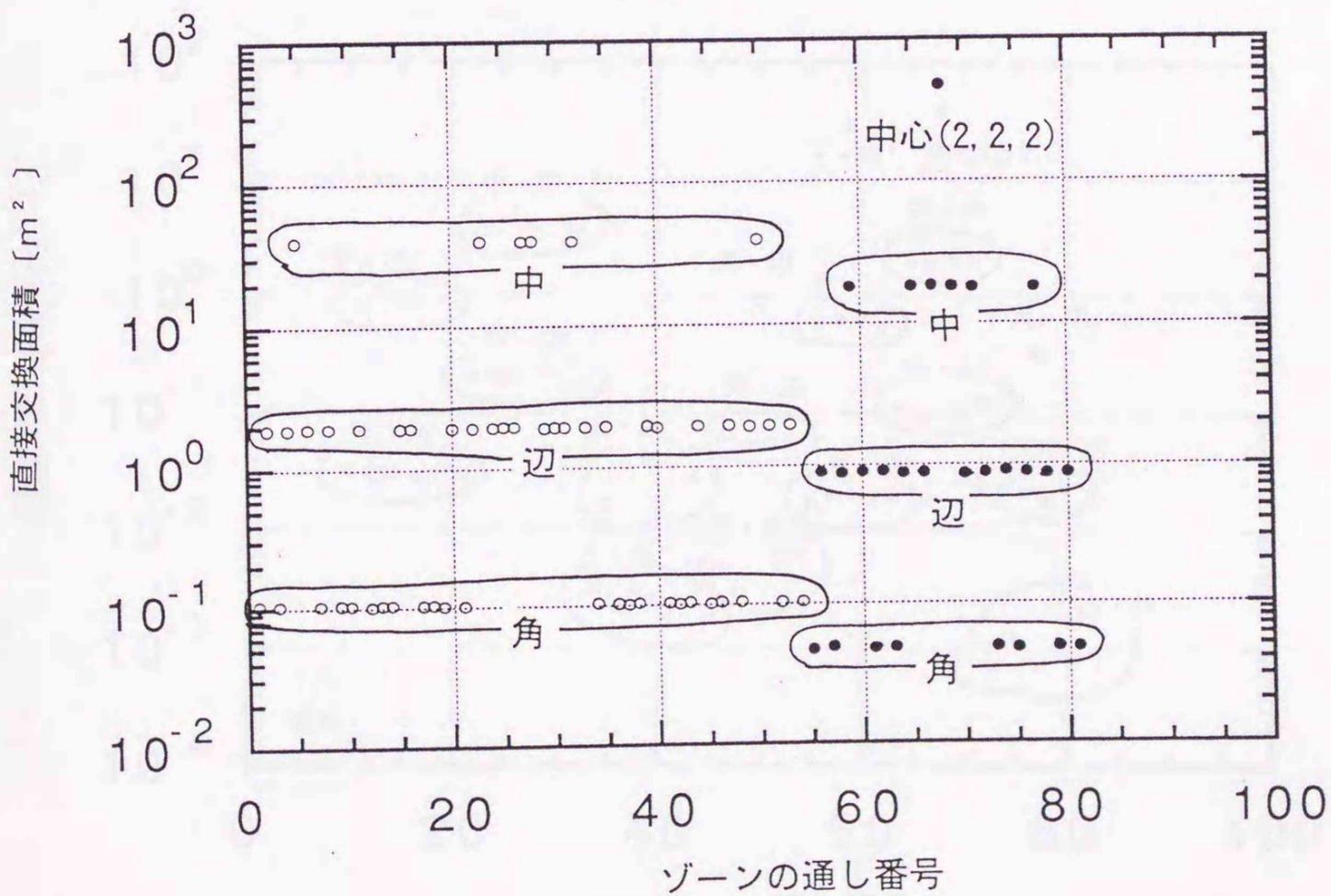


(b) 面積等による対称化 (m=1) をした場合

図2-20 中心ガスゾーンと各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a = 0.22 \text{ m}^{-1}$, $N = 1000$)

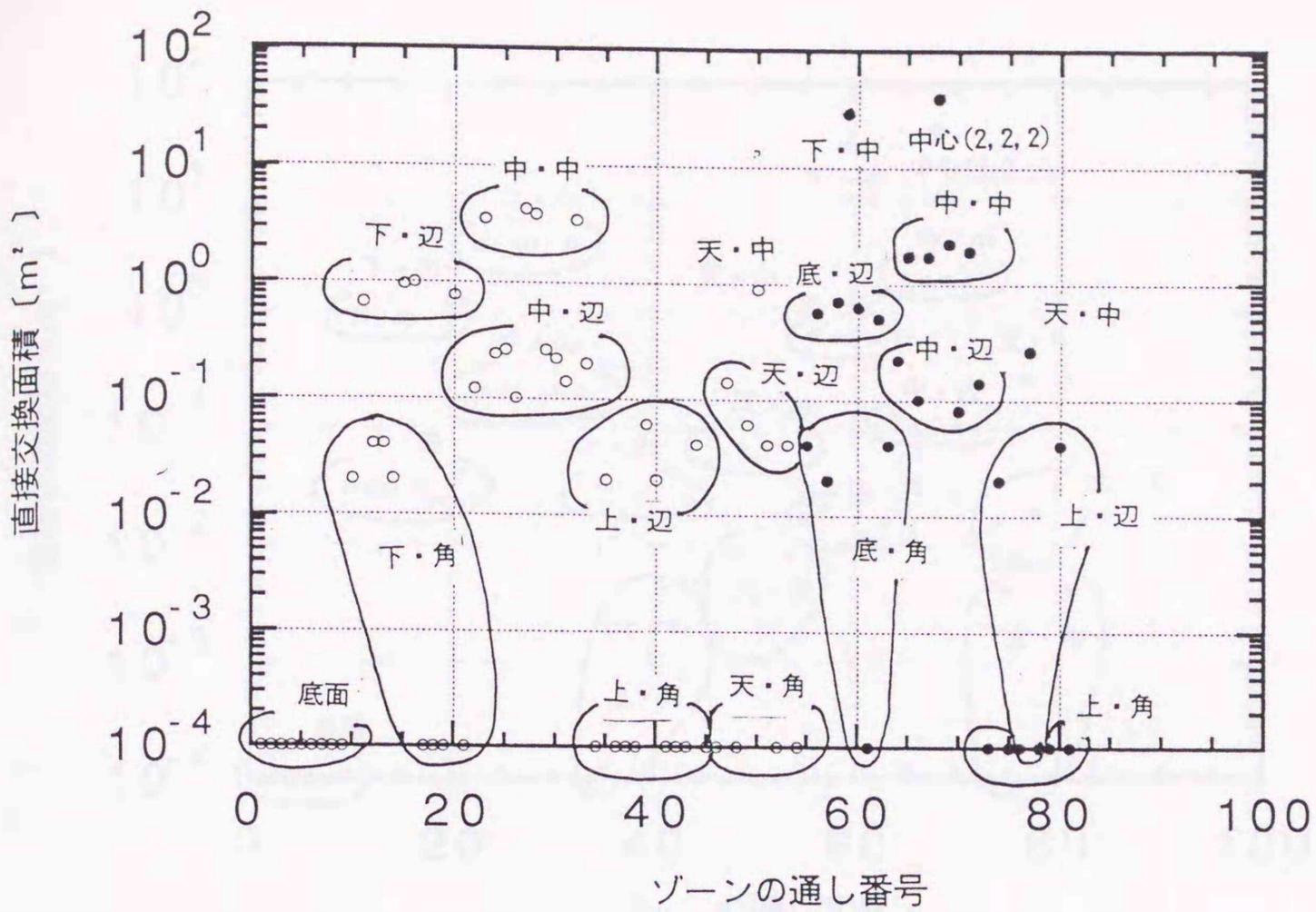


(a) 対称化操作をしない場合

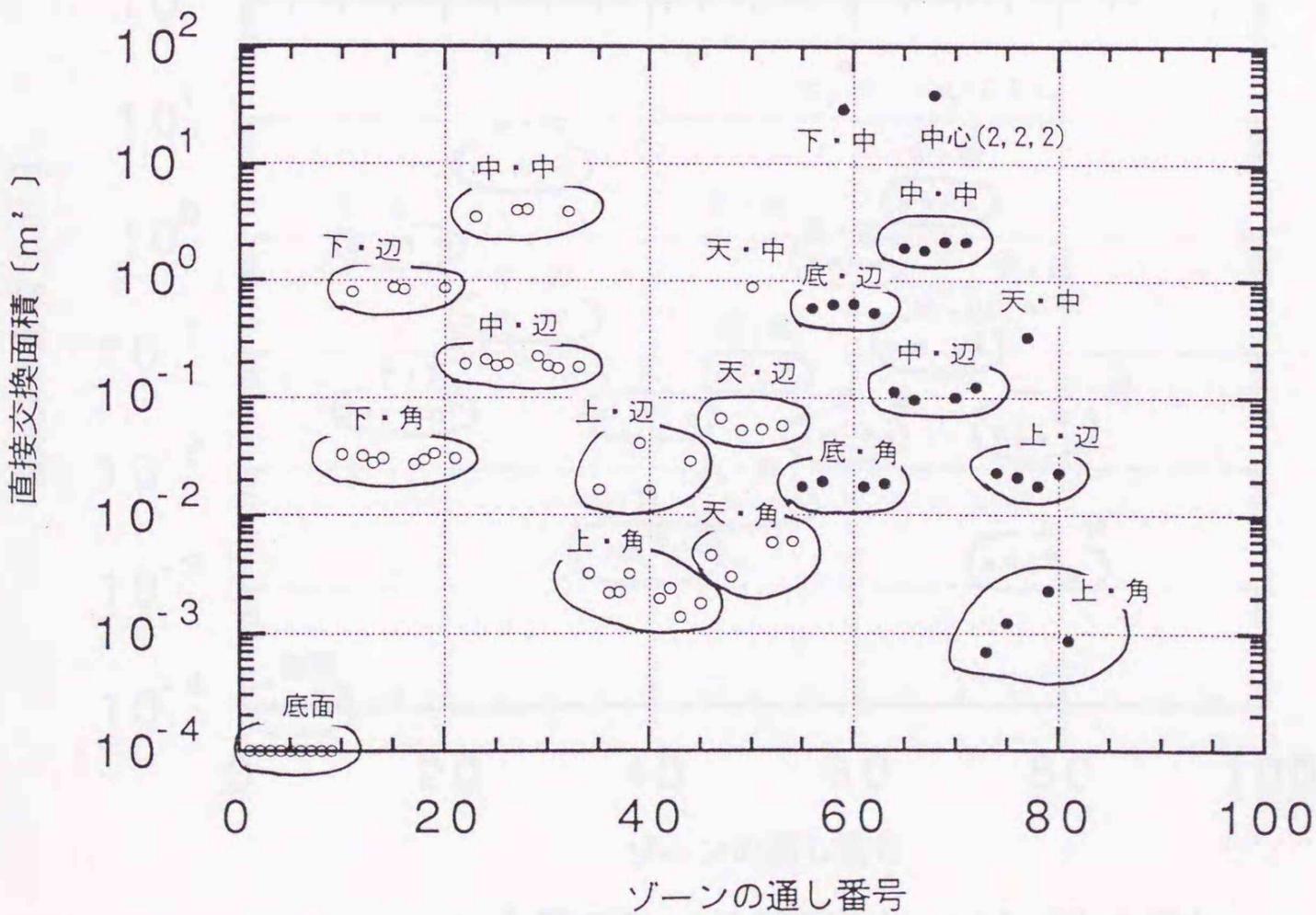


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図2-21 中心ガスゾーンと各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=0.22\text{ m}^{-1}$, $N=50000$)

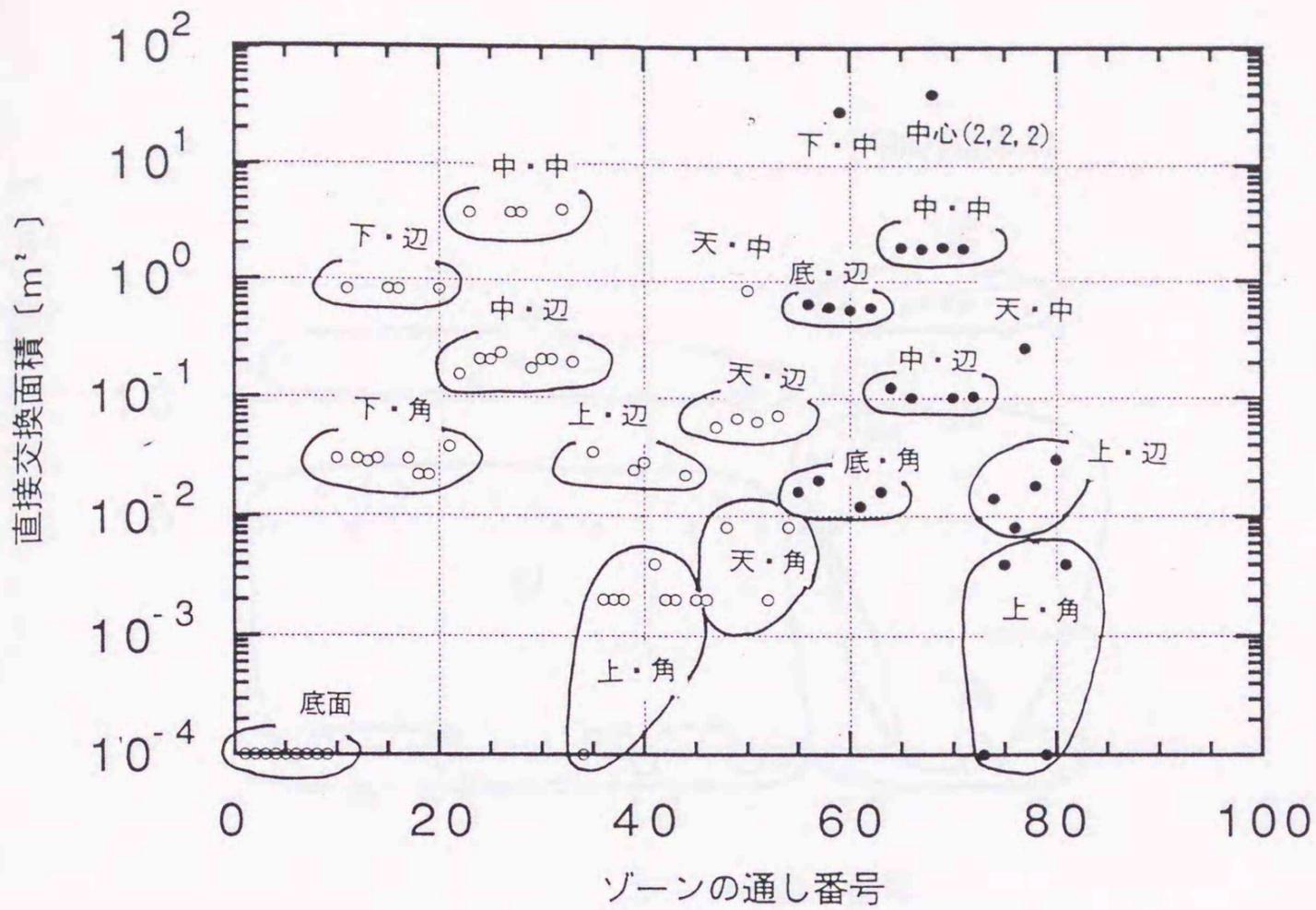


(a) 対称化操作をしない場合

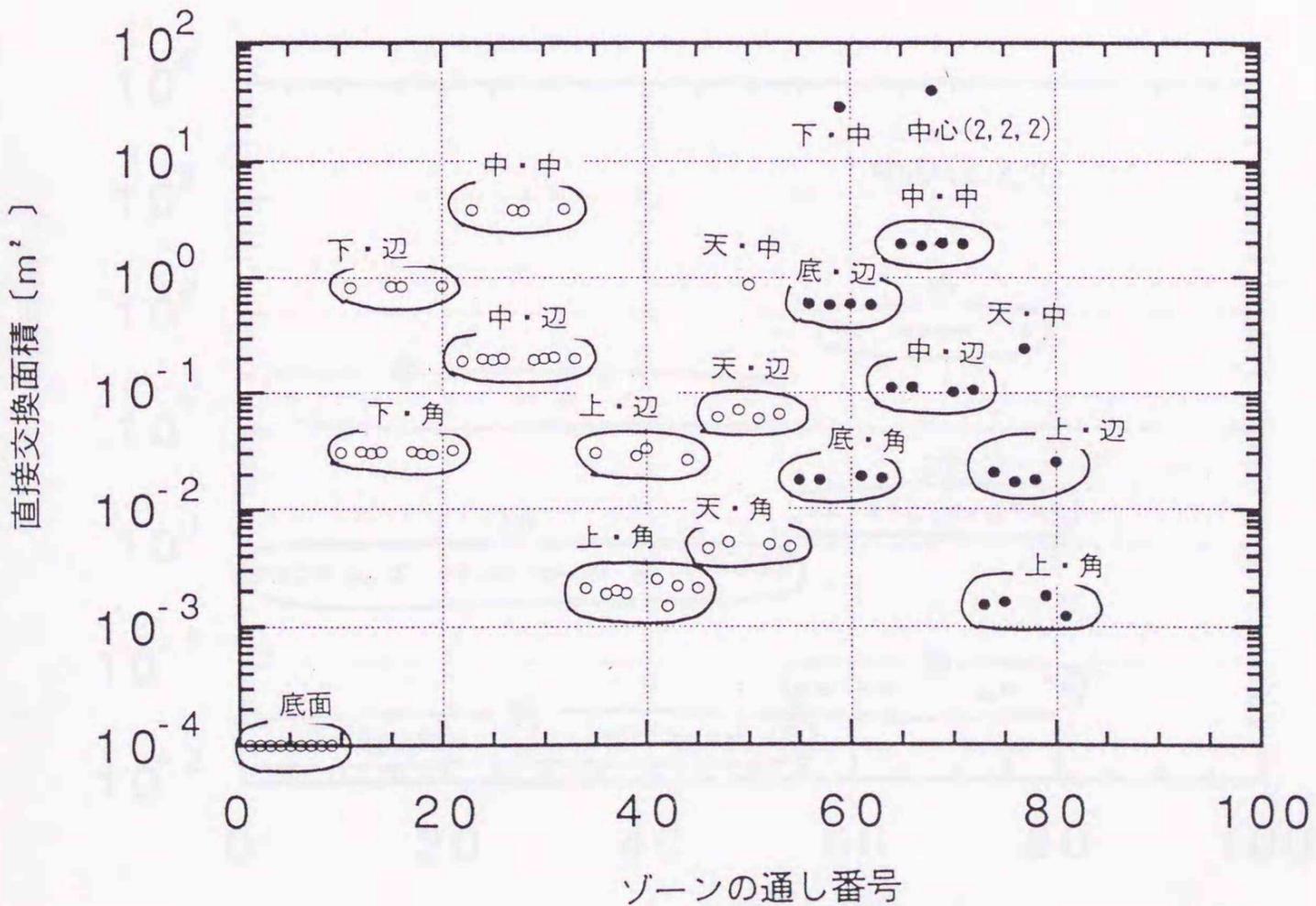


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図 2-22 底面の中心固体面ゾーン(2,2,0)と各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=0.22\text{m}^{-1}$, $N=5000$)

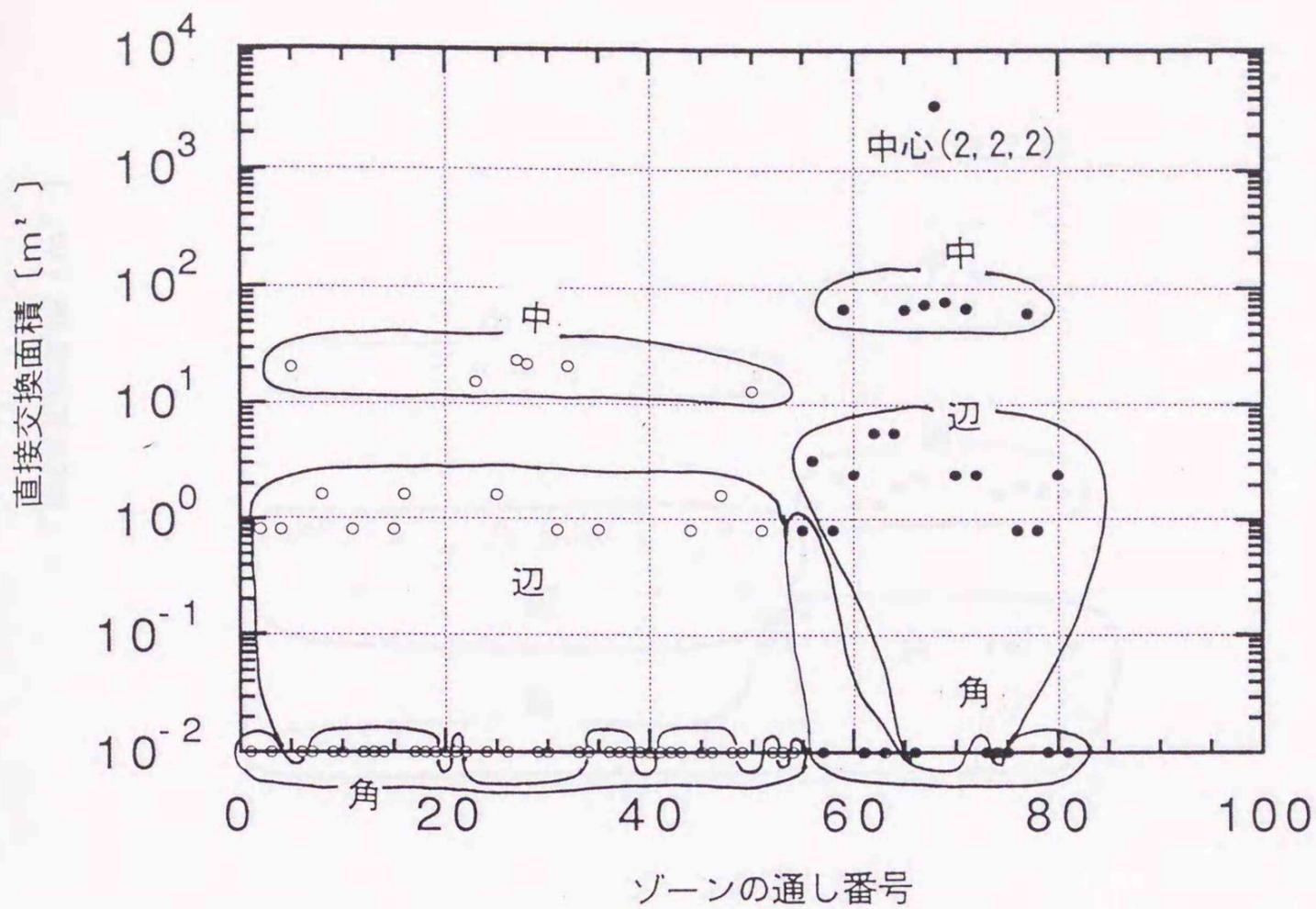


(a) 対称化操作をしない場合

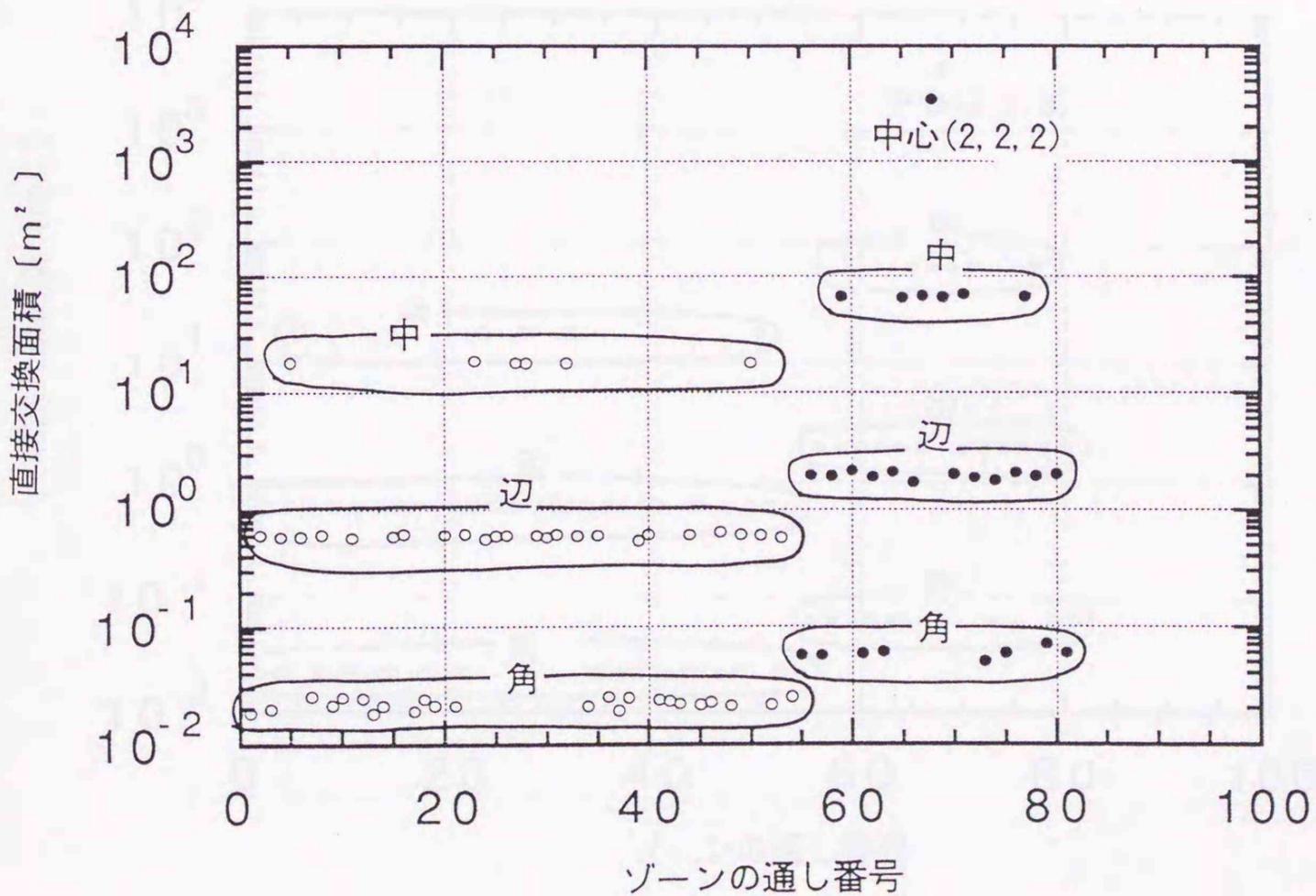


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図 2-23 底面の中心固体面ゾーン(2,2,0)と各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=0.22\text{ m}^{-1}$, $N=50000$)

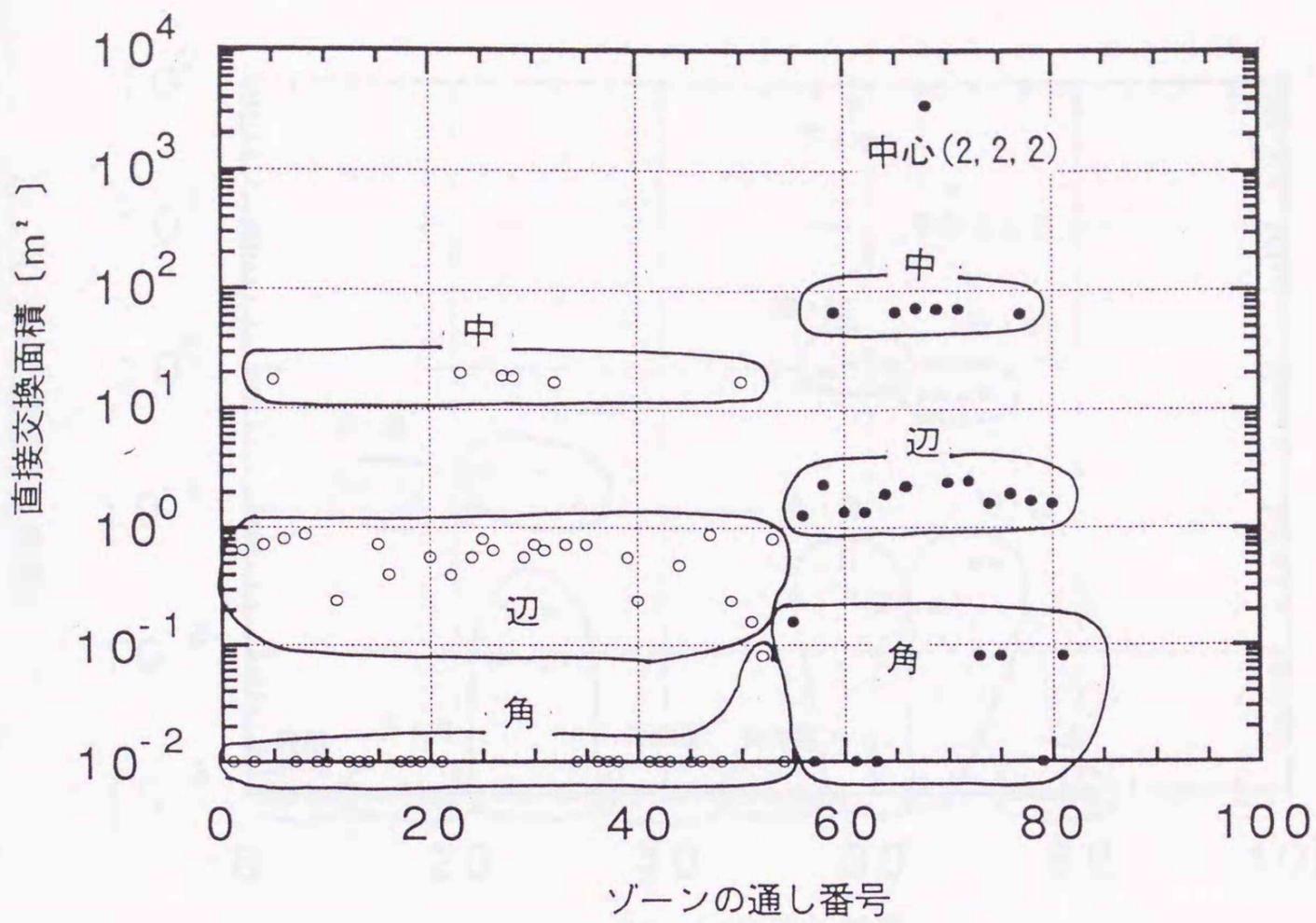


(a) 対称化操作をしない場合

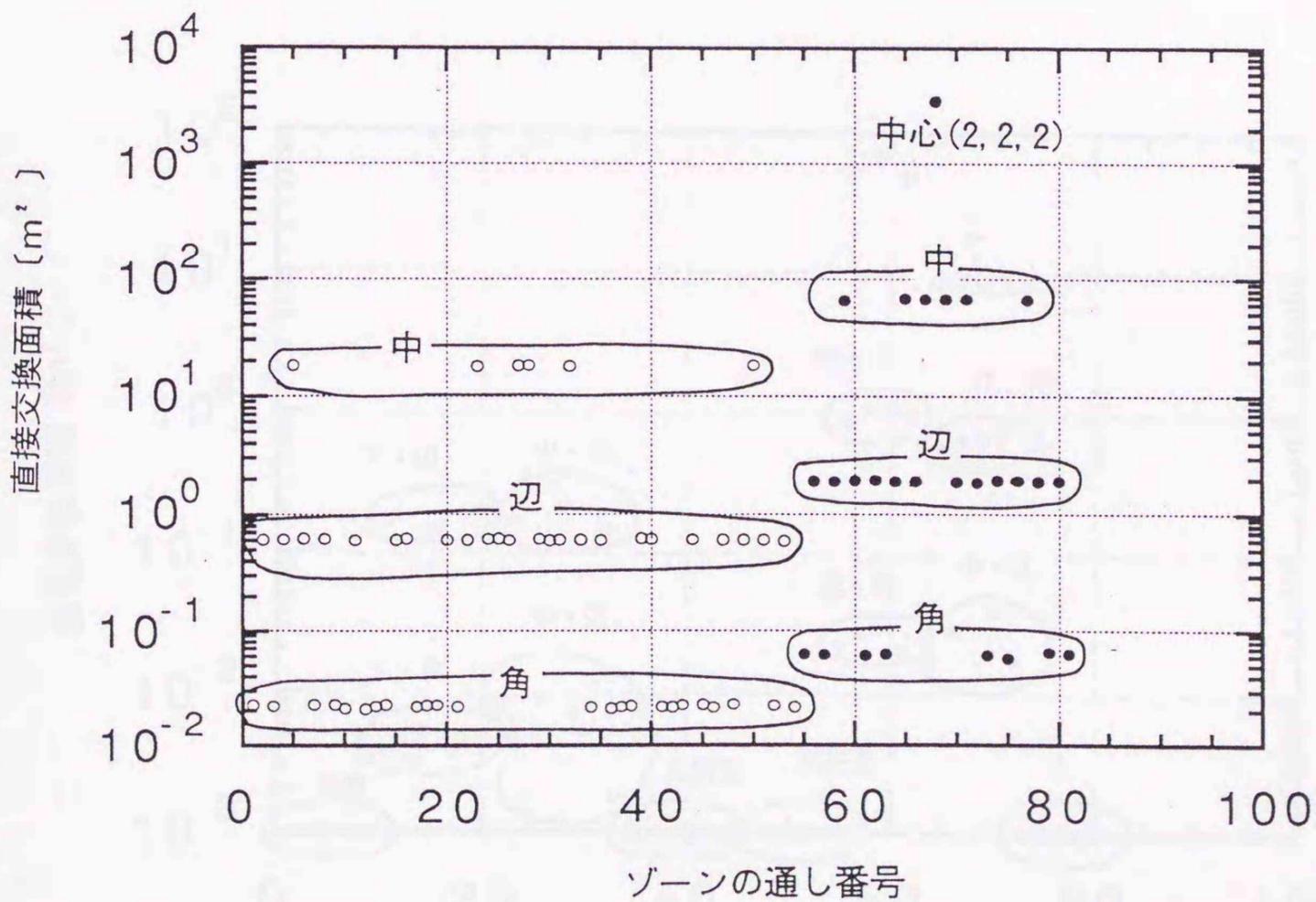


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図2-24 中心ガスゾーンと各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=1.0 \text{ m}^{-1}$, $N=5000$)

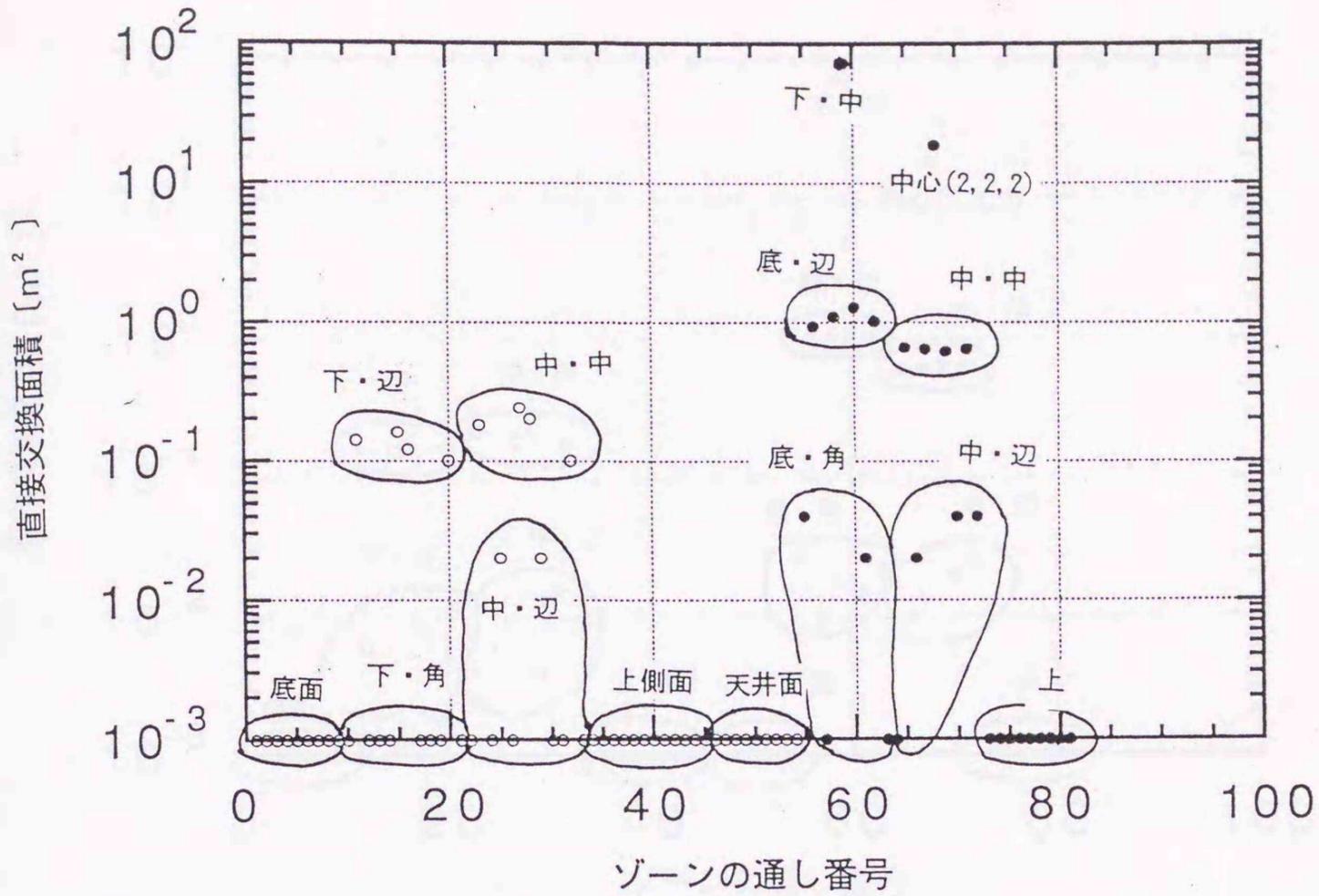


(a) 対称化操作をしない場合

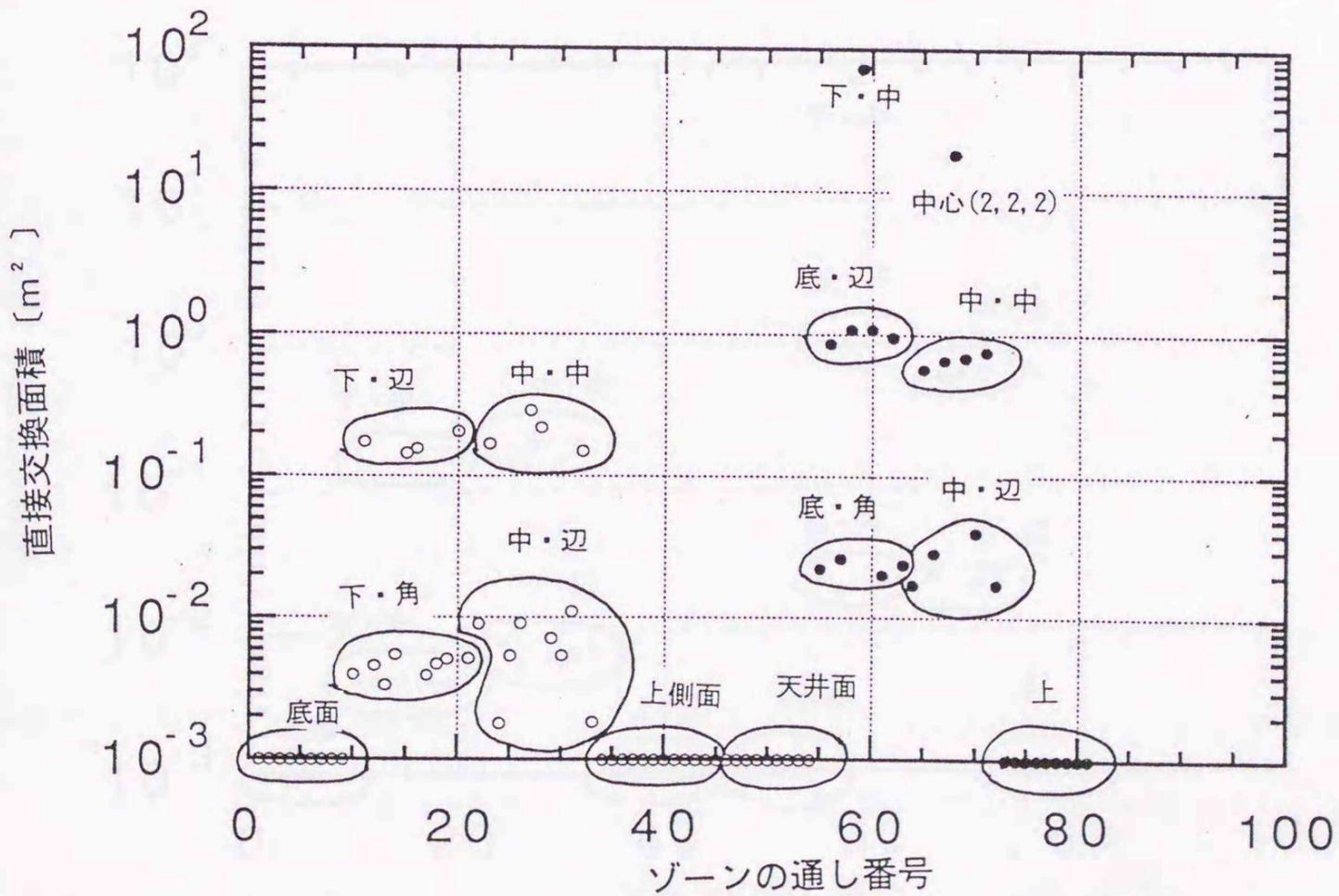


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図2-25 中心ガスゾーンと各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=1.0\text{ m}^{-1}$, $N=50000$)

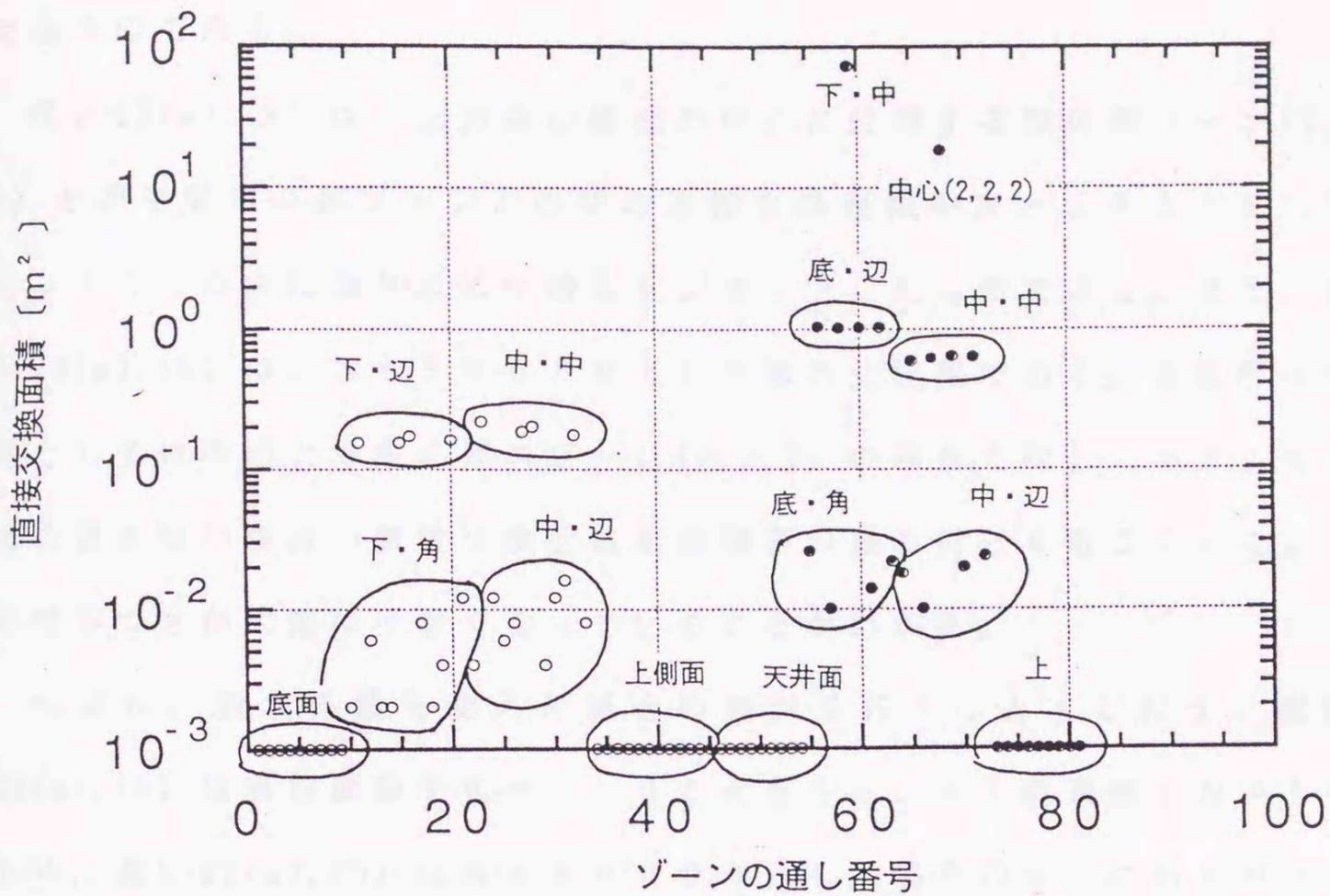


(a) 対称化操作をしない場合

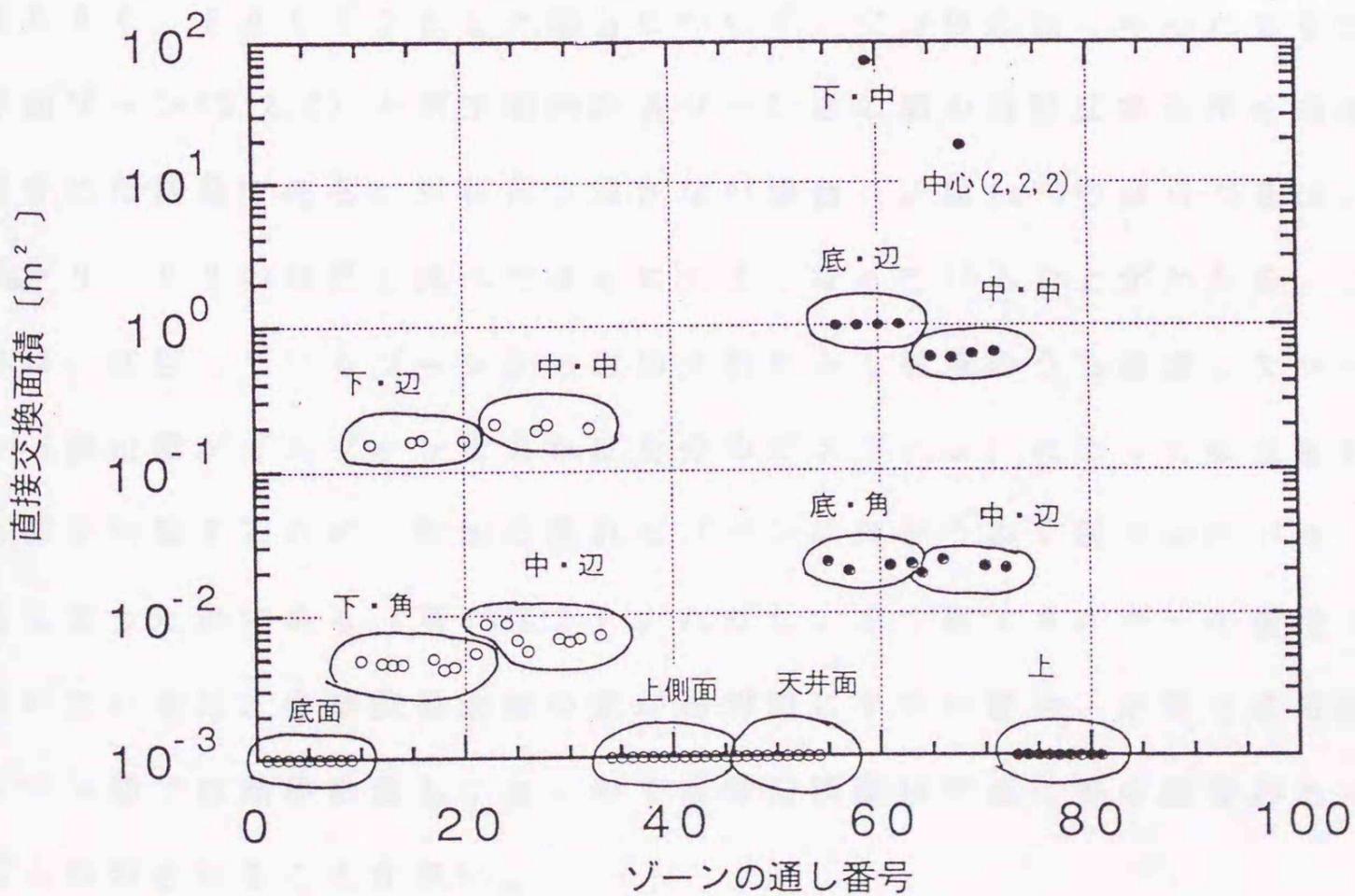


(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図 2-26 底面の中心固体面ゾーン(2,2,0)と各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=1.0\text{ m}^{-1}$, $N=5000$)



(a) 対称化操作をしない場合



(b) 面積等による対称化 ($m=1$) をした場合

図 2-27 底面の中心固体面ゾーン(2, 2, 0) と各ガスおよび固体面ゾーンとの間の直接交換面積 ($K_a=1.0 \text{ m}^{-1}$, $N=50000$)

できるのである。

図2-22(a), (b) は、立方体の底面の中心に位置する固体面ゾーン(2, 2, 0) と閉空間内の各ゾーンとの間の直接交換面積を $N = 5000$ としてモンテカルロ法により求めた結果をプロットしたものである。また、図2-23(a), (b) は、 $N = 50000$ として求めた結果である。全般的な傾向としては両図とも中心ガスゾーン(2, 2, 2) の場合と同じであり、対称化を施さない場合の直接交換面積が面積等の重み付けを取ることによってばらつきが大幅に小さくなっていることがわかる。

つぎに、吸収係数を変えた場合の検討を行うこととしたが、図2-24(a), (b) は吸収係数を $K_a = 1.0$ と大きくし、ふく射束数を $N = 5000$ 、図2-25(a), (b) は $N = 50000$ とした場合の中心にあるガスゾーン(2, 2, 2) と閉空間内の各ゾーンとの間の直接交換面積を求めたものである。また図2-26, 27は、吸収係数を $K_a = 1.0$ 、ふく射束数を $N = 5000$ 、 50000 とした場合について、立方体底面の中心にある固体面ゾーン(2, 2, 0) と閉空間内の各ゾーンとの間の直接交換面積を同様に求めた結果である。対称化を施さない場合(各図(a))のばらつきは、 $K_a = 0.22$ の結果と比べてさらに大きくなっていることがわかる。これは、注目しているゾーンから射出されたふく射束のうち近接したゾーン(射出源がガスゾーンであれば自分のガスゾーン)によって吸収される数が増加するため、距離の離れたゾーンに向かうふく射束の数が減ってしまうためである〔頁68注2〕。ただし、ふく射エネルギーの授受についていえば、直接交換面積の値が相対的に小さい場合、対象とする両ゾーン間では熱移動量も小さいので直接交換面積の値に多少誤差があっても許容されることが多い。

〔注2〕吸収係数を $K_a = 1$ と比較的大きくした場合は、ふく射束数を $N = 50000$ とし、乱数が均等に分布するとみなすことができれば、ふく射束の最大飛行距離は

$$l = -\ln R = -\ln(1/50000) = 10.8 \text{ [m]}$$

であるから、底面から射出されるふく射束は天井面（最短距離12m）まで届かない。このために、立方体の上部のゾーンにはふく射束が到達せず、モンテカルロ法により求めた直接交換面積の値が0となったのである。（飛行距離が12mのふく射束を平均して1個得るためには、ふく射束数が $N = 163000$ 個必要である。）

2. 4 ま と め

(1) 三次元任意形状閉空間を考え、その内部に遮蔽物体が設置されることにより作られる複雑な系のふく射伝熱の数値解析を行うため、空間指標と面指標を導入して各分割面あるいは空間のゾーンを系統的に指定することを提案した。

(2) 空間指標と面指標を用いることにより、モンテカルロ法を適用して容易に黒体面間のふく射交換係数すなわち直接交換面積を求め得ることを示した。

(3) 一般のゾーン法では直接交換面積を求めることが困難であるガスのふく射性質が一様でない場合についても、モンテカルロ法を適用することにより取り扱うことができるようになった。

(4) モンテカルロ法にて求める直接交換面積については、各ゾーンの相互関係と総和関係を満足させるために、面積等の重み付け平均をとる対称化操作を行うことを提案し、直接交換面積の計算精度が著しく向上することを確かめた。

(5) 直接交換面積が求めればゾーン法を適用することにより全交換面積に変換できるので、各分割面での相互反射を考慮したふく射伝熱の解析が行えることを示した。

(6) ふく射伝熱に加えて、対流伝熱、熱伝導、流れによるエンタルピー輸送、熱発生等を考慮した三次元閉空間内のエネルギーバランス式を導き、非線形多元連立方程式にまとめたので、ニュートン・ラプソン法とガウス・ザイデル法を併用することにより容易に解くことができることを示した。

3. 任意形状固体面間のふく射伝熱 解析への応用

本章では、ふく射性ガスを含まない三次元任意形状空間を考え、その中にある形状の物体が存在する場合についてのふく射伝熱解析法について検討することとした。解析対象としては、冷暖房時の居室内、工業乾燥炉内等が主であるが、真空炉あるいは宇宙空間におけるふく射伝熱なども適用対象に含まれる。

3.1 家具付室内空間を対象 とした温熱環境予測

人体から居室内周囲環境への放熱は、発汗や呼吸による潜熱分を除くと、対流成分よりもふく射成分の方がやや多い⁽¹⁾といわれており、快適な温熱環境を設計する上では室内の壁、床、天井、窓等の固体面と人体表面各部との間のふく射熱交換を考慮した温熱環境の予測が必要である。特に床暖房、天井冷暖房、パネル冷暖房等のふく射型機器を用いると、加熱（冷却）面と人体各部との位置関係や、それらの中間に置かれる熱遮蔽効果のあるテーブルや衝立等家具類が直接影響を及ぼすので、通常の空室状態での解析に満足することなく、できるだけ実際の室内の状態を模擬したシミュレーションを実施することが望ましい。

ふく射を考慮した温熱環境の解析に関する従来の研究では、室内に人体も家具も存在していない空室状態での単純な直方体形状閉空間を対象とし伝熱解析を行っており、室内各面の到達熱量およびその温度を求め

た後、人体を微小立方体^(3, 4)や微小球⁽⁵⁾で置き換えて室内の所定の所に設置し、その周囲の平均的なふく射環境を表すための平均ふく射温度を求めているのみである。従って、人体の温冷感に大きな影響を与える低温面や加熱面が混在することにより引き起こされる不均一ふく射の効果を評価するには不十分であった。一方、この平均ふく射温度に加えて人体放熱量を求める上で人体と室内各部との間の形態係数が必要となるので、人体と単純な矩形壁面との間の形態係数の実測^(25, 26)や、人体を等価寸法の直方体で模擬して立位や椅座位における矩形壁面との間の形態係数の計算⁽²⁷⁾が行われている。しかし、人体と壁面との相互関係が代表例に限定されているために、詳細なふく射環境の予測は難しかったのである。室内のふく射環境をより適切に設計するためには、低温面や加熱面の存在を考慮に入れるのは勿論のこと、人体や家具等の室内に置かれた物体によるふく射の相互作用や遮へい効果、さらに人体各部の発熱状況をも勘案して人体各部における局所的な温熱環境を予測することが望まれる。このためには、人体や家具が置かれることによって形成される複雑な室内空間内の相互の形態係数の導出が先ず必要であるが、本研究に基づくモンテカルロ法の採用により、人体および家具なども含め三次元直交座標で表現された任意の形状として扱うことが可能となろう。ここでは、第2章の三次元解析法を室内のふく射伝熱計算に適用して、対流伝熱、壁体内の熱伝導および室内空気の換気による熱授受をも加えてエネルギーバランス式を導き解くこととしている。

ところで、冬期窓面に近づいたときに冷ふく射を身体の一面的みを受ける場合があり、過度な不均一ふく射にさらされると不快に感ずるので⁽²⁸⁾、室内の快適な温熱環境を設計する際には、人体の局所における不

均一ふく射も同時にを予測しておく必要がある。そこで人体を頭部、胴部、大腿部および下腿部に分割し、それぞれに適当な皮膚温度と着衣量をパラメータとして与える分割人体モデルを提案し、温熱環境予測に用いることとした。

3. 1. 1 室内のエネルギーバランス

図3-1のj面において、ふく射伝熱、対流伝熱、壁体内熱伝導および熱発生を考慮した定常状態でのエネルギーバランス式を導くと、室内の空気温度を一様として T_a で代表させれば、

$$\underbrace{\sum_{i=1}^n C_{ij} \sigma T_i^4 - A_j \varepsilon_j \sigma T_j^4}_{\text{ふく射伝熱量}} + \underbrace{A_j \alpha_j (T_a - T_j)}_{\text{対流伝熱量}} + \underbrace{A_j q_{a,j}}_{\text{熱発生量}} = \underbrace{Q_j}_{\text{壁貫流熱量}} \quad (3-1)$$

となる。ここで、j面の外側の気温を $T_{o,j}$ とすると貫流熱量 Q_j は

$$Q_j = A_j (T_j - T_{o,j}) / \left(\frac{l_j}{k_j} + \frac{1}{\alpha_{o,j}} \right) \quad (3-2)$$

である。ただし、 C_{ij} はi-j面間の全交換面積であり、2.3節で述べたモンテカルロ法を用いて算出される直接交換面積から2.2.2項のゾーン法の手法によって灰色閉空間内の反復反射を考慮した正味のふく射エネルギーの授受を表すふく射交換係数に変換された値である。 α_j

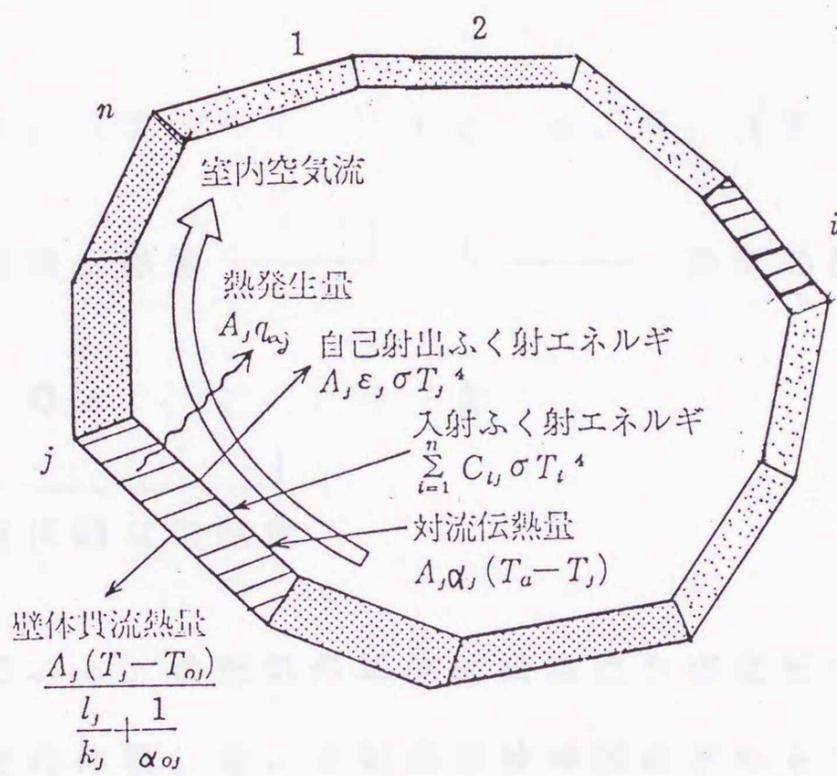


図 3-1 固体面ゾーンにおけるエネルギーバランス

は室内側の対流熱伝達率、 $q_{a,j}$ は固体面における単位時間・単位面積当りの発熱量であり、 l_j 、 k_j はそれぞれj面壁体の厚さと熱伝導率である。また、 $\alpha_{o,j}$ はj面の外側の面とそれを取り巻く環境との間の総合熱伝達率である。一方、室内空気についてのエネルギーバランス式は、室外空気温度あるいは機器等による熱交換後の室内への供給空気温度を $T_{o,a}$ とすれば、

$$\sum_{i=1}^n A_i \alpha_i (T_a - T_i) + c_p n_v V_r (T_{o,a} - T_a) + Q_a = 0 \quad (3-3)$$

┌───────────┐ ┌───────────┐
対流伝熱量 換気熱量
└───────────┘ └───────────┘

┌───────────┐
空気への直接的な伝熱量
└───────────┘

である。ここで、 c_p は空気の単位体積当たりの定圧比熱、 n_v は換気回数、 V_r は室内体積、 Q_a は対流型放熱器などから空気に直接伝えられ持ち込まれる熱量である。式(3-1)は壁、家具および人体の分割面数 n 個導かれ、これに式(3-3)を加えて非線形連立方程式にまとめて、未知温度 $T_1, T_2, \dots, T_n, T_a$ について解けば、室内のふく射環境を検討することができる。また、このようにして求めた温度を式(3-2)に代入すれば壁貫流熱量が求まる。

3. 1. 2 温熱環境評価指標

人体が室内で冷暖房時に受ける温冷感は気温、ふく射温度、気流速度、湿度の環境四要素と着衣量、産熱量の人体側の二条件により決まるとい

われている。これらが人体温冷感に影響する度合いを総合的に評価するため、その指標として予測平均申告PMV (Predicted Mean Vote)が提案され、国際規格ISO 7730 (Moderate Thermal Environments - Determination of the PMV and PPD Indices and Specification of the Conditions for Thermal Comfort) ⁽²⁹⁾ に採用され、建築環境における人体温冷感を予測するために多方面で使われている。しかしながら、PMVは室内の環境四要素が空間的分布、時間的変化があまり大きくない場合について適用されるものであり、これらの変化が大きい場合には適切な予測や評価ができないことが多い。

床暖房や天井ふく射冷暖房のようなふく射型冷暖房方式では、室内に引き起こされる気流が微弱であるために、気流の乱れが人体の局部冷却を引き起こし不快感を生じさせる(ドラフトと呼ばれる)ことが少ないが、対流型冷暖房方式に比べふく射の不均一性が増加することは止むをえないので、予め人体の部位別に分けて適切な評価をしておくことが望まれる。このような検討をするため、本研究で採用した温熱環境指標を以下にまとめておく。

(1) 面ふく射温度 (PRT, Plane Radiant Temperature)

人体のある部分に周囲の固体面から入射するふく射エネルギーと同量のふく射エネルギーを入射させる仮想的な等温黒体閉空間の温度と定義されており⁽³⁰⁾、全交換面積 C_{ij} を用いると式(3-4)で表すことができる。

$$T_{PRT, j} = \left(\sum_{i=1}^n C_{ij} T_i^4 / \epsilon_j A_j \right)^{1/4} \quad (3-4)$$

この面ふく射温度は人体の局所ふく射環境を表す指標と考えられる。

(2) 平均ふく射温度 (MRT, Mean Radiant Temperature)

人体と周囲の固体面との間のふく射エネルギー交換量と同じ量のふく射エネルギー交換を行う仮想的な等温黒体閉空間の温度と定義されており⁽³¹⁾、面ふく射温度 $T_{PRT, j}$ を用いると式(3-5)が導かれる。

$$T_{MRT} = \left(\frac{\sum_j A_j T_{PRT, j}^4}{\sum_j A_j} \right)^{1/4} \quad (3-5)$$

ここで、分子、分母はそれぞれ人体の全分割小面積にわたる総和をとった値である。また、平均ふく射温度は人体周囲の平均的なふく射環境を表す指標といえよう。

(3) 作用温度 (OT, Operative Temperature)

人体と周囲環境との間での対流およびふく射による熱交換量と同じ量の熱交換を行う仮想的な等温黒体閉空間を考え、その温度を作用温度と定義されているが⁽³¹⁾、人体に感じない程度の微気流の条件下では式(3-6)を用いても差し支えない⁽³²⁾。

$$T_{op} = (T_{MRT} + T_a) / 2 \quad (3-6)$$

従って、湿度と風速が一定であれば、温熱環境は気温とふく射温度のみにより決まるとみなしうるのである。

(4) 予測平均申告 (PMV, Predicted Mean Vote)⁽³³⁾

予測平均申告 PMV は、人体の全身的な温冷感を予測する指標であり、

体内温度が一定に保たれる定常状態における熱平衡として式(3-7)で表すことができる。

$$H - E_d - E_{sw} - E_{re} - S = K = R + C \quad (3-7)$$

ただし,

H : 人体の内部産熱量 (代謝量 - 外部仕事)

E_d : 皮膚からの不感蒸せつによる放熱量

E_{sw} : 皮膚表面からの発汗蒸発放熱量

E_{re} : 呼吸による潜熱放熱量

S : 呼吸による顕熱放熱量

K : 着衣を通る伝導熱量

R : 着衣表面からのふく射伝熱量

C : 着衣表面からの対流伝熱量

式(3-7)を人体の単位面積当たりについての実用的な表現にすると、式(3-8)のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - 3.05 \times 10^{-3} (25.6 t_s - 33.73 - p_a) \\ & - \frac{E_{sw}}{A_{Du}} - 1.72 \times 10^{-5} \frac{M}{A_{Du}} (58.67 - p_a) \\ & - 0.0014 \frac{M}{A_{Du}} (34 - t_a) \\ & = \frac{t_s - t_{ci}}{0.155 I_{ci}} \\ & = 3.96 \times 10^{-8} f_{ci} \{ (t_{ci} + 27.3)^4 - (t_{mri} + 27.3)^4 \} \end{aligned}$$

$$+ f_{cl} \alpha_c (t_{cl} - t_a) \quad (3-8)$$

ただし、

- A_{Du} : 人体の体表面積 [m²]
- E_{sw} : 発汗蒸発放熱量 [W]
- f_{cl} : 着衣表面積率 [-]
- I_{cl} : 着衣量 [clo]
- M : 代謝量 [W]
- p_a : 環境の水蒸気圧 [Pa]
- t_a : 気温 [°C]
- t_{cl} : 着衣の表面温度 [°C]
- t_{mrt} : 平均ふく射温度 [°C]
- t_s : 皮膚温度 [°C]
- α_c : 人体周りの対流熱伝達率 [W/(m² · K)]
- η : 外部仕事の効率 [-]

$$H = M (1 - \eta) : \text{人体の内部産熱量 [W]}$$

これらの変数の中で、人体の快適感と対応する生理量は皮膚温度 t_s と発汗蒸発放熱量 E_{sw} である。人工気候室内で多数の米国人大学生を被験者として、代謝量 $58 \sim 174 \text{ W/m}^2$ の範囲で活動させ周囲温度を被験者が快適と感ずる温度に調節して、代謝量 M と皮膚温度 t_s 、発汗蒸発放熱量 E_{sw} の関係を回帰分析した結果として次式が導かれている。

$$t_s = 35.7 - 0.028 \frac{H}{A_{Du}} \quad (3-9)$$

$$E_{sw} = 0.42 A_{Du} \left(\frac{H}{A_{Du}} - 58.15 \right) \quad (3-10)$$

式(3-9), (3-10)は安静時の代謝量 58 W/m^2 (1 met) の時、皮膚温度 34°C 、発汗蒸発放熱量 0 W/m^2 となることを示している。内部産熱量が増加するに従い皮膚温度が低下する傾向となっているが、これは快適な環境を作るために周囲温度を下げて実験したからである。

式(3-9), (3-10)を式(3-8)に代入すると式(3-11)が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - 3.05 \times 10^{-3} \left\{ 5733 - 6.99 \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - p_a \right\} \\ & - 0.42 \left\{ \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - 58.15 \right\} - 1.7 \times 10^{-5} \frac{M}{A_{Du}} (5867 - p_a) \\ & - 0.0014 \frac{M}{A_{Du}} (34 - t_a) \\ & = \frac{35.7 - 0.028 \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - t_{ci}}{0.155 I_{ci}} \\ & = 3.96 \times 10^{-8} f_{ci} \{ (t_{ci} + 273)^4 - (t_{mri} + 273)^4 \} \\ & + f_{ci} \alpha_c (t_{ci} - t_a) \quad (3-11) \end{aligned}$$

式(3-11)の構成から左辺 = 中辺 = 右辺であるので、左辺 = 右辺とおいて得られる式を快適方程式 (Comfort Equation) と称している。また、着衣

表面温度は左辺 = 中辺の関係から求める。このように、式(3-11)を用いれば快適とされる温熱環境条件の組合せが求められるのである。

人体の内部産熱量と放熱量の差(熱的負荷)が大きくなるに従い不快感が増すと考えられる。これは、式(3-11)の左辺と右辺の値が等しくなくなることを意味し、熱的負荷は $L = \text{左辺} - \text{右辺}$ で定義することができる。Fangerは1396人の被験者実験データから表3-1の評価尺度に基づく人体の温冷感 Y を熱的負荷 L と内部産熱量 H の関数として式(3-12)で表した。以上により定義された Y を予測平均申告 PMV という。

$$Y = PMV = \left\{ 0.303 \exp\left(-0.036 \frac{M}{A_{Du}}\right) + 0.028 \right\} L \quad (3-12)$$

PMV は同一環境下における多くの人の温冷感に関する回答の平均値を予測するもので、個人個人の回答はこの平均値のまわりに分布することになる。また、温冷感的に不満足な人の割合を予測する指標として、予測不満足者率 PPD (Predicted Percentage of Dissatisfied) が式(3-13)のように実験的に求められている。

$$PPD = 100 - 95 \exp\left(-\left(0.03353 \times PMV^4 + 0.2179 \times PMV^2\right)\right) \quad (3-13)$$

即ち、多くの人の回答が暑くも寒くもないとした場合(温冷感的に中立: $PMV = 0$) であっても、5%の人は不快に感ずることを式(3-13)は示しているのである。

(5) 分割人体モデル⁽¹⁹⁾

人体の局所温冷感に影響を与えるふく射の不均一性を明らかにするため、分割人体モデルを用いて解析することを提案することとしたい。こ

の人体モデルは、頭、胴、大腿、下腿の各部に分けられ、さらに前後左右の面に必要に応じた細分も行うことができる。図3-2は、身長1.72mの日本人男性のプロポーションを基にして各部の寸法を決めた椅座位の人体モデルを示したものであり、その表面積は 1.66m^2 である。温熱環境の解析に当たっては、人体モデルが床および椅子に接する部分を断熱と仮定し、式(3-2)において $T_{o,j}$ を皮膚温度 $T_{s,j}$ に、分母を着衣の熱抵抗 r_j に置き換え、式(3-14)により人体の分割面 j における放熱量を計算すればよい。

$$Q_j = A_j (T_j - T_{s,j}) / r_j \quad (3-14)$$

ここで、 T_j は着衣表面温度を表している。この人体モデルは部位別に皮膚温度や着衣量を設定することができ、さらに姿勢に応じて屈折させることもできるので、人体を単純な微小球や微小立方体に置き換える従来の簡易なモデルによる解析では不可能であった人体局所の温冷感予測を可能とするものである。

表 3 - 1 温冷感申告の評価尺度

スケール	温冷感
3	暑い
2	暖かい
1	やや暖かい
0	中立
-1	やや涼しい
-2	涼しい
-3	寒い

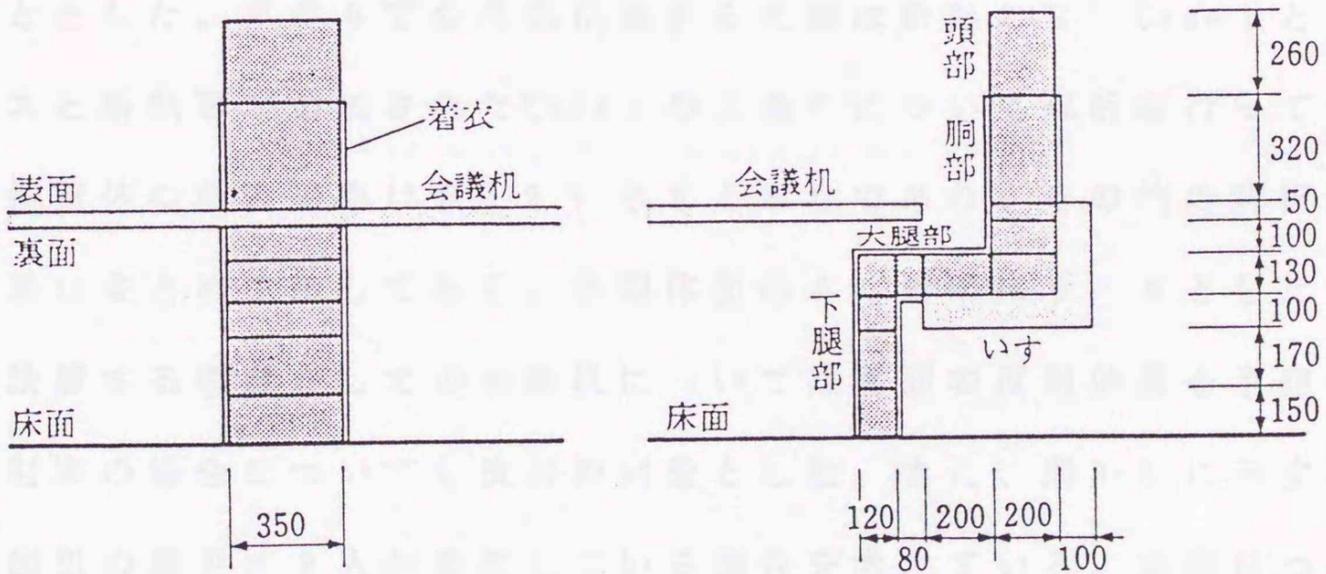


図 3 - 2 分割人体モデル

3. 2 床暖房された会議室内での 温熱環境の解析⁽¹⁹⁾

3. 2. 1 解析対象モデル

(1) 室内解析条件

事務所ビルの間階に設置された図3-3に示すような床寸法5.4×6.2m、高さ2.8mの会議室を対象とし、北面のみ外気に接し、3.4m×1.78mの窓が取り付けられている場合を解析することとした。隣室は会議室あるいは廊下、上・下階は事務室の条件とした。室内の床は全面にわたって床暖房が施されカーペットを敷きつめているので、室内気流の影響は極めて小さいと仮定すると、室内の温熱環境はふく射温度と気温に依存する作用温度で評価しても差し支えないものと考えられる。この解析モデルにおいては、室内中央部における作用温度を22℃一定とするように、床暖房パネルに供給される温水温度を制御することとした。気温0℃の外気に接する北面は断熱のないCase1と複層ガラスと断熱層が追加されたCase2の二通りについて解析を行っている。建物壁体の熱通過率は表3-2に示すとおりであり、その他の解析条件も同表にまとめて示してある。各固体面のふく射率は0.9としたが、室内に設置する家具としての会議机については裏面の反射効果を予想し低ふく射率の場合についても検討の対象とした。また、図3-3に示すように会議机の周りに8人が着席している場合を考えている。換気については、毎時5本の喫煙を想定して250m³/h（換気率にして2.67）の新鮮外気が熱交換型換気装置通過時に10℃に加温されて室内に供給され、室内で直ちに一樣に混合されるものと仮定した。なお、隣室との間

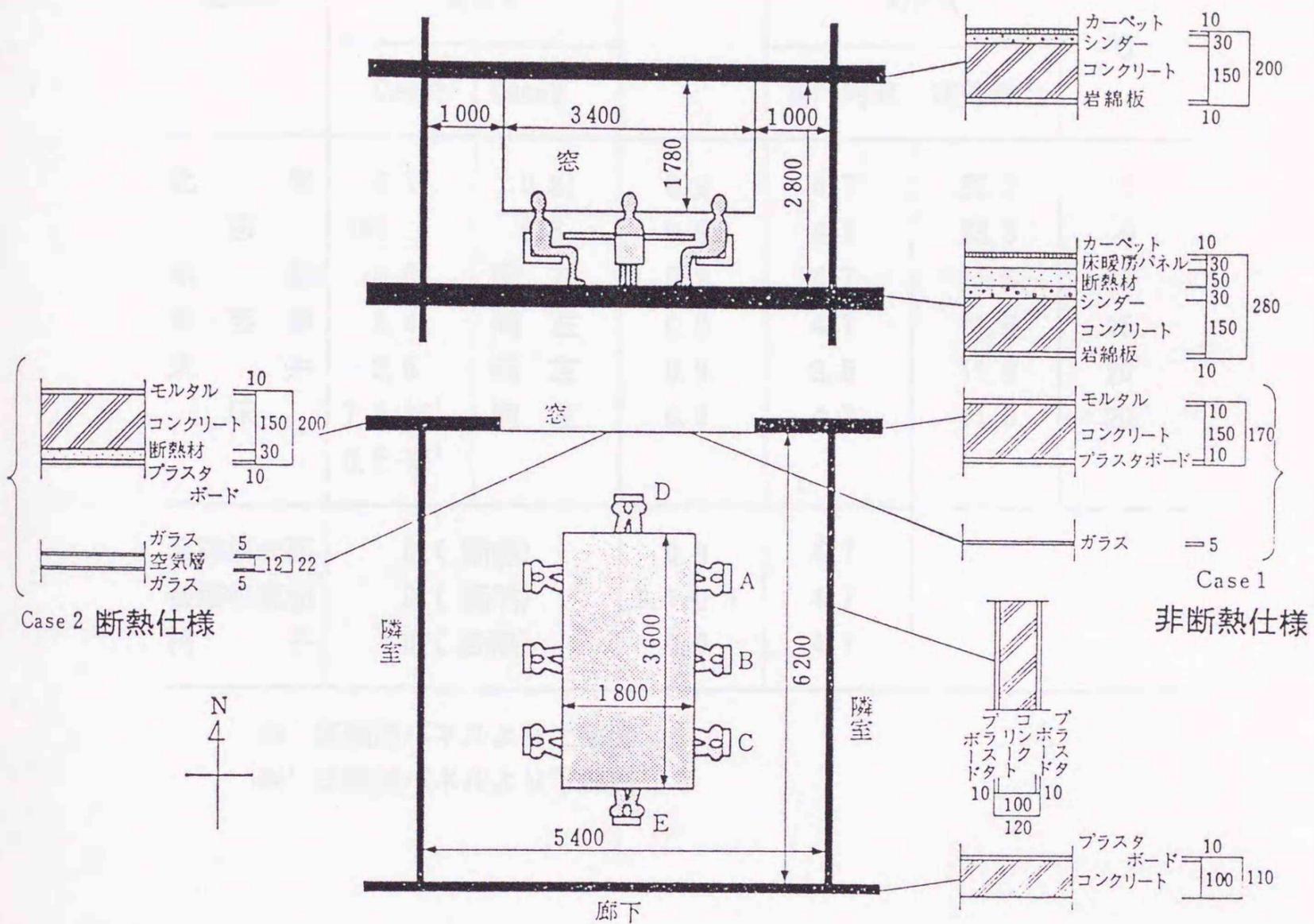


図 3 - 3 解析対象モデル (床暖房された会議室)

表3-2 部屋および家具の解析条件

固体面	壁体内熱通過率 W/m ² K		ふく射率	熱伝達率 W/m ² K		隣室気温 °C
	Case1	Case2		室内対流	室外総合	
北 壁	6.1	0.81	0.9	4.7	23.3	0
窓	181	5.5	0.9	4.7	23.3	0
南 壁	8.0	同 左	0.9	4.7	11.6	15
東・西 壁	5.4	同 左	0.9	4.7	11.6	15
天 井	2.5	同 左	0.9	3.5	11.6	20
床	7.8 ※ ¹ 0.5 ※ ²	同 左	0.9	4.7	11.6	20
会議机表面	0 (断熱)		0.9	4.7		
会議机裏面	0 (断熱)		0.1-0.9	4.7		
椅子	0 (断熱)		0.9	4.7		

※¹ 床暖房パネルより上部側

※² 床暖房パネルより下部側

表3-3 人体モデルの解析条件

人体部位	表面のふく射率	対流熱伝達率 W/m ² K	着衣量 clo (m ² K/W)	皮膚温度 °C
頭 部	0.9	3.5	0.0 (0.0)	33
胴 部	0.9	3.5	1.0 (0.155)	33
大腿部	0.9	3.5	1.0 (0.155)	33
下腿部	0.9	3.5	1.0 (0.155)	30

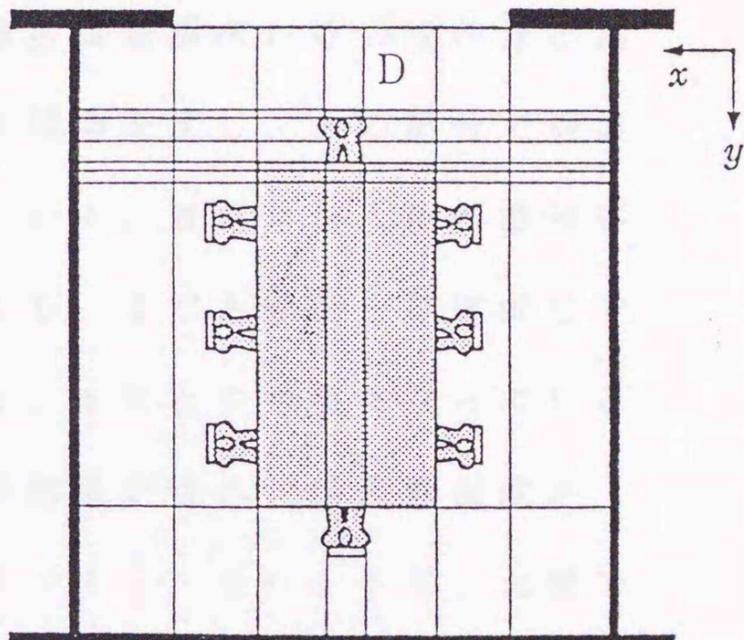
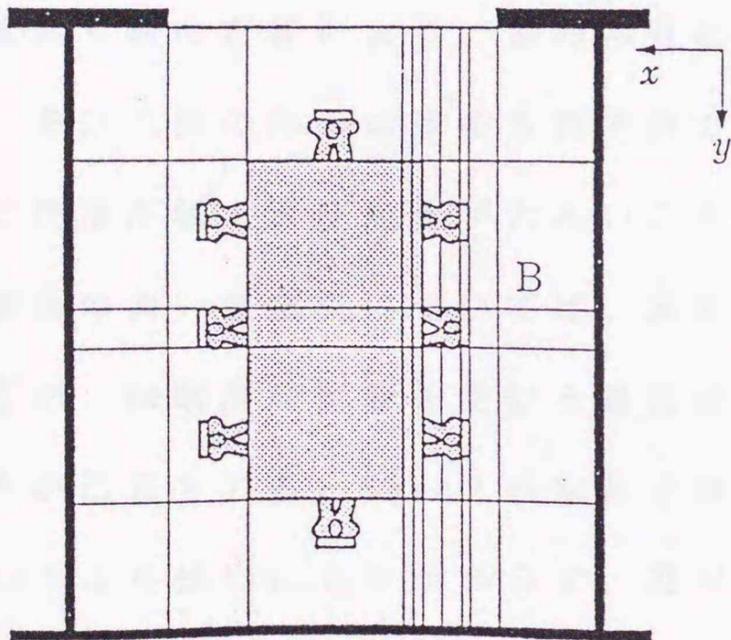
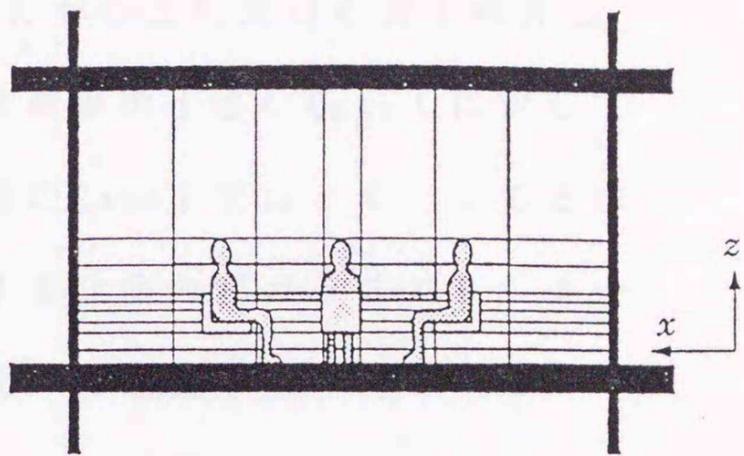
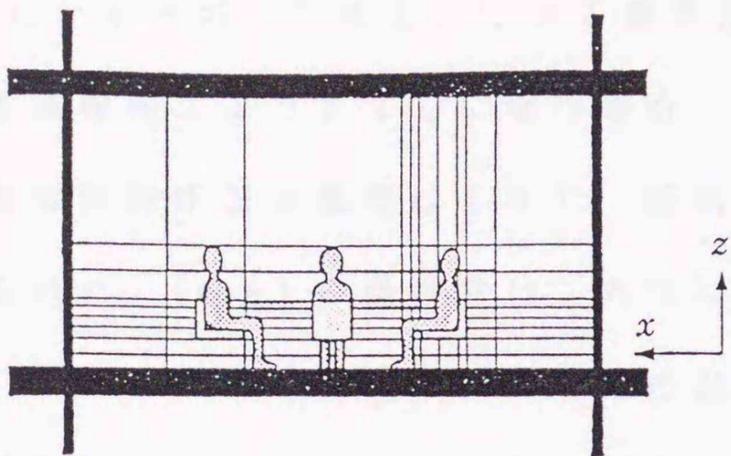
の換気量や隙間風による空気流量は、機械換気量に比べて十分に小さいと考えられるので無視することとした。

(2) 分割人体モデル

人体周りのふく射の不均一性を明らかにするため、3.1.2項で述べた椅座位の分割人体モデル(図3-2)を用いて解析することとした。人体モデルの解析条件は表3-3に示すように、頭部は露出、他の部位には冬季の標準的な室内着相当の1.0 clo (0.155 m² K/W)の着衣量を与え、頭部、衣服ともふく射率は0.9一定とした。通常、末梢部の皮膚温度は軀幹部に比べてやや低いので下腿部30℃、頭部を含む他の部位は33℃として解析している。人体モデル周囲の対流熱伝達率としては、床暖房時に引き起こされる微弱気流の速度を0.15 m/sと仮定し、3.5 W/m² Kを採用することとした⁽³⁴⁾。

(3) メッシュ分割

数値解析を進めるための空間内のメッシュ分割は、分割人体モデル、会議机および椅子の各寸法が表現できるようにした。実際の計算にあたっては、計算機の記憶容量の制限のため各着席位置ごとに行い、計算対象とした人体モデル以外の人体については一人当たり81 Wの発熱源と考え、七人で567 Wを式(3-3)の Q_0 に与え求めることとした。図3-4(a), (b)はそれぞれ着席位置B、Dの場合のメッシュ分割状態の例を示したものである。



(a) 人体モデル B

(b) 人体モデル D

図 3-4 メッシュ分割

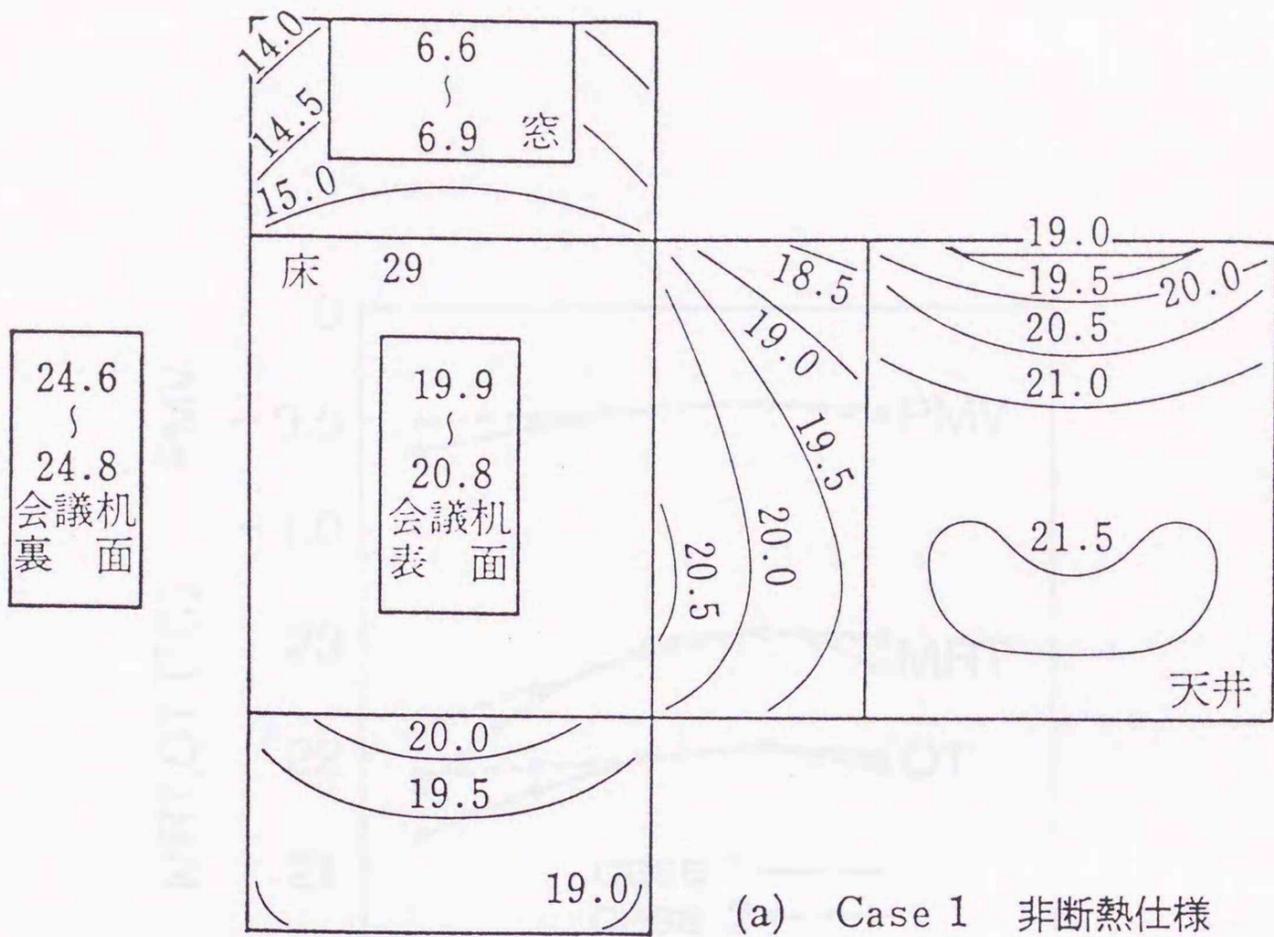
3. 2. 2 解析結果および考察

(1) 室内各面の温度分布

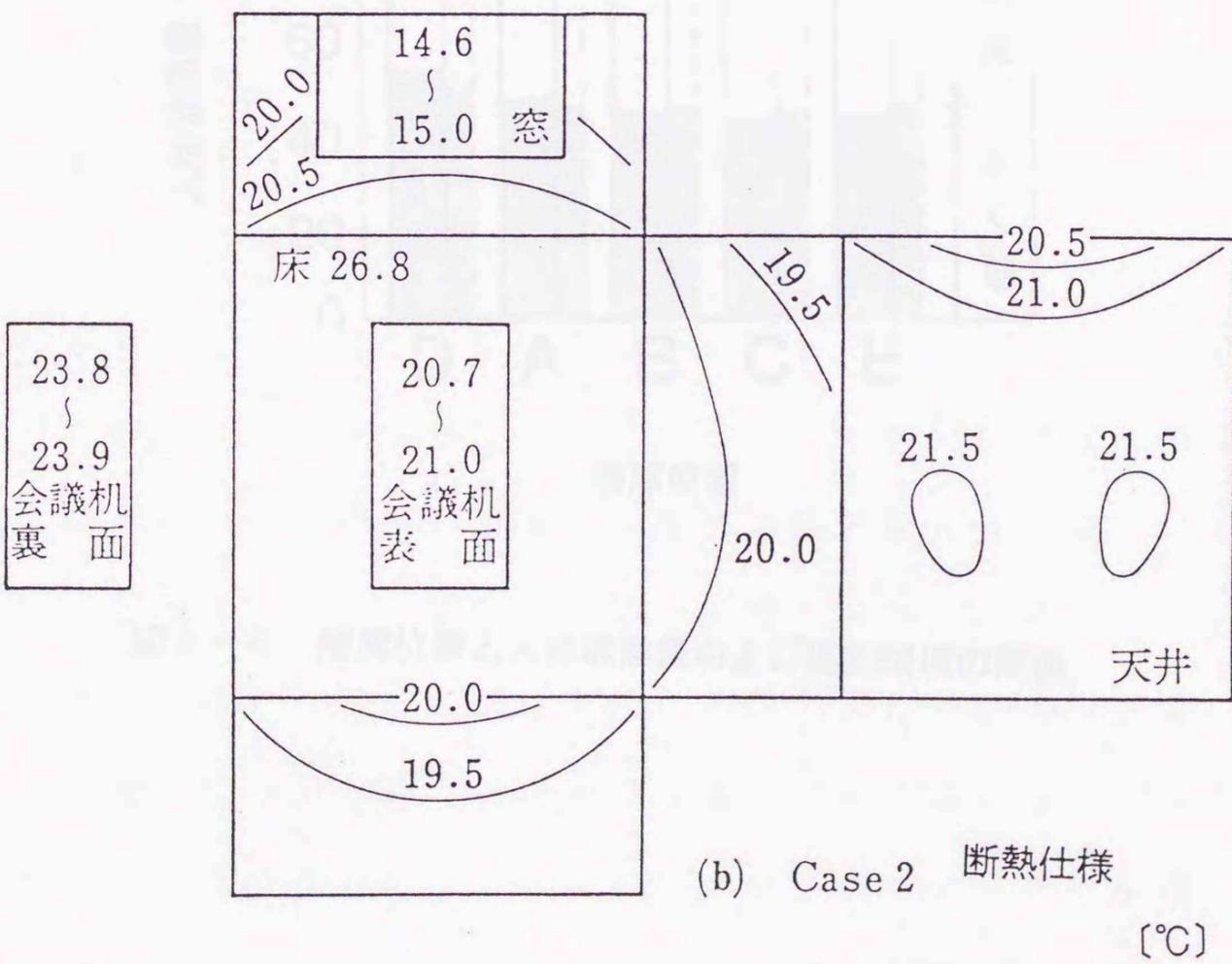
室内の各壁面および会議機の温度分布に関する解析結果は、図3-5(a), (b)に示すとおりである。中央の着席位置Bでの温熱環境を表す作用温度を床暖房により22℃に保つ場合、断熱効果の小さいCase1に対して必要な暖房床表面温度は29℃、断熱仕様のCase2では26.8℃と求められた。Case1の条件では、外気に接する北側の窓ガラスで6.6～6.9℃、壁で14～15℃と他の面に比べて温度が低く、これらが冷ふく射源になっていることがわかる。従って、床面からの温ふく射とこの冷ふく射の影響により、室内各壁面の温度は暖房床に近い低部ほど高く、また北面の外気に接する側で低くなる傾向を示し、その部分で等温線の間隔が狭く温度変化が大きいことがわかる。着席した人体の温冷感に関係の深い会議機については、表面は20.5℃と壁面とほぼ同じであるが、床暖房の影響を受ける裏面は24.8℃とやや高くなっていることが注目される。Case2の条件では断熱効果が現れ、床表面温度がCase1より低いにもかかわらず、窓ガラスで14.6～15℃、北壁で約20℃と大幅に高くなるとともに、各面とも温度は一様化していることがわかる。

(2) 全身的な温熱環境

会議室内における着席人体モデルを対象に室内温熱環境の解析を行い、各着席位置における人体放熱量、平均ふく射温度(MRT)、作用温度(OT)を求め図3-6に示した。また、温冷感を評価するため相対湿度50%、風速0.15m/s、活動量1metの条件で求めた予測平均申告(PMV)⁽²⁹⁾の計算結果も同図に示したが、PMVはCase1の条



(a) Case 1 非断熱仕様



(b) Case 2 断熱仕様

[°C]

図 3 - 5 室内各面および会議機の温度分布

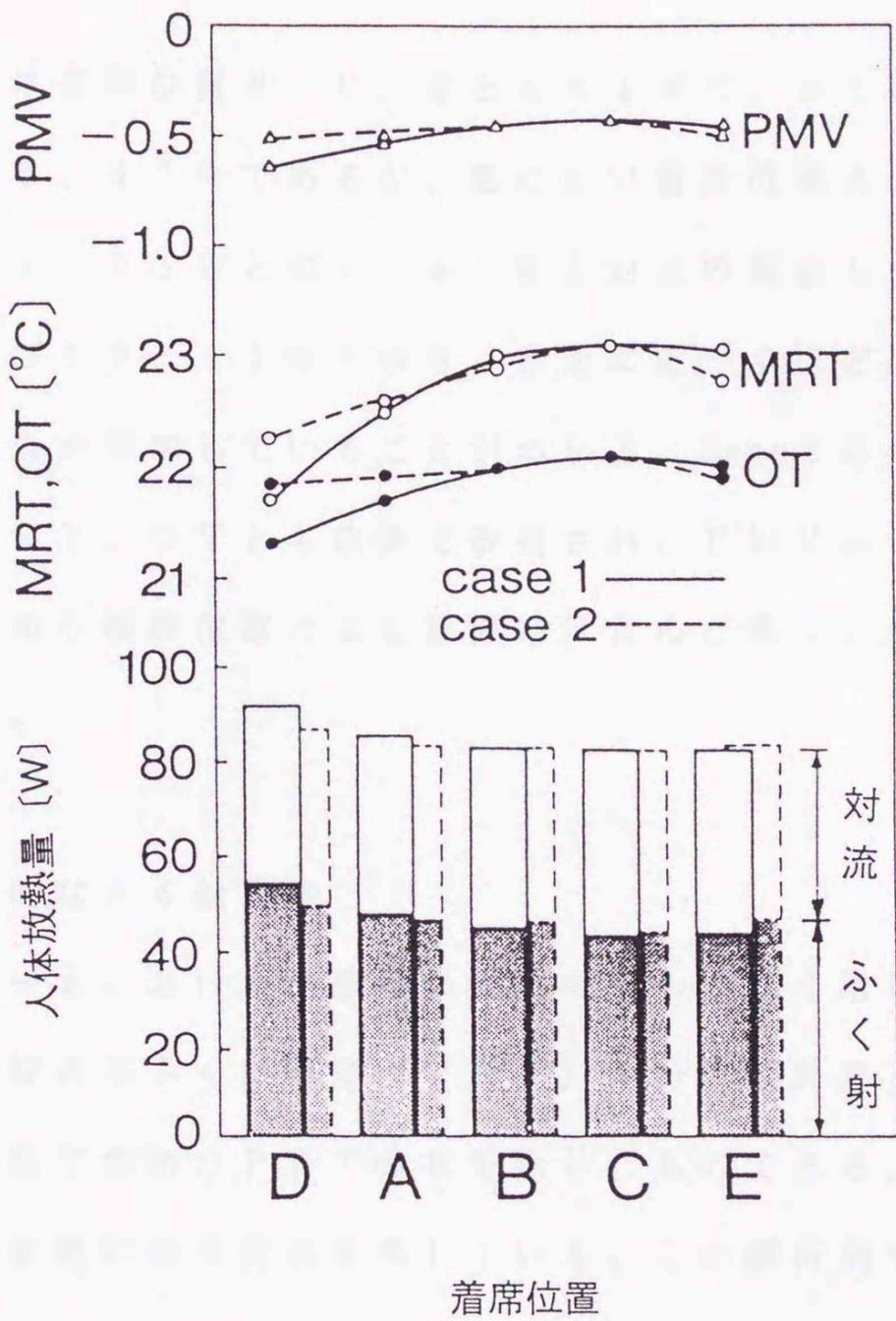


図3-6 着席位置と人体放熱量および温熱環境の関係

件でも $-0.65 \sim -0.45$ の範囲に入っている。この結果から予測不満足者率 (PPD) ⁽²⁹⁾ は 10% 程度と見積もられ、PMV で評価する限りでは床暖房によりおおむね良好な温熱環境に保たれているといえよう。

人体放熱量は着席位置 B、C、E とも 81 W で、ふく射と対流の割合はそれぞれ 53、47% であるが、窓に近い着席位置 A、D では放熱量がそれぞれ 84、91 W と多く、ふく射と対流の割合もそれぞれ 55、45%、および 59、41% となり、窓面に近づくほど冷ふく射によるふく射放熱割合が増加していることがわかる。Case 2 の条件では、断熱効果が現れ MRT、OT とも窓側で改善され、PMV は $-0.52 \sim -0.45$ であり着席位置による差異はほとんど無く、良好な温冷感が得られている。

(3) 局所的なふく射環境

着席位置 A ~ E における椅座位の人体モデルのふく射環境を検討するため、人体各部の面ふく射温度 (PRT) の分布を計算した。図 3-7 は Case 1 の条件にて求めた PRT 分布を示したものである。なお、縦軸は人体モデルの骨格に沿う長さを表している。この解析例では床暖房を施しているため、いずれの着席位置でも頭寒足熱の傾向となっているが、窓側に近い位置 A、D で PRT の不均一状態が顕著に現れている。位置 A では人体モデルの右面、D では後面が窓面からの冷ふく射効果のために PRT が低くなり、それらの反対側では人体モデル自身が冷ふく射を遮へいしているため高くなっている。窓側から離れるに従い位置 B、C、E のように PRT 分布は均一化する。外壁を断熱仕様にした Case 2 の条

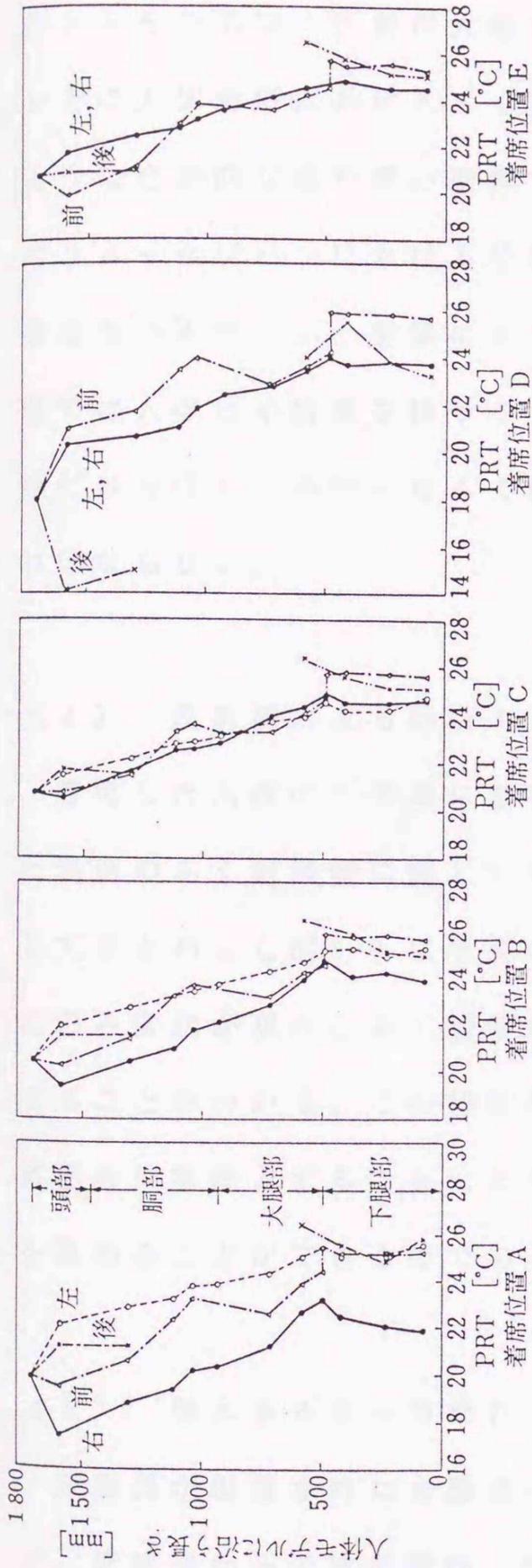


図3-7 着席位置と面ふく射温度の関係 (Case1:非断熱仕様)

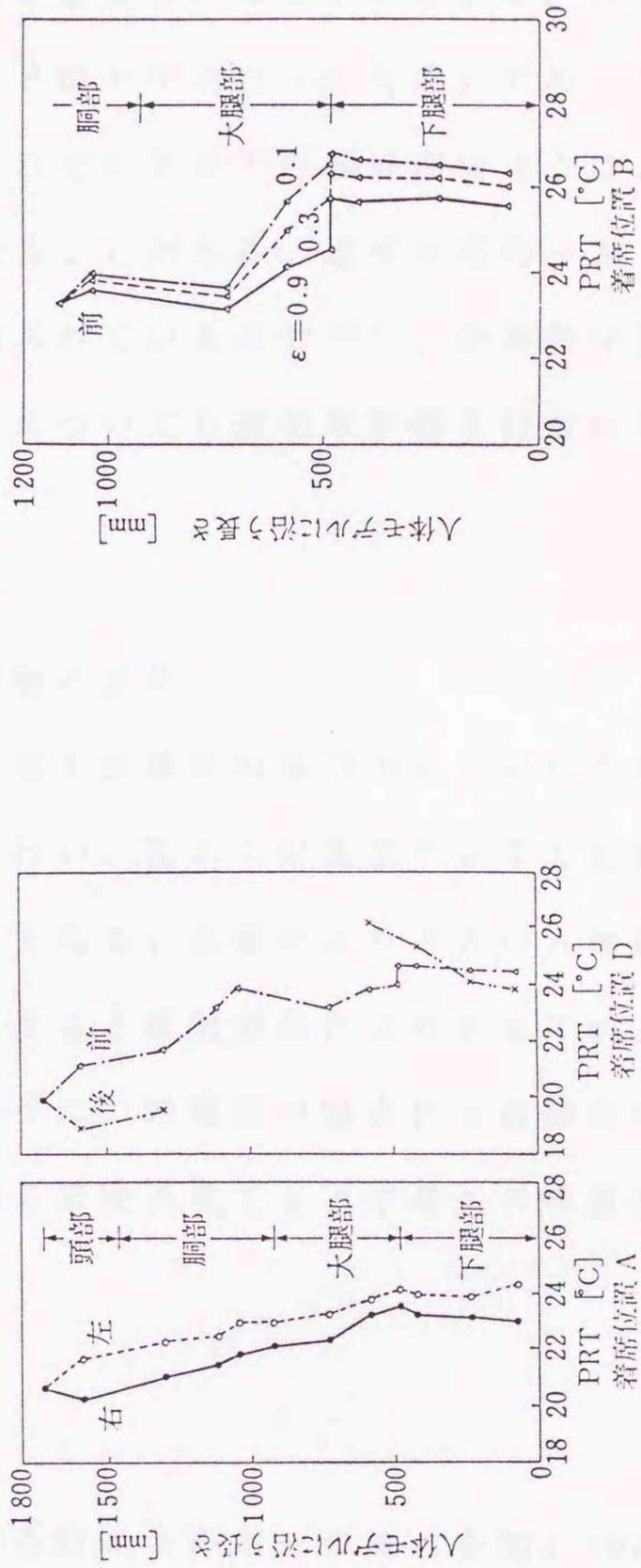
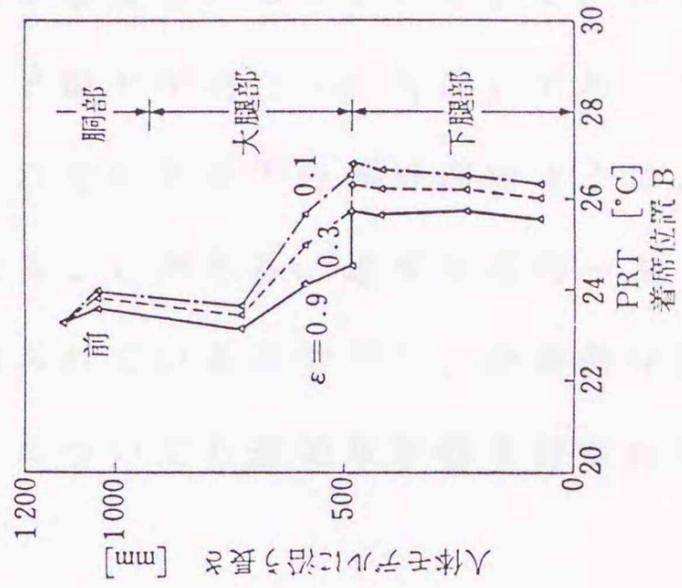


図3-8 着席位置と面ふく射温度の関係 (Case2:断熱仕様)

図3-9 会議机裏面のふく射率と下半身の面ふく射温度の関係 (Case1:非断熱仕様)



件では、図3-8に示すとおりCase1でPRTの不均在目立った位置A、Dともその不均一状態が大幅に減少し、断熱効果によりペリメータゾーンでの人体局所におけるふく射環境が改善されることがわかる。以上のように全身的な温冷感の指標であるPMVが中立(0付近)であっても、ペリメータゾーンにおける位置A、DでのPRTの解析例のように、人体は強い不均一ふく射場にさらされることがある。過度な不均一ふく射場では人体は不快感を持つことが知られているので⁽²⁸⁾、全身的な温冷感だけでなく、不均一なふく射効果についても適切な評価を行なわなければならない。

(4) 反射面による局所ふく射環境の変化

着席した人体の下半身に影響を及ぼす会議機の裏面のふく射率を変えた場合のふく射環境に関して検討を行い、面ふく射温度PRTの変化としてまとめると図3-9に示すとおりである。会議機より下方の人体部位にのみ変化が現れ、ふく射率が低くなると反射効果によりPRTが上昇することがわかる。この解析例のように、床暖房の場合には会議機等の裏面を反射面とすることにより、同じ床面温度でも下半身への暖房効果を高めることができるのである。

(5) 熱エネルギーの流れ

床暖房が設置された会議室における熱エネルギーの流れを図3-10に示す。床暖房からの放熱量は、Case1の場合3060Wであるが、外壁を高断熱としたCase2では2090Wへと31.5%減少している。人体放熱量はいずれの場合も8人で650W(顕熱のみ)となっている。床を

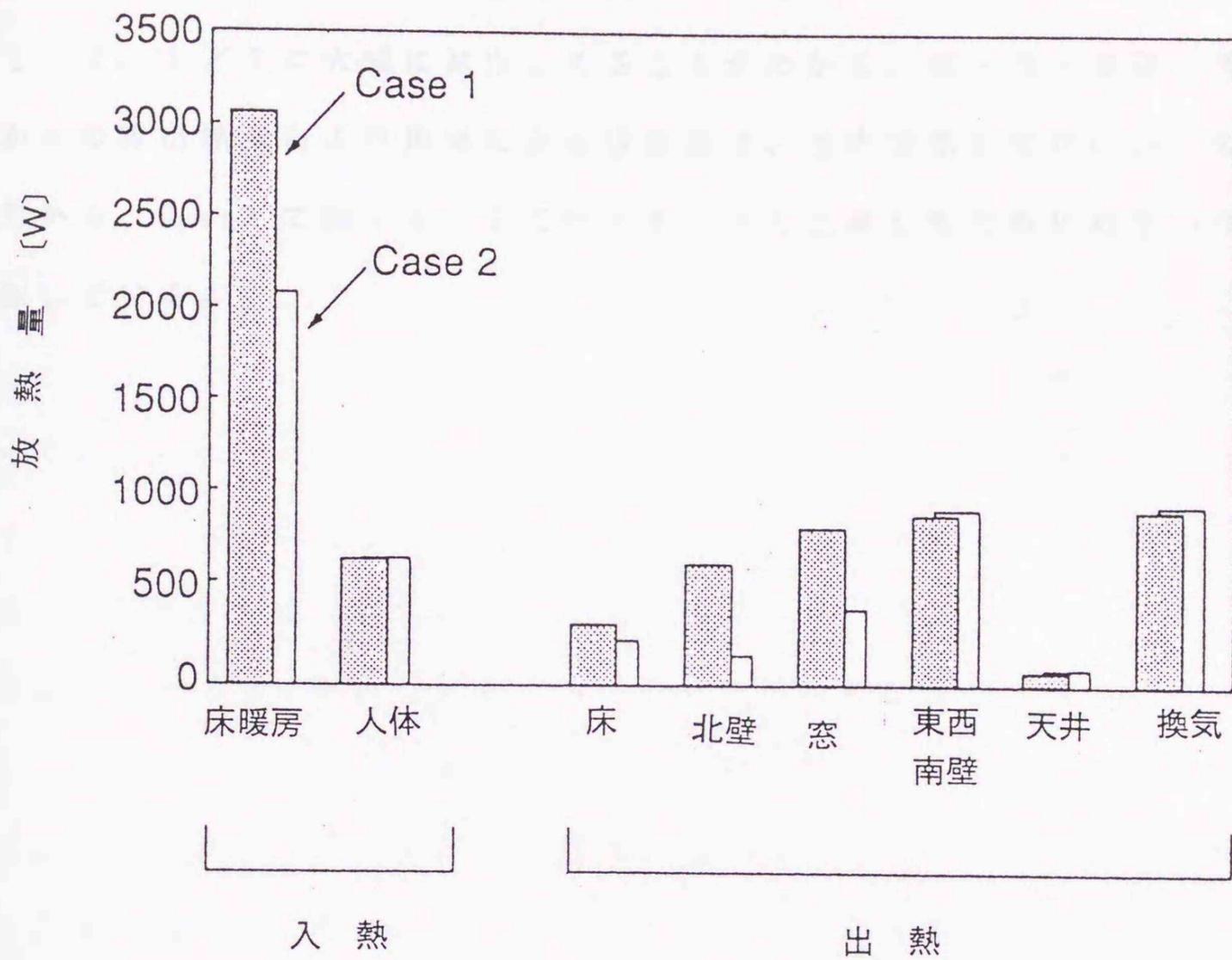


図3-10 エネルギー収支

通して階下へ流出する熱量は、作用温度を 22°C とするための床表面温度が、Case1 では 29°C であったものの、Case2 では 26.8°C に低下したため、Case2 の方が 81W だけ少なくなるのである。北側の壁および窓から外気へ流出する熱量は、Case2 ではCase1 に比べてそれぞれ $1/4$ 、 $1/2$ に大幅に減少していることがわかる。東・西・南壁、天井からの流出熱量および換気による放熱量は、室内空気温度がCase1 の 21°C から、Case2 では 21.2°C へと 0.2°C 上昇したためにわずかに増加している。

3. 3 モデル実験室における人体 周りのふく射環境解析⁽³⁵⁾

ふく射冷暖房は、騒音やドラフトによる障害、室内空気温度の分布による不快感が少ないため、快適な温熱環境が形成される方式として注目され実用化されており、床暖房は代表的なふく射暖房方式の一つといえよう。一方、天井にふく射パネルを設置する方式も考えられ、同一パネルを冷暖房兼用にできる可能性があるが、暖房時に他の壁面に比べて天井の温度が高いため、一般に快適な暖房条件とされる「頭寒足熱」と反対の傾向となるので、在室者に対して不快感を与えるのではないかという懸念が指摘されている。従って、このような暖房効果を確かめるための実験装置が要望されるに至ったのである。本研究において、天井、壁および床を任意の温度に設定することが可能な実験室を計画し、等身大の人体モデルをその中に置いて、人体モデル局所のふく射環境を測定することにより各方式による暖房効果を測定し、その場合の快適性を検討することとした。また、本研究により開発した温熱環境解析手法を用いて人体モデル周囲の局所ふく射環境を計算して、この装置による測定値と比較することにより解析法の妥当性の検証も行うこととした。

3. 3. 1 ふく射実験室の構成と実験条件

図3-11に示すような冷暖房実験室を設置し、加熱・冷却により室内の各壁および天井、床の表面を任意の温度に設定することができるよう考慮した。実験室の壁と天井には図3-12に示す熱伝導材付き銅パイプを内蔵したふく射パネルを設置し、また床は図3-13に示す床暖房パネルで覆

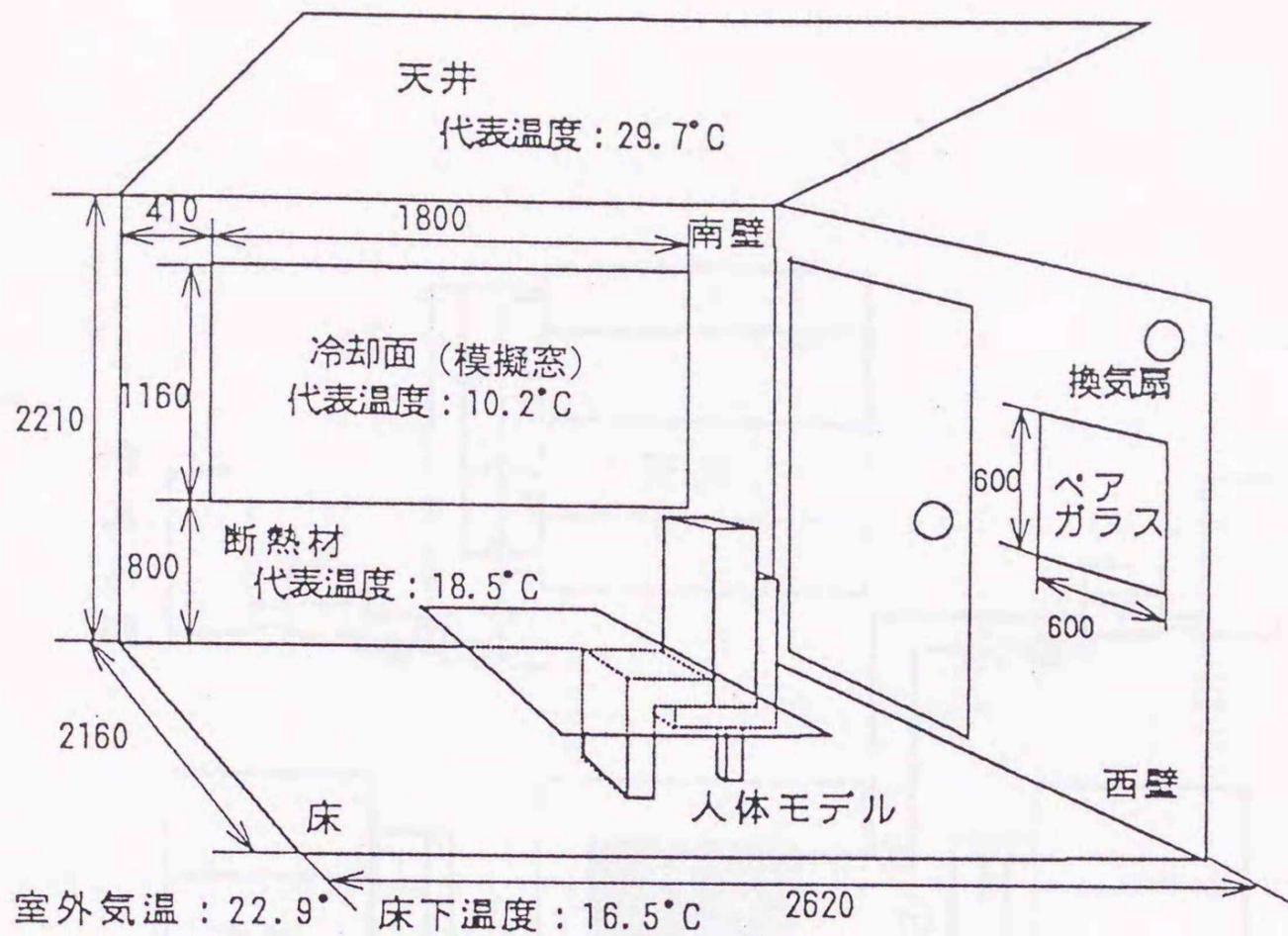


図 3 - 1 1 ふく射冷暖房実験室

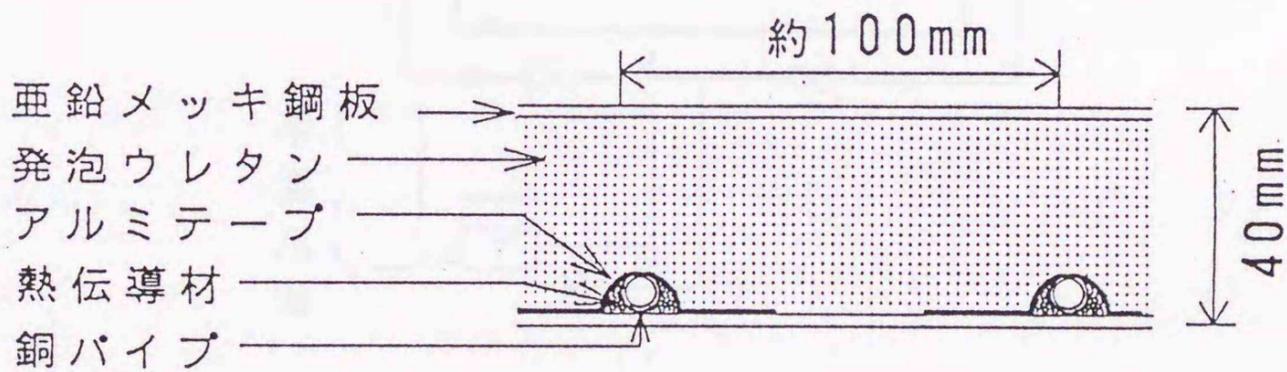


図 3 - 1 2 実験室壁および天井パネル断面

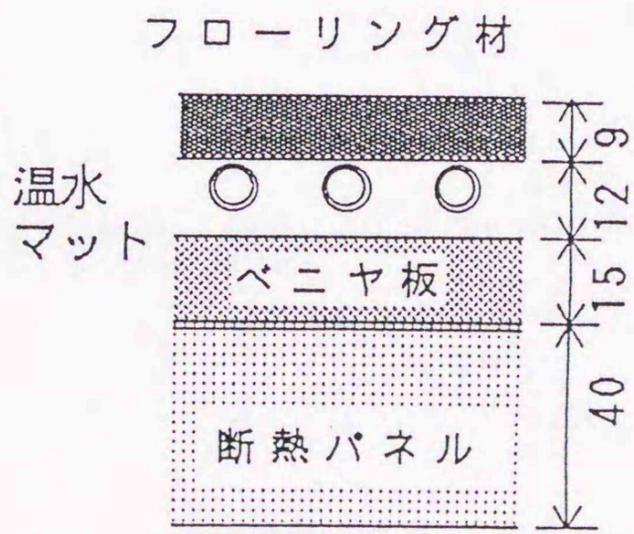


図 3 - 1 3 実験室床パネル断面

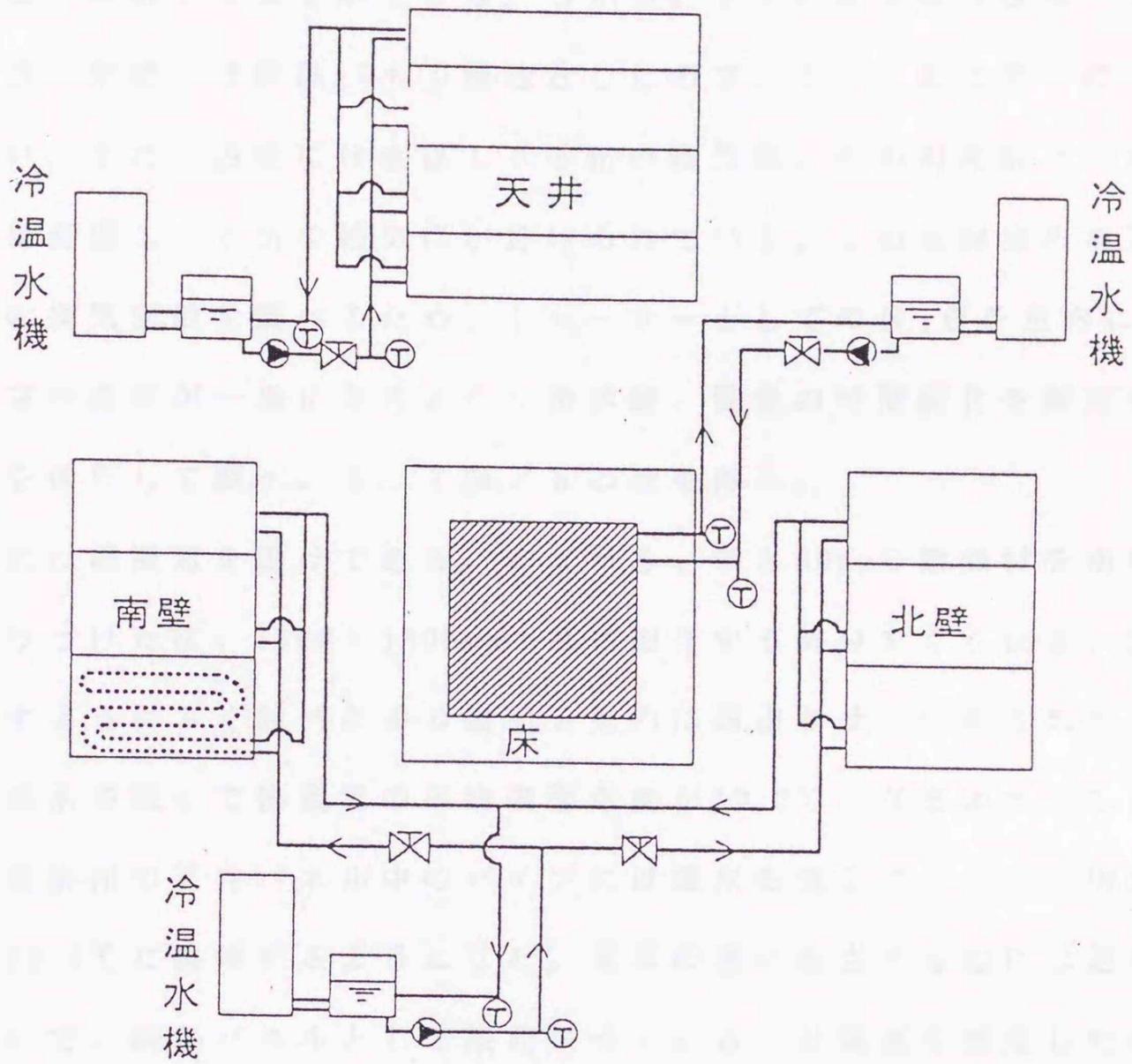


図 3 - 1 4 冷温水配管系統

ってある。図3-14に示すように、これらのパネルの内部に埋め込まれたパイプ中を冷温水器で温度調節された水が循環しており、各表面温度を所定の値に制御することができる。しかし、ドアのある壁（西壁）とその対向面（東壁）は断熱パネル構造としたので、その表面温度の調節はできない。また、西壁には直径10cmの換気扇、その対角線上の東壁低部には直径10cmの給気口が設けられている。この実験室の換気扇作動時の換気回数を調べるため、トレーサーとしての N_2O を室内に放出し、室内濃度が一樣になるように攪拌後、濃度の時間変化を測定する減衰法を採用して調べ、3.7回/hの値を得た。

南壁には模擬窓を設けてある。すなわち、厚さ30mmの断熱材を南壁全面に張りつけた後、1160×1800mmの窓に相当する部分をくり抜き、図3-11に示すようにふく射パネルの表面を室内に露出させ、内蔵されたパイプ中に冷水を流して模擬窓の平均表面温度が10.2℃となるようにした。一方、暖房用の天井パネル中のパイプには温水を流して、その平均表面温度を29.7℃に保持するようにした。通常の壁に相当する面には通水を行わないで、断熱パネルとして機能させている。会議室を想定したので、部屋の中央にテーブルを置き、その周囲にスタイロフォームで作成した椅座位の人体モデルを配置した。人体モデルの寸法は解析モデルに設定した図3-2と同じである。また、人体モデル周りの局所ふく射環境については、B & K社製のIndoor Climate AnalyzerのPRTセンサーを採用して42点の測定を行った。

3. 3. 2 人体モデル周りの局所ふく射環境の解析

ふく射環境の解析に際しては、窓、テーブル、人体モデルおよび椅子の各寸法を任意に解析データとして取り込めるよう考慮するため、図3-

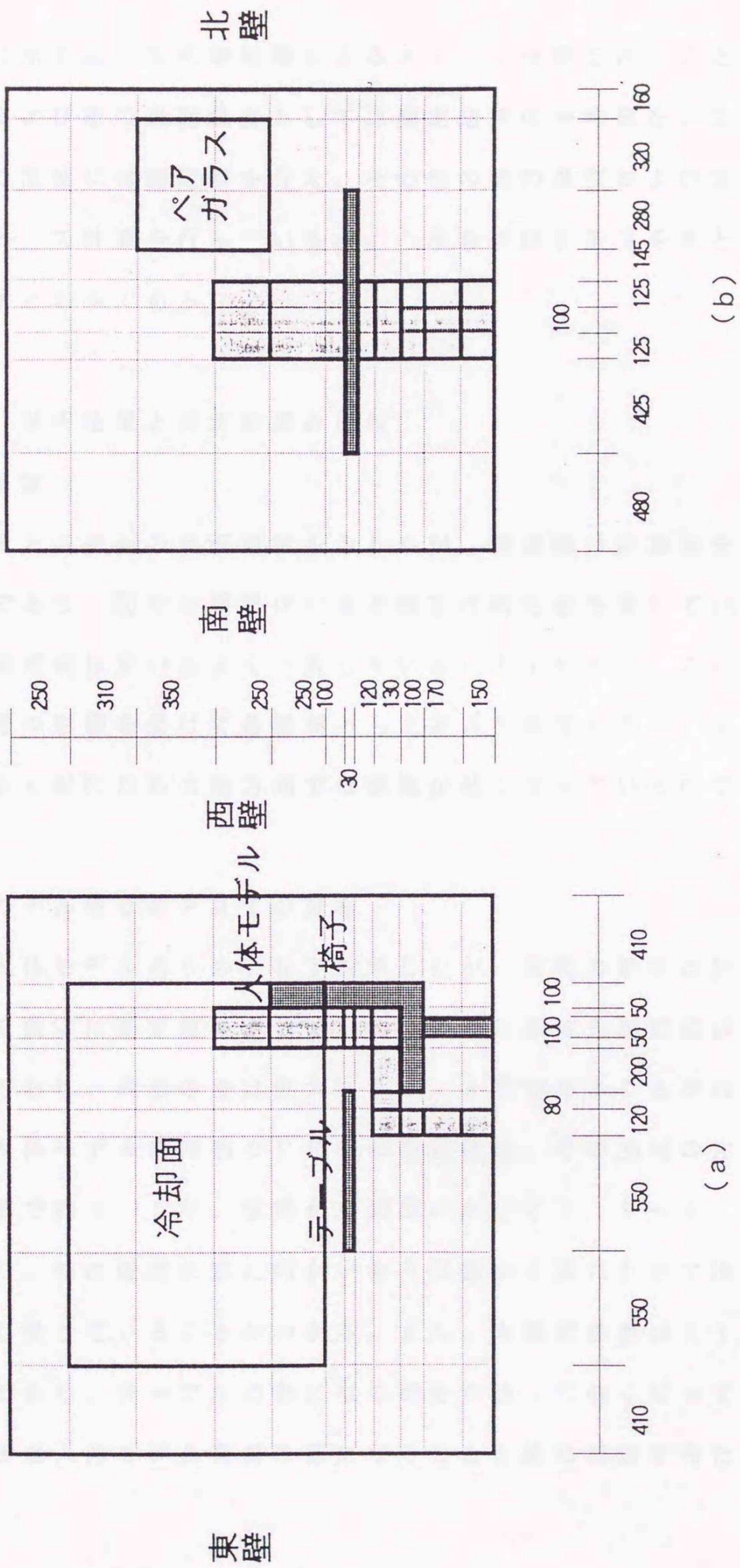


図3-15 実験室各部および人体モデルの寸法と計算メッシュ

15(a), (b) に示すような不等間隔によるメッシュ分割を行うこととした。天井、南壁および窓の表面温度としては測定結果の平均値を、また外気と床下空間の温度には測定値を与え、その他の面の温度および室内空気温度は未知として計算を行っている。この場合の解析条件をまとめると、表3-4 に示すとおりである。

3. 3. 3 解析結果と測定結果の比較

(1) 表面温度

図3-16に床と各壁面の表面温度を示したが、等温線は計算値をもとに描いたものであり、図中の網掛けのある数字は測定値を表している。この計算値と測定値は互いによく一致していることがわかる。この結果から、天井暖房の影響を受けて各壁面とも上方ほど温度が高く、また窓面による低温ふく射のために南方向では温度が低くなっているのである。

(2) 人体モデル周りのPRTの分布

図3-17に人体モデル周りのPRTを示したが、通常の数値は計算値、網掛けのある数字は測定値を表している。この計算値と測定値は互いによく一致しており、両者の差は最大でも0.6℃であることがわかる。窓に面する人体モデル右側面のPRTの測定値は、その反対の左側面に比べて下腿部で約1.5℃、胴部から頭部にかけて2.9～4.4℃低くなっており、特に低温の窓に向かい合う頭部から肩にかけて冷ふく射の影響を強く受けていることがわかる。また、大腿部表面は21.3～22.3℃であり、テーブルの影になる部分が約1℃低くなっているが、大腿部の裏面は人体モデル自身の影になることと床に相対するため、さ

表 3 - 4 室内解析条件

固 体 面	壁体内熱通過率 W/m ² K	ふく射率	熱伝達率 W/m ² K		隣室気温 °C
			室内対流	室外総合	
東・西・北壁	0.58	0.9	4.7	9.3	22.9
南壁・模擬窓	0 (断熱)	0.9	4.7	—	22.9
西壁の窓	8.7	0.9	4.7	9.3	22.9
天 井	0 (断熱)	0.9	0.7	—	22.9
床	0.47	0.9	4.7	9.3	16.5

網掛け表示 : 測定値 [°C]
 無表示および実線 : 計算値 [°C]

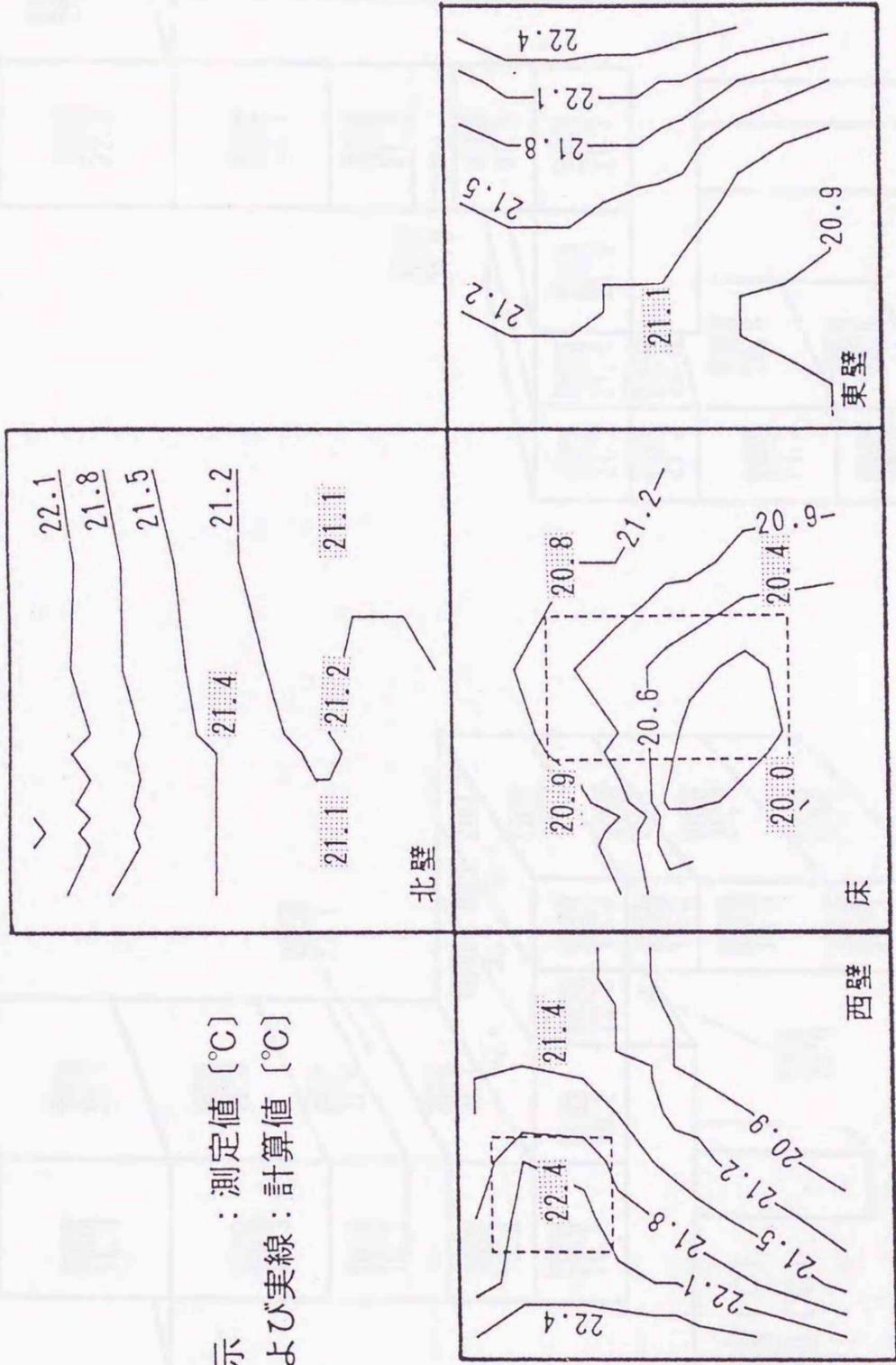


図3-16 室内各表面温度の測定値と計算値の比較

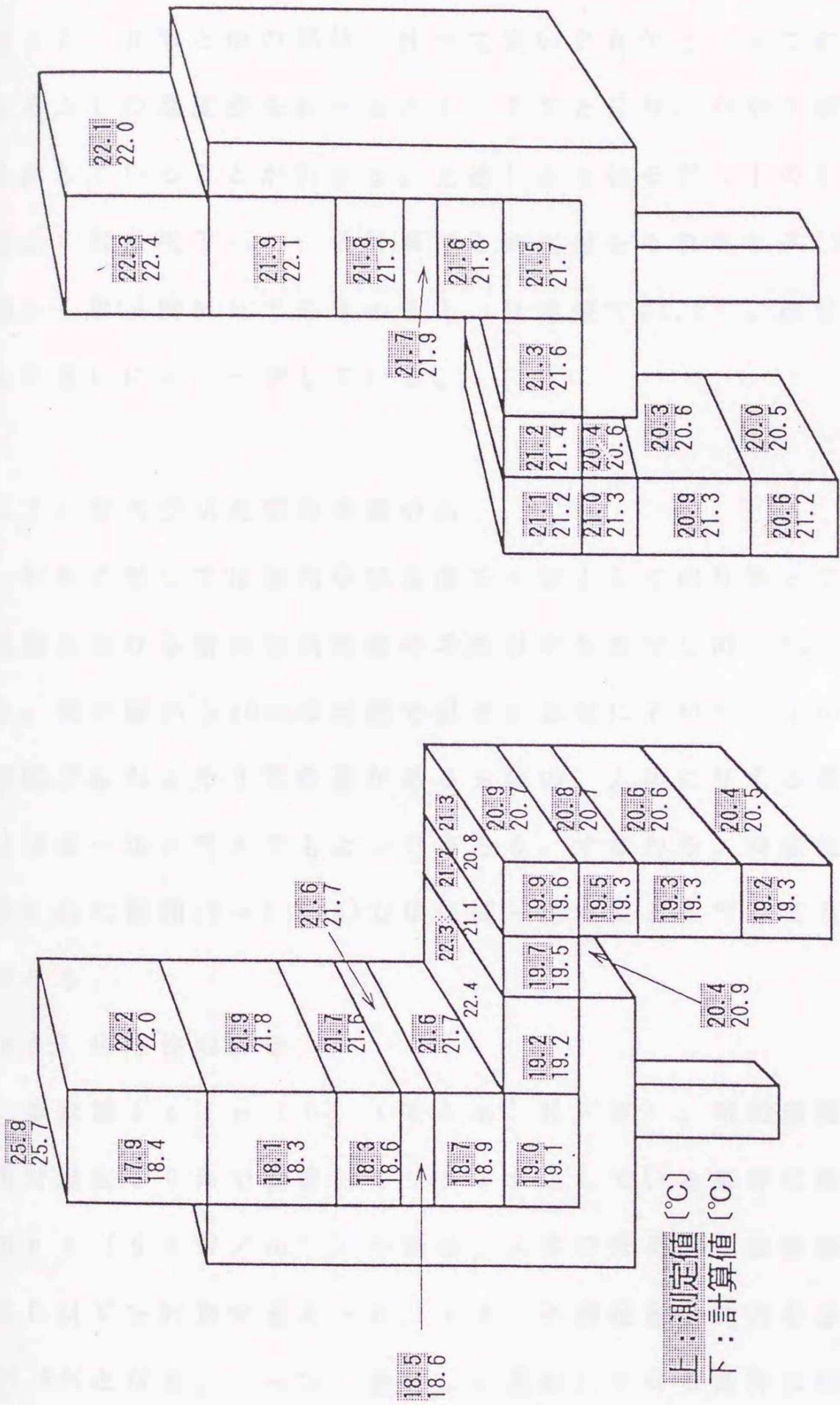


図3-17 人体周りのPRTの分布

らに 1°C 低い 20.4°C となっているのである。これに反し、頭頂部では 25.9°C と他の部位に比べて高い PRT となっており、頭頂部と右くるぶしの温度差を比べると 6.7°C となり、やや「頭熱足寒」の傾向を示していることがわかる。上述した人体モデル上の各分割面における面ふく射温度 $T_{\text{PRT},j}$ の計算値と測定値をそれぞれ式(3-5)に代入し平均ふく射温度 MRT を求めると、計算値で 21.1°C 、測定値では 21.3°C となり互いによく一致している。

(3) 室内空気温度の垂直分布

解析に際しては室内空気温度を一定として取り扱っているが、モデル実験における室内空気温度の垂直分布を測定し図3-18にその結果を示した。天井面から 20cm の範囲で温度が急激に下がり、床から上方 200cm の範囲ではおよそ 2°C の差があるものの、人体に与える暖房効果の面からはほぼ一定と考えてもよいであろう。すなわち、椅座位の人体モデルが置かれた範囲 ($0\sim 130\text{cm}$) ではほぼ一定温度とみなしても差し支えないのである。

(4) 快適性の評価

着衣量 1clo ($0.155\text{m}^2\text{K/W}$)、気流速度 0.04m/s 、相対湿度 50% で着席してリラックスしている条件に相当する活動量 1met (58W/m^2) の場合、人体の全身的な温冷感の評価指標である PMV を計算すると -0.74 、不満足者の割合を示す PPD は 16.6% となる。一方、着席して活動している条件に相当する 1.2met で同様に計算すると、PMV が -0.22 、PPD が 6% となり、両条件ともおおむね快適な温熱環境が形成されているものとみなすことがで

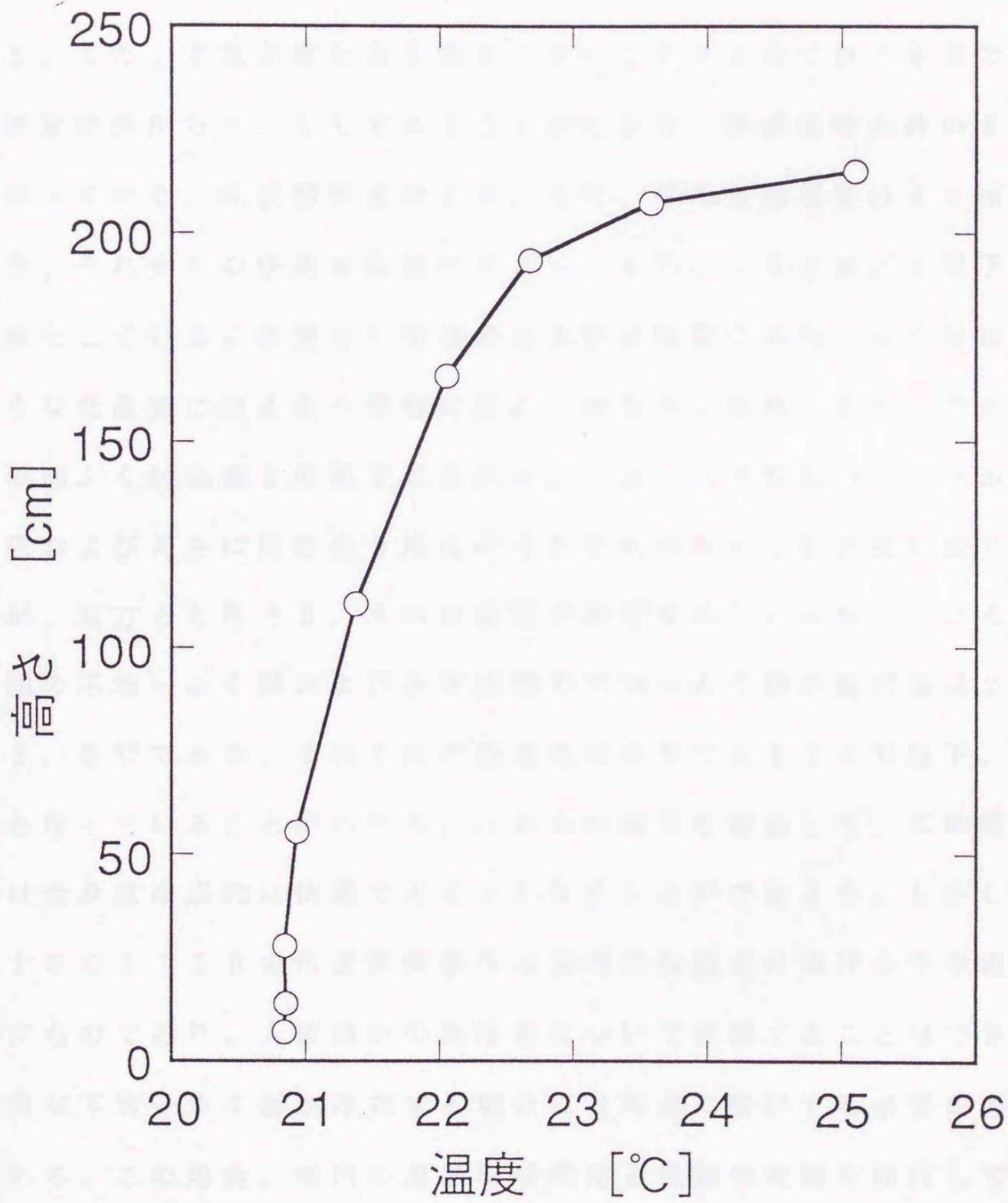


図3-18 室内空気温度の垂直分布測定値

きる。ISO 7730に付則として示されている不均一な環境に対する快適推奨条件⁽²⁹⁾と、以上のモデル実験室による天井暖房時の測定結果との比較をまとめて示すと表3-5のとおりである。すなわち、平均ふく射温度の測定値は21.3℃、床上60cmの気温は21.0℃であるから、作用温度は21.2℃となり快適推奨条件20～24℃の範囲内にある。また、空気温度分布を床上10～110cmにおける差で表すと、測定結果から0.5℃であることがわかり、快適推奨条件の3℃以下となっている。床表面温度は20.5℃、平均気流速度は4cm/sであり、それぞれの快適推奨値の19～26℃、15cm/s以下の条件を満たしている。快適性に関連のある垂直面間の不均一ふく射は、窓のような低温面に向き合う場合の面ふく射温度と断熱の奥壁に向き合う場合の面ふく射温度との差で表される。一方、水平面間の不均一ふく射は、床および天井に向き合う場合のそれぞれの面ふく射温度の差で表されるが、双方とも床上0.6mの位置で測定することになっている。垂直面間の不均一ふく射および水平面間の不均一ふく射の測定値は2.4℃、2.5℃であり、それぞれの快適推奨条件である10℃以下、5℃以下となっていることがわかる。これらの結果を総合して、この暖房条件では全身温冷感的に快適であるとみなすことができよう。しかしながら、ISO 7730の快適推奨条件は室内の代表点における全身温冷感を示すものであり、人体局所の温冷感について評価することはできず、空間的な不均一ふく射が存在する場合には別途に検討する必要があると思われる。この場合、室内の温熱環境測定と被験者実験を並行して進め、両者の対応関係を検討しなければならないのである。本研究では、コンピュータ解析によるシミュレーションにて温熱環境の予測が可能である

表 3 - 5 天井暖房時の快適性の評価

項目	ISO 7730の快適推奨条件	測定結果
作用温度	20~24°C	21.2°C
空気温度分布	床上0.1~1.1mにおいて 3°C以下	約0.5°C
床表面温度	19~26°C	20.5°C
平均気流速度	15cm/s以下	4cm/s
垂直面間の 不均一ふく射	床上0.6mの垂直面に対して 10°C以下	最大 2.4°C
水平面間の 不均一ふく射	床上0.6mの水平面に対して 5°C以下	最大 2.5°C

ことを示したが、今後被験者実験等を行って天井暖房の快適性を総合的に評価し比較することも必要となるであろう。

3 . 4 ま と め

ふく射性ガスを含まない三次元任意形状閉空間を考え、その中に家具や人体が配置された場合についてのふく射伝熱について検討し、その結果を室内空間の温熱環境解析に応用することができた。まず最初に、会議機の周りに8人が着席している床暖房が施された事務所ビルの会議室の例を対象として選び、ふく射伝熱、対流伝熱などによる熱授受を考慮して種々の数値解析を行ない以下の結論を得た。

(1) 人体の局所温冷感を検討するために、各部位の皮膚温度と着衣量を任意に与えることのできる分割人体モデルを提案し、室内の各位置における人体局所のふく射環境を予測できることを示した。

(2) 床暖房の温ふく射面と窓側等の冷ふく射面の存在により、窓際のペリメータゾーンにおいて強い不均一ふく射が生ずることがわかった。

(3) 不均一ふく射が顕著に現れる場合には、温冷感指標として一般的なPMVを適用するのみでは不十分であり、局所面ふく射温度等を求めることによりふく射環境を適切に評価する必要がある。

(4) ペリメータゾーンにおいて生ずる不均一なふく射環境は、外壁の断熱化を図ることにより相当の改善が期待できるが、その際の値を定量的に示すことができた。

(5) 着席した人体まわりのふく射環境に会議機が及ぼす影響を調べ、会議機の裏面を反射面とすることにより、下半身への暖房効果を高めることができることがわかった。

つぎに、ふく射実験室を設置し、各壁面の温度を任意にコントロールできるように考慮したふく射パネルを床、天井、壁に取付けたが、窓を模擬した冷却面を設けて不均一ふく射が強く形成されるような条件も与えている。また、会議机と椅座位の人体モデルを室内に配置し、天井暖房時に形成されるふく射環境を人体モデルの部位ごとに測定するとともに、ふく射伝熱解析を行って解析値と測定値を比較し以下の結論を得た。

(6) 天井パネルの表面温度 29.7°C の条件で、人体モデル局所のふく射環境を表す面ふく射温度 PRT は頭頂部で 25.9°C と最も高くなり、窓に向き合った頭部と胴部で $17.9 \sim 18.7^{\circ}\text{C}$ と低くなるので、全体として「頭熱足寒」の傾向が現れる。

(7) 室内各部の表面温度分布の解析値は代表点の測定値と互いによく一致している。

(8) 解析値と測定値の人体モデル局所の PRT の差は 0.6°C 以内であり、本研究による三次元ふく射解析法により室内のふく射環境を予測することができることがわかった。

(9) 天井パネルの表面温度を 30°C 程度とした場合には、 PMV で評価する限りおおむね良好な温熱環境が形成されており、 $ISO 7730$ の快適推奨条件と比べて十分快適な状態とみなすことができる。

4. ふく射性ガスを含む三次元 加熱炉のふく射伝熱解析への 応用

ガラス溶解炉や鋼材圧延用加熱炉のように被加熱物の温度が高温になる工業用燃焼炉では炉内伝熱がふく射支配となるため、できるだけ実際に則した伝熱解析をふく射に対して行うことが望まれている。被加熱物へのふく射伝熱については、炉内各部と被加熱物との間の幾何学的関係と共に火炎や燃焼ガスのふく射性質が大きく関与するので、これらの三次元形状あるいは分布を考慮した解析を行わなければならないのである。また、加熱炉の設計等に際しての実用に供するためには、課題ごとに手直しを必要としない汎用性のある解析法であることも要望されよう。従来から、工業燃焼炉の伝熱解析にはHottelによるゾーン法⁽⁹⁾が使われることが多いが、その場合のふく射交換係数を求めるためには4～6重積分で表される複雑な式を解かなければならず、炉内に被加熱物が置かれ、しかもこれを囲むガスのふく射性質に分布がある実際のケースへの適用はかなり困難であった。一方、モンテカルロ法⁽¹³⁾は複雑な形状への適用性が優れており、多くの適用例^(11, 36, 37)はあるものの統計誤差と演算時間への対応とその解決が実用化への課題となっている。モンテカルロ法のもつこれらの短所を軽減させることを目的として放射熱線法⁽³⁸⁾が開発され、灰色面に適用する場合への射度の概念を用いる改良⁽³⁹⁾等が加えられ、種々の応用例^(40, 41)も報告されてはいるが、炉内の任意位置へ任意形状の物体を配置する場合への拡張はされていないのである。また、炉内閉空間が大小さまざまなゾーンに分割された場合を考

えると、モンテカルロ法では一様乱数を用いる限りふく射束数のみにより精度が決まるという単純明快さから誤差評価が容易となるが、放射熱線法では放射熱線の数による誤差評価等への考え方が必ずしも確立されていない。流体解析の中に組み入れることを目的とし最も多く導入されているフラックス法⁽¹²⁾では、三次元を対象とするふく射解析を精度よく行うことが通常困難なのである。本研究では、炉壁を灰色体として全交換面積をモンテカルロ法で求め、ゾーン法に基づいてエネルギー方程式を導く一種のハイブリッド法を提案し第2章にて紹介した。

本研究で紹介した手法によれば、長時間を必要とするモンテカルロ法による演算を最少に止めるため、まず炉壁を黒体と仮定してふく射交換係数（直接交換面積）を求め、次にこれを灰色体に置き換えてゾーン法により壁面間の相互反射を考慮した全交換面積に変換している。また、炉内に任意形状の被加熱物が配置された状態で直接交換面積を統一的に計算するため、物体の位置を表す空間指標と面の存在と向きを表す面指標を導入している。一方、炉内における熱発生量分布とフローパターンは、熱流束と各部の温度分布を求めるための重要なデータであるが、汎用熱流体解析コードPHOENICS⁽⁸⁾を用いて $k-\varepsilon$ 二方程式乱流モデルと渦消散モデル⁽¹³⁾により求めることができる。このようにして求められたフローパターンと熱流束分布をエネルギー方程式に入力データとして与え伝熱計算を行うこととした。この場合の解析結果への温度依存性を考慮して、熱流体解析と伝熱解析との間で数回データをやりとりすることにより計算が収束したことを確認した。また、本解析法を鋼材加熱炉に適用して伝熱解析を行いその結果を取りまとめ、操業時に鋼材昇温状況等の詳細な測定結果のある連続式加熱炉についての伝熱解析も行い、

測定値と解析値を比較して実用的に十分な精度内に収まることを確かめその妥当性を確認することとした。

4. 1 三次元流れ場の数値解析との組合せ

4. 1. 1 流れ解析の基礎方程式

式(2-30)における速度ベクトル v と熱発生量 q_j を数値解析により求めるため、乱流については等方性を仮定して $k - \varepsilon$ 二方程式乱流モデルを、また熱発生量については渦消散モデルを適用することとした。基礎方程式は式(4-1) ~ (4-6) に示す通りである。ただし、Einsteinの総和規約を用いて表示してある。

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (4-2)$$

$$\frac{\partial \rho u_j m_r}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_s} \frac{\partial m_r}{\partial x_j} \right) + S_r \quad (4-3)$$

$$\frac{\partial \rho u_j m_o}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_s} \frac{\partial m_o}{\partial x_j} \right) + S_o \quad (4-4)$$

$$\frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \mu_t G_k - \rho \varepsilon \quad (4-5)$$

$$\frac{\partial \rho u_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \mu_t G_k - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4-6)$$

ただし、

$$G_k = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4-7)$$

$$\mu_t = C_D \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4-8)$$

ここで、 u_j は速度成分、 m_f は気体燃料の質量分率、 m_o は酸素の質量分率、 k は乱流エネルギー、 ε は乱流エネルギーの散逸率、 μ_t は乱流粘性係数である。いま、燃料 1 kg を燃焼させるのに要する酸素の質量を s とおけば、質量 S_f の燃料が消費されるのと同時に質量 $S_o = s S_f$ の酸素が消費されなければならないので、この関係を式(4-3)、(4-4) に適用すると式(4-9) が導かれる。

$$\frac{\partial \rho u_j f}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_s} \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) \quad (4-9)$$

ここで、 $f = m_f - m_o / s$ の定義による複合質量分率を導入している。

その場合の境界条件は、同軸噴流拡散火炎の場合、燃料供給ノズルでは

$f = 1$ 、空気供給ノズルでは酸素濃度 21% として $f = -0.233/s$ を用いている。この複合質量分率は、燃料と酸素の各点における混合状態を表しているもので、 $f = 0$ では化学量論比（空気比 1.0）、 $f > 0$ では燃料リッチ、 $f < 0$ では酸素（空気）リッチである。式(4-9)は生成項が 0 となり、数値解析を行う際に便利であり式(4-4)の代わりに用いることとした。また、 $k - \epsilon$ モデルの定数は表 4-1 に示す標準的な値を用い、密度 ρ は完全ガスの状態方程式より求めた。実際の演算に際しては、汎用熱流体解析コード PHOENICS⁽⁸⁾ を使用している。

熱発生量は、気体燃料と酸素の渦塊が出会って混合消散する際に燃焼反応が進むと考え、混合律速の渦消散モデルを用いて求めることとし、解析対象として取り上げている拡散燃焼では、燃料と酸素はそれぞれ別々の渦中に存在し、その場合の化学反応は極めて速いので、反応速度は燃料と酸素の渦塊の分子スケールの混合速度、つまり渦の消散する速度によって決まるとしてよいであろう。また、燃料分子と酸素分子の出会う頻度は、量論混合比よりも酸素リッチな領域では燃料の時間平均濃度、燃料リッチな領域では酸素の時間平均濃度によって決まるので、反応速度 S_r は式(4-11)で表されるのである⁽⁴³⁾。式中の A は火炎構造や燃料と酸素の間の反応に関わる定数であり、表 4-1 に示す値を用いた。ゆえに、式(2-30)の単位体積当たりの熱発生量 q_r は、反応速度 S_r に燃料単位質量当たりの低位発熱量を乗ずれば求められるのである。

$$S_r = \begin{cases} -A \rho m_r \frac{\epsilon}{k} & (f < 0) \\ -A \rho \frac{m_o \epsilon}{s k} & (f \geq 0) \end{cases} \quad (4-11)$$

表4-1 k-εモデル定数等

C_D	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ	σ_s	A
0.09	1.44	1.92	1.0	1.314	0.7	4

4. 1. 2 ふく射伝熱との組合せ^(21.44)

ふく射伝熱は積分方程式で記述されるのに対し、流れは微分方程式で表される。このため、ふく射伝熱と流れを同時に解くと非常に複雑な計算となるので、一方の計算結果を他方の入力データとして与え、次にこの計算結果を元に戻して再計算するといった繰り返し演算を行う方法を選定することとした。図4-1はふく射伝熱と流れを組み合わせた演算のフローチャートを示したものである。まず、炉内温度分布を適当に仮定して流れ場のフローパターンと熱発生量を求め、それらを式(2-28)、(2-30)に代入して炉内の伝熱計算を行って、火炎、燃焼ガスおよび固体面の温度分布を求める。つぎに、この温度分布を流れ場に与えて同様の演算を行い、計算結果が収束条件に達するまで繰り返せばよい。一般に、流れ計算では、メッシュ分割を細かくする必要があるが、ふく射計算ではメッシュ分割を比較的粗くしても良いので、効率的に演算を進めるにはそれぞれ異なったメッシュ分割を考えることが普通的方式である。この場合には、流れ計算の解として求められた速度分布、反応速度をふく射計算用のメッシュに変換し、また伝熱計算から与えられる温度分布を流れ計算用のメッシュに戻す必要がある。このメッシュ間の変換を行うために、本研究では線形補間法を採用している。

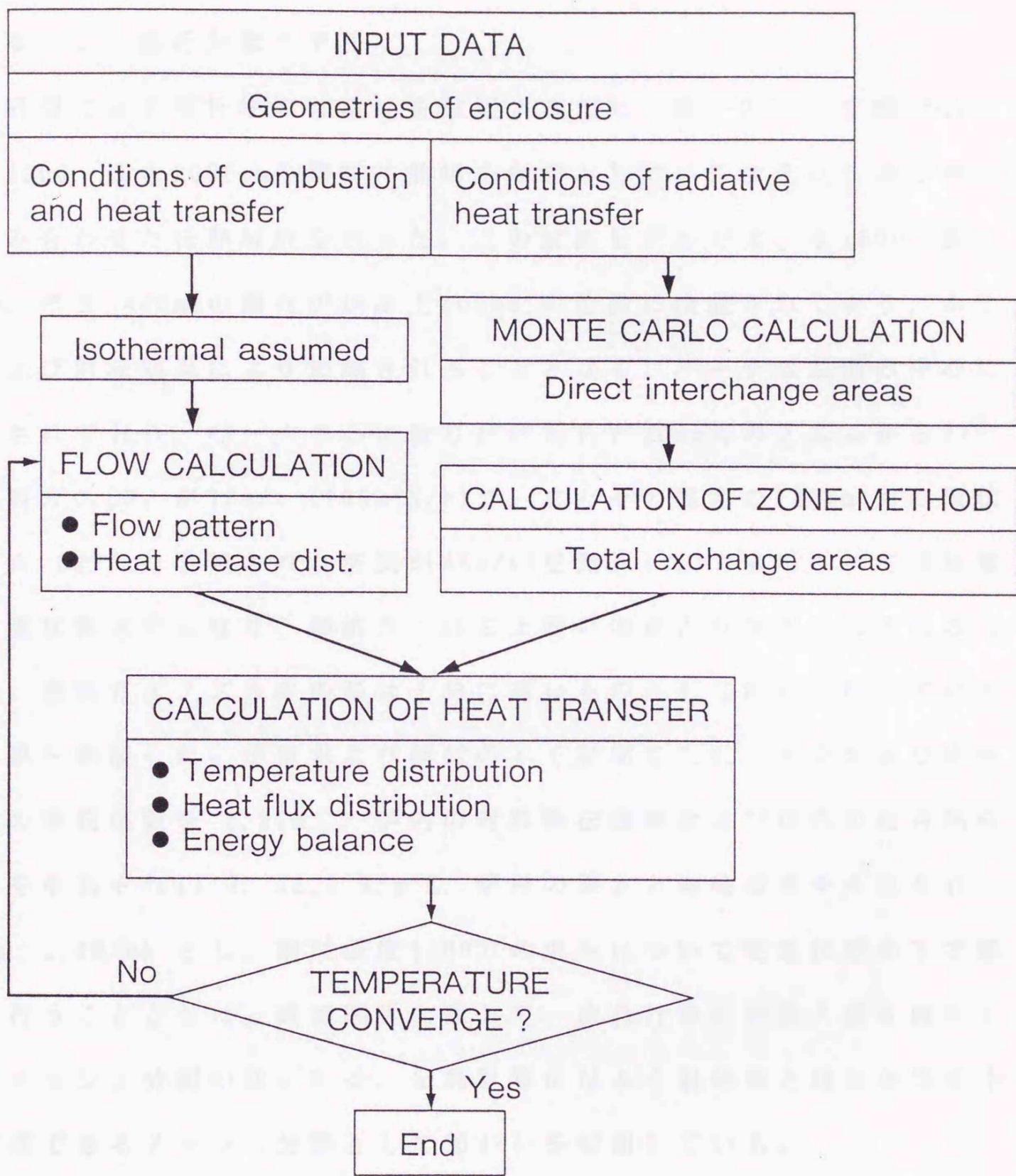


図4-1 ふく射伝熱と流れを組み合わせた演算のフローチャート

4. 2 鋼材加熱炉への適用 (45, 49, 50)

4. 2. 1 解析対象モデル

本研究による解析法の有用性を確認するため、図4-2に示す幅2500、長さ5000、高さ2000mmの鋼材加熱炉を対象として、三次元流れ場の解析と組み合わせた伝熱解析を行った。この解析モデルでは、幅1500、長さ3000、厚さ400mmの鋼材が炉床上100mmの位置に設置されており、ふく射および対流効果により加熱されることとなる。バーナは左面の中心に設置されており、バーナ中心に取り付けられた20mm角のノズルから27°Cの燃料ガスCH₄が76m/s (100m³N/h)で、またその周囲の140mm角の環状部から527°Cに予熱された空気が44m/s(空気比1.1)で噴出されて同軸噴流乱流拡散火炎となり、燃焼ガスは右上面の煙道より排出されるものとした。燃料ガスノズルの肉厚は十分に薄いものとして解析に際してはその効果を見捨てた。炉壁および鋼材のふく射率を0.9、火炎および燃焼ガスの吸収係数を0.22m⁻¹、炉内の対流熱伝達率および炉外の総合熱伝達率をそれぞれ11.6, 23.3 W/m²K、炉壁の厚さと熱伝導率をそれぞれ0.3m, 1.4W/mKとし、鋼材温度1000°Cの場合について定常状態の下で解析を行うこととした。数値解析に際して、流れ計算には流入部を細かくしたメッシュ分割の図4-3を、伝熱計算にはふく射効果と対流効果を十分考慮できるメッシュ分割として図4-4を採用している。

4. 2. 2 解析結果および考察

(1) 流れ計算と伝熱計算の繰り返しルーチン

流れ計算および伝熱計算を行って求めたフローパターン、熱発生量分

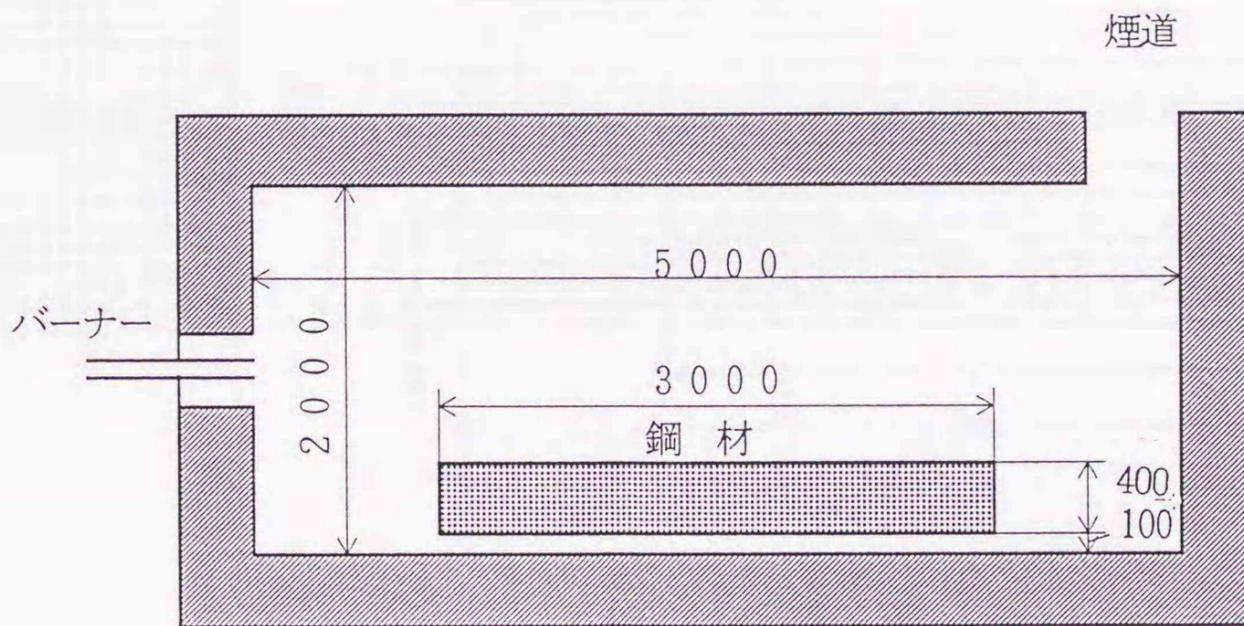
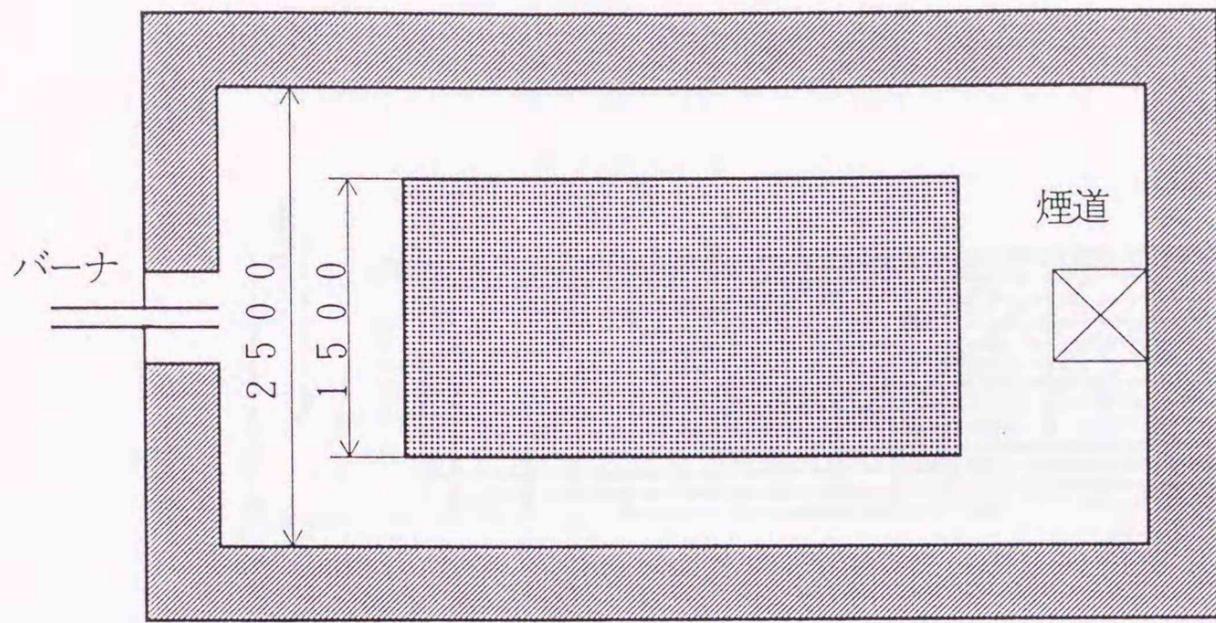


図4-2 三次元鋼材加熱炉解析モデル

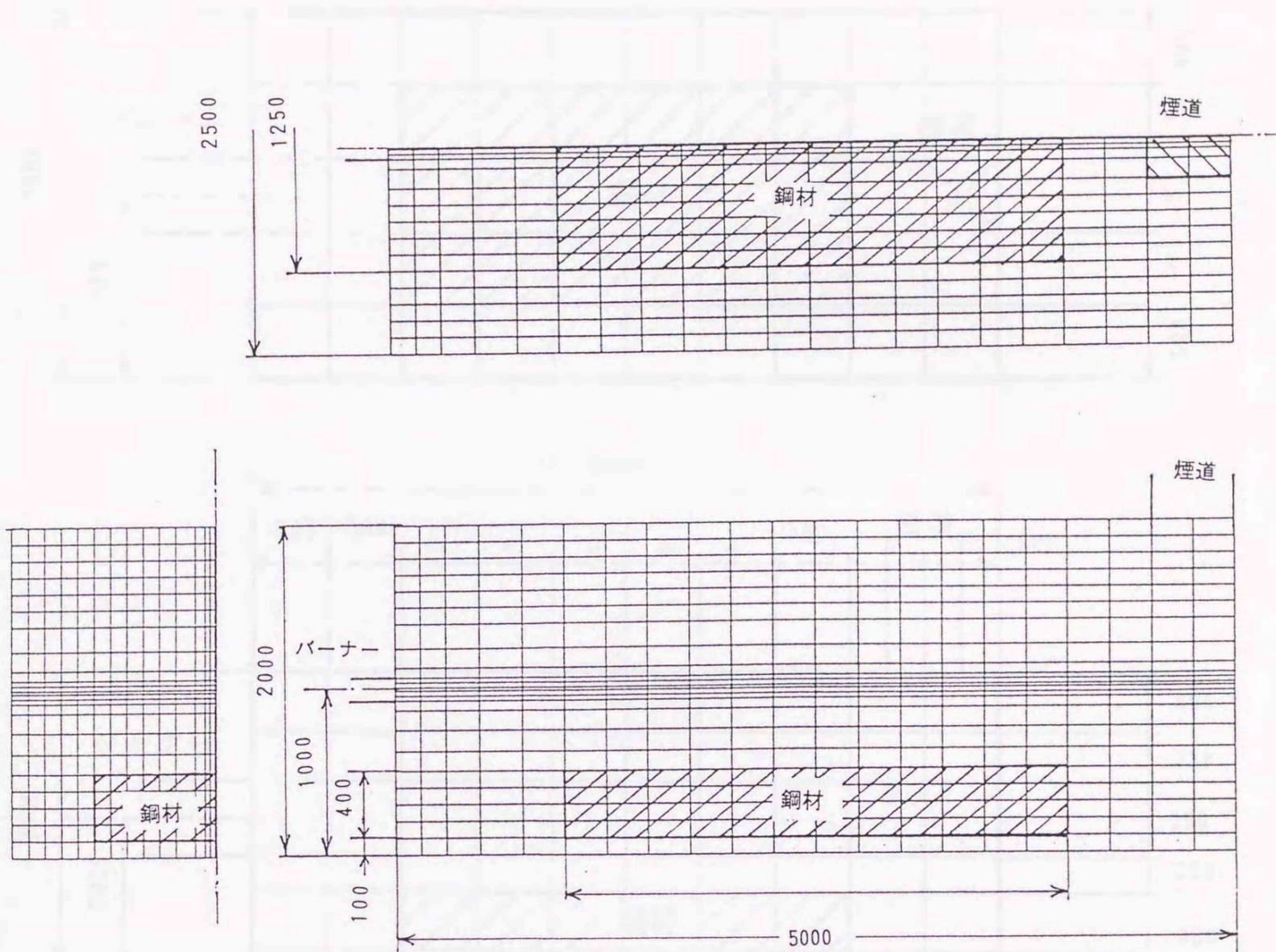


図 4 - 3 流れ計算のメッシュ分割

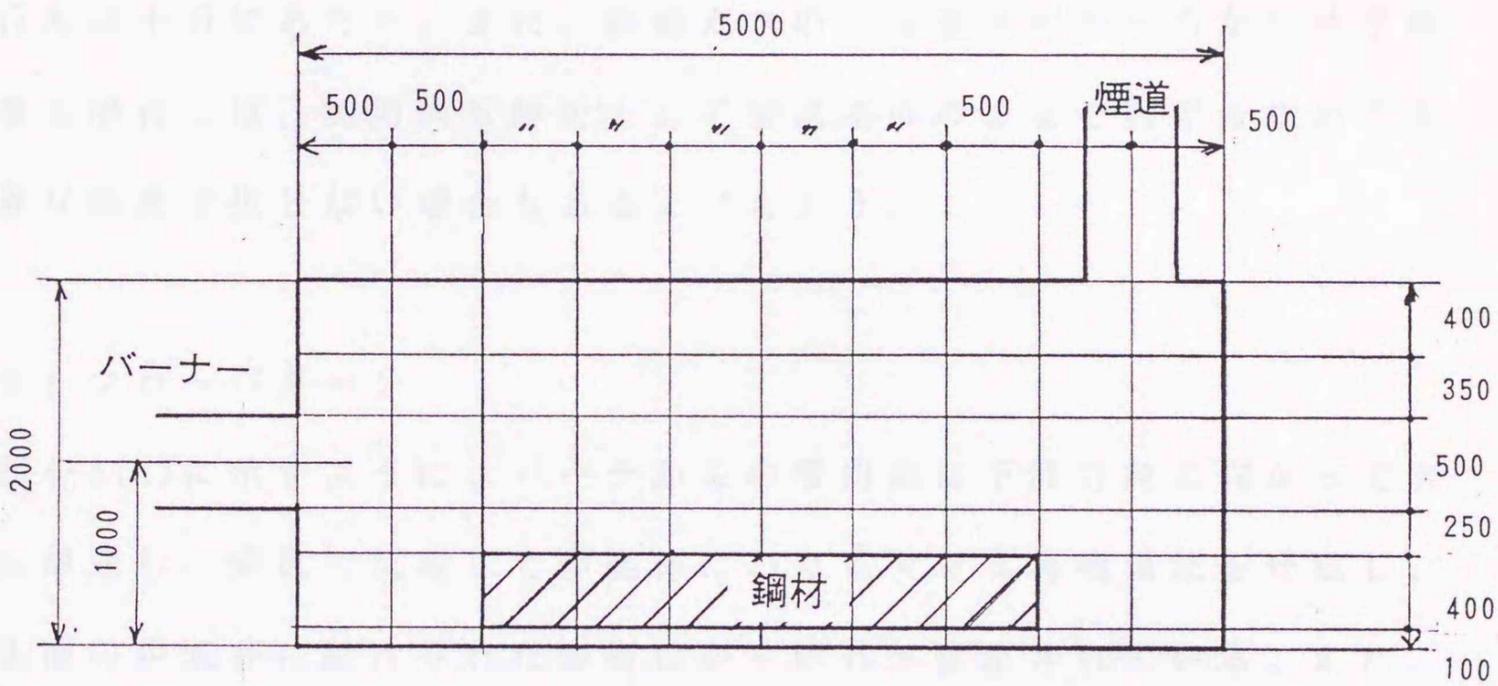


図4-4 伝熱計算のメッシュ分割

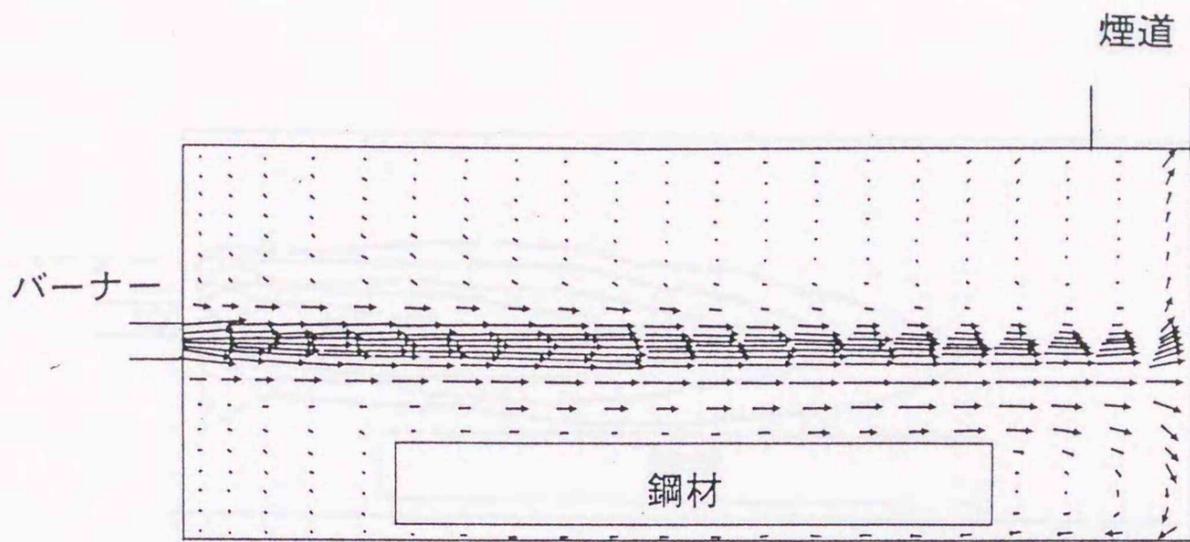
布はそれぞれ図4-5, 4-6に示すとおりである。各図の(a)は炉内温度をまず1027°C一様とした等温場の条件で計算した結果を示している。つぎに、各図の(b)はこれらの結果を伝熱計算に導入して得られた温度分布を用いて再計算した結果である。同様にして再々計算した結果が各図の(c)である。これらと比較すると、各図の(a)と(b)では多少異なるが、(b)と(c)ではほとんど同じ値と見なしうる。この結果により、本研究による渦消散モデルを用いて熱発生量を計算する場合は、流れ計算と伝熱計算を組み合わせた演算ルーチンの繰り返し回数は比較的少なくてすむことがわかり、ここで対象とした鋼材加熱炉では三回の繰り返し演算を行えば十分であろう。また、燃焼ガスの平均温度があらかじめ予測できる場合には、実用的な解析として等温条件のまま結果を求めても、大きな誤差は生じない場合もあるといえよう。

(2) フローパターン

図4-5(c)に示すように、バーナからの噴出流は下流方向に向かって次第に減速し、炉尻で反転して炉全体にわたる大きな再循環流を形成し、右上面の炉天井に設けられた煙道口から炉外へ排出されている。また、鋼材と炉床の間の100mmの空間にも炉尻から上流に向かう弱い再循環流が生じており、鋼材下面への対流効果に寄与している。

(3) 熱発生量分布

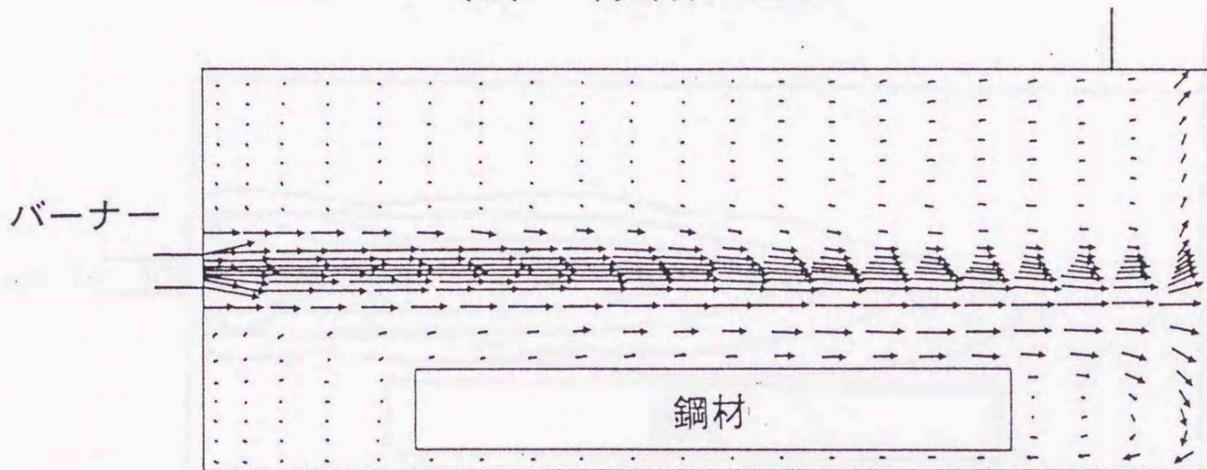
図4-6(c)に示すように、熱発生量分布はバーナー出口付近では複雑な環状の等熱発生率面となっているが、下流に向かうに従い燃料ガスと燃焼用空気の混合が進んで融合し、単純な分布形状となっている。また、



(a) 等温場 (1027°C) の条件による結果



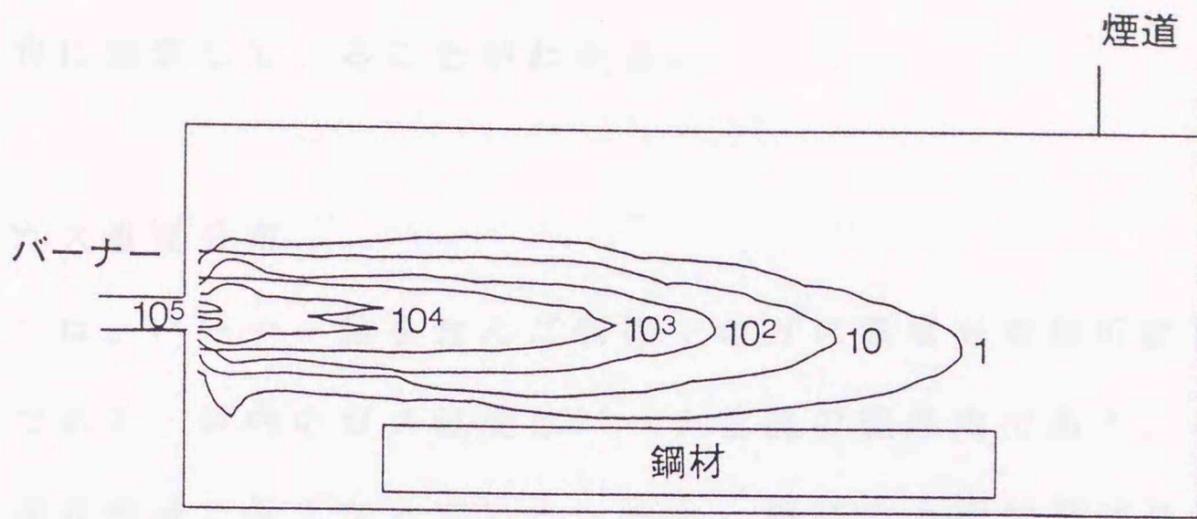
(b) 再計算の結果



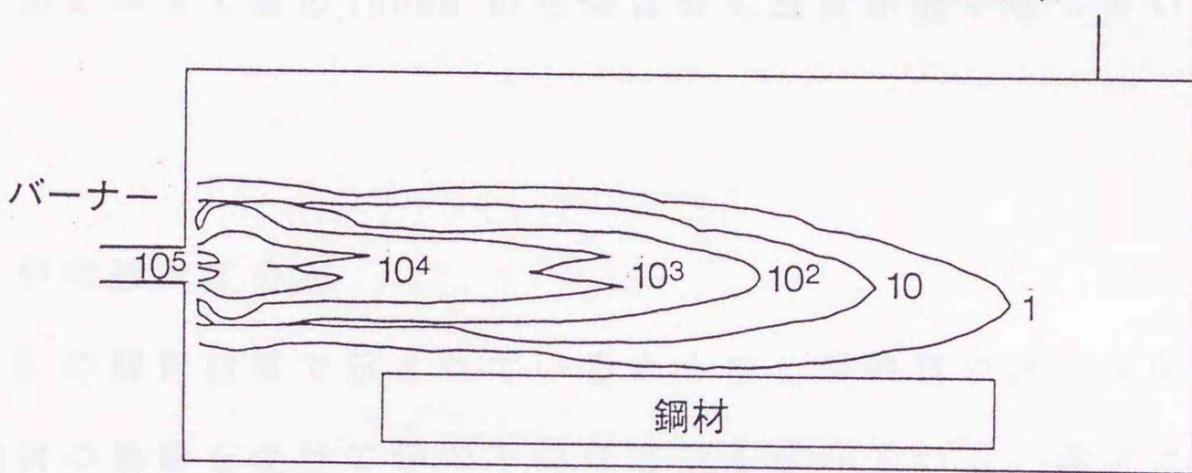
(c) 再々計算の結果

50m/s
→

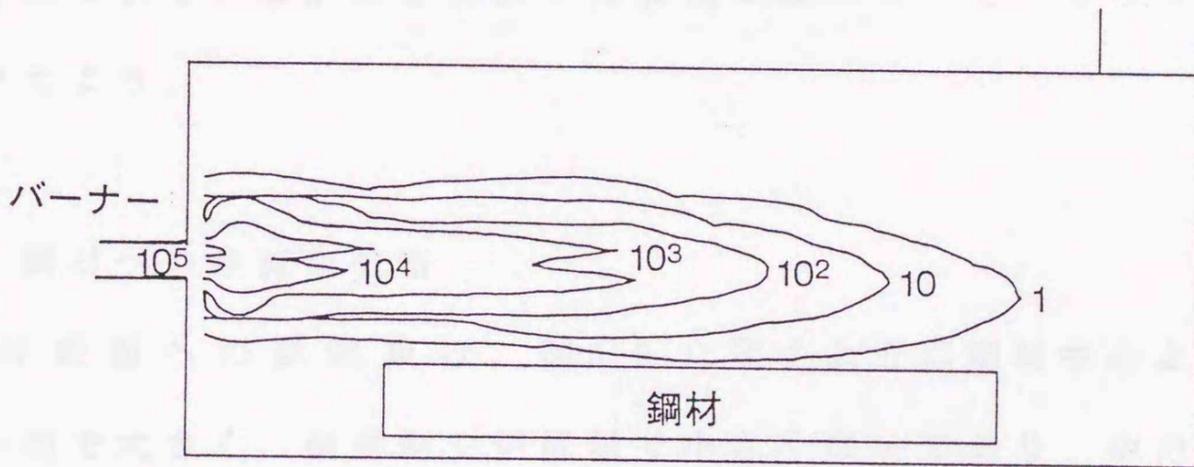
図4-5 流れ計算によるフローパターン



(a) 等温場 (1027°C) の条件による結果



(b) 再計算の結果



(c) 再々計算の結果

[kW/m³]

図4-6 流れ計算による熱発生量分布

バーナーの中心軸上の熱発生量を調べてみると、下流方向に向かって指数関数的に減衰していることがわかる。

(4) ガス温度分布

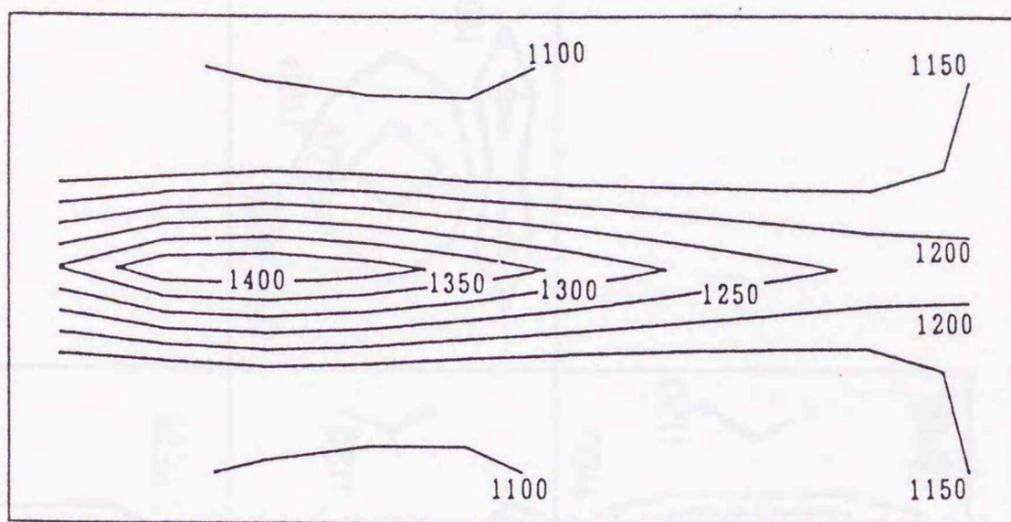
図4-7は、バーナー軸を含んだ断面でのガス温度分布解析結果を示したものである。炉内のガス温度はバーナー噴流の範囲内で高く、その周囲の再循環流領域で低くなっている。また、鋼材の上面付近は高温であるが、下面と炉床の間の100mmの空間は最も温度が低くなっていることがわかる。

(5) 炉内壁温度分布

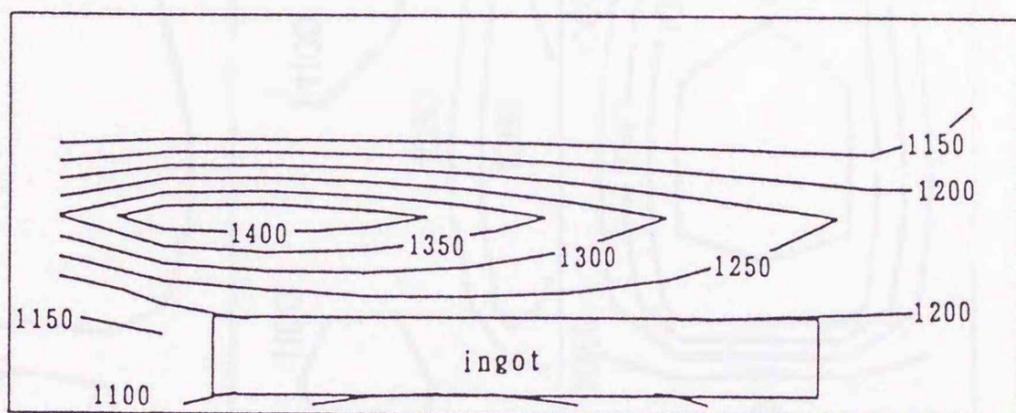
図4-8の解析結果で示されているように、炉内壁の表面温度は設置された鋼材の影響を受けて炉の下部ほど低くなっている。鋼材によってほとんど遮られている炉床中央部では最低の値になっているのは当然のことといえよう。

(6) 鋼材への熱流束分布

鋼材表面への熱流束は、図4-9に示すように鋼材中心よりもバーナー側で大きく、側壁側や炉尻側で小さくなっており、炉内ガス温度分布との相関が認められる。一方、鋼材裏面への熱流束は中心付近で小さく、周囲に向かって増加する傾向を示しており、炉床表面の温度分布に類似している。これは裏面における伝熱が対流効果とともに炉床との間のふく射伝熱に支配されていることを示唆している。鋼材表面での受熱量は、鋼材への全伝熱量415kWの63%を占めるが、裏面では鋼材



(a) 水平断面



(b) 垂直断面

[°C]

図4-7 伝熱計算による炉内ガス温度分布

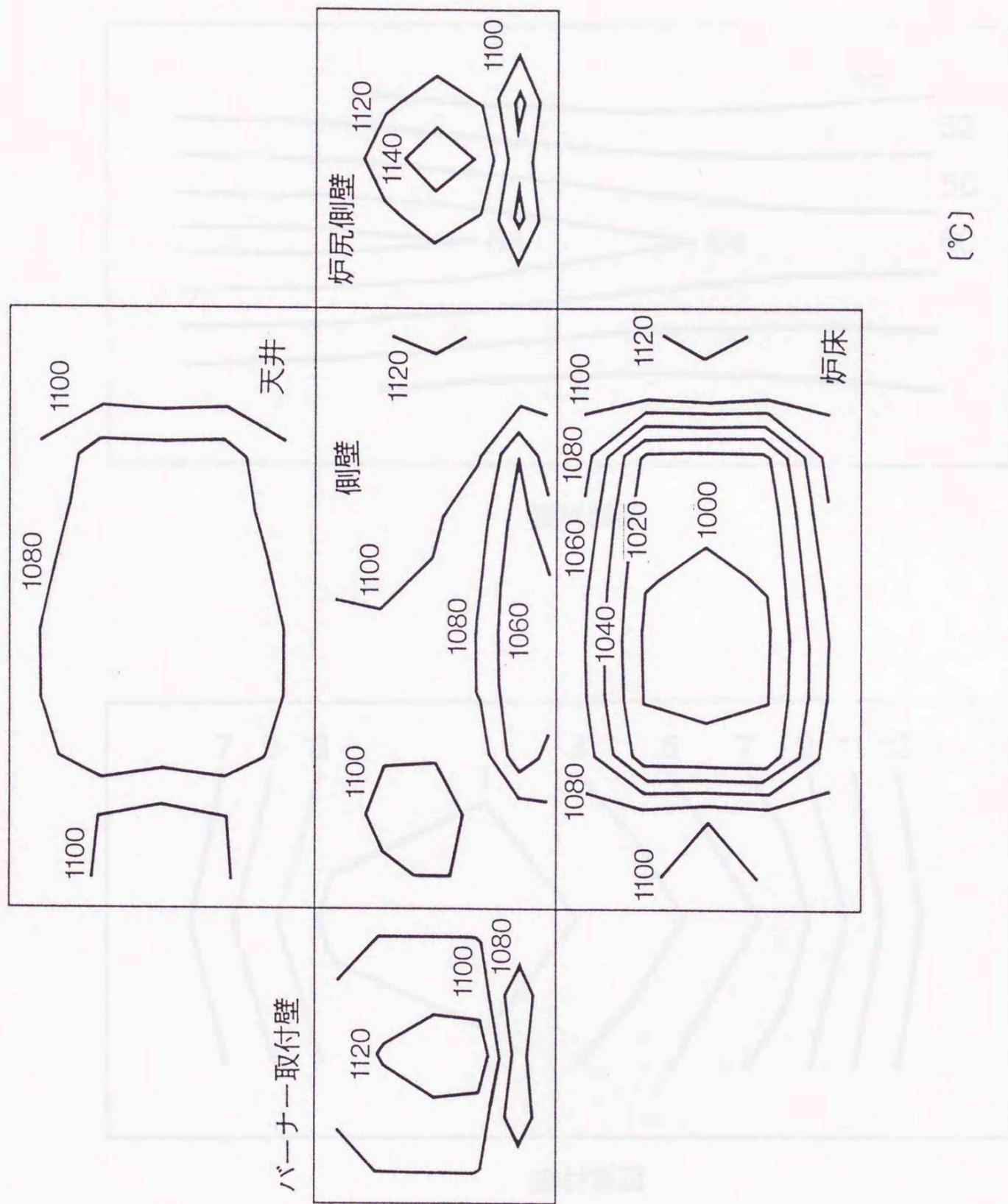
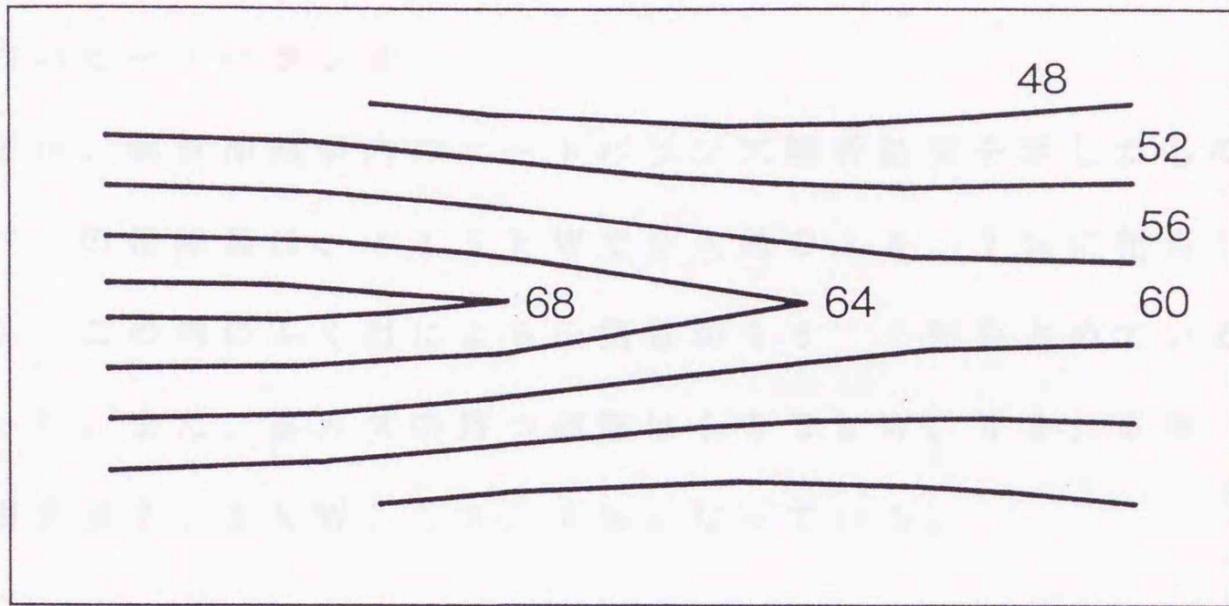
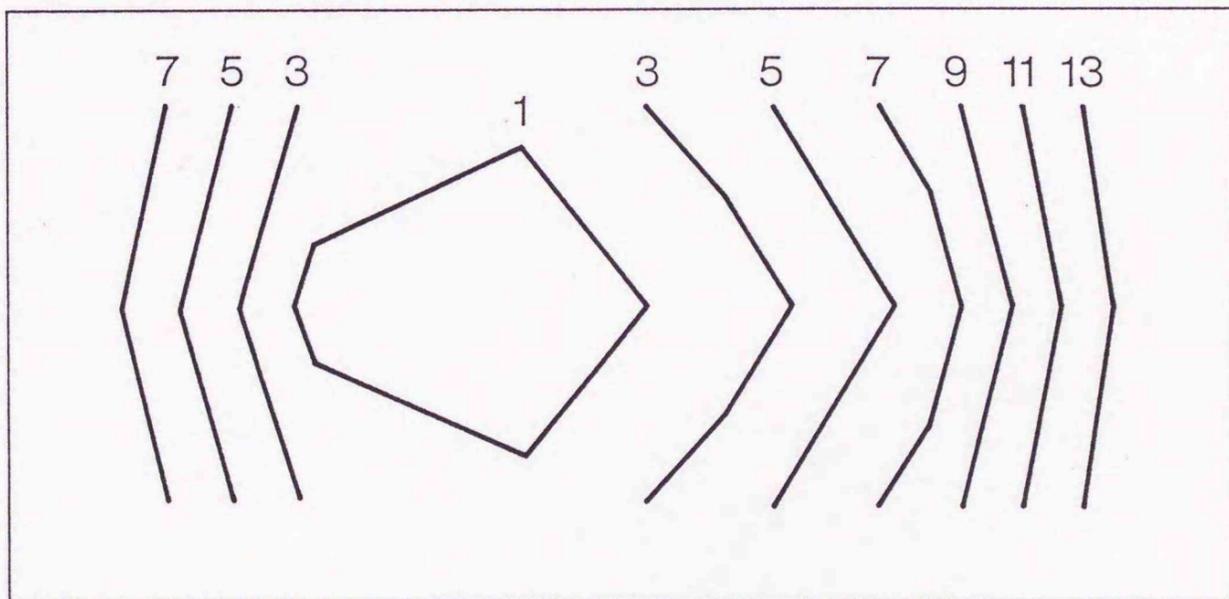


図4-8 伝熱計算による炉内壁温度分布



鋼材表面



鋼材裏面

[kW/m²]

図4-9 鋼材への熱流束分布

自身が高温火炎からのふく射伝熱をほとんど遮っているために表面の約10%、鋼材への全伝熱量の6.4%にすぎないことがわかる。

(7) 炉内のヒートバランス

表4-2は、鋼材加熱炉内のヒートバランス解析結果を示したものである。鋼材への伝熱量は、415 kWで全入熱の34.7%に相当し、解析結果からこの内のふく射による伝熱量が96.2%を占めていることがわかった。また、排ガスの持つ顕熱は555 kW、46.5%、炉壁からの損失は225 kW、18.8%となっている。

表 4-2 炉内のヒートバランス

入 熱			出 熱		
項 目	k W	%	項 目	k W	%
燃料の化学エネルギー	9 9 7	8 3 . 4	鋼材への伝熱量	4 1 5	3 4 . 7
予熱空気の顕熱	1 9 7	1 6 . 5	排ガスの顕熱	5 5 5	4 6 . 5
燃料の顕熱	1	0 . 1	炉壁からの損失	2 2 5	1 8 . 8
合 計	1 1 9 5	1 0 0 . 0	合 計	1 1 9 5	1 0 0 . 0

4 . 3 連続式加熱炉への適用⁽⁴⁶⁾

鉄鋼用圧延炉や鍛造炉では、被加熱物としての鋼材が装入端から抽出端に送られる間に室温程度の冷状態から熱間圧延や鍛造に必要な温度にまで加熱されることとなる。このような加熱炉においては、熱エネルギーバランスの面からみて定常状態とみなすことができ、炉内の同じ位置を通過する被加熱物の温度レベルは常時一定の値に保たれているのである。本研究の三次元ふく射伝熱解析手法をこのような連続式加熱炉に適用する場合は、炉内の被加熱物についてつぎのような解析モデルを導入すればよいものと考えた。

いま、被加熱物は装入端から抽出端に向かう炉軸方向にのみ一次元的な温度分布をもち、炉軸に直角方向は温度が一様であると仮定する。被加熱物表面の固体面ゾーン j を考えると、式(2-28)の伝熱量 Q_j は蓄熱量増加を表しているが、その値はゾーン j より1メッシュだけ装入端側の被加熱物温度 $T_{p,j}$ を用いて、次式で表されることとなる。

$$Q_j = f_j c_s \rho_s A_s v_s (T_{j,j} - T_{p,j}) \quad (4-12)$$

ここで、 c_s 、 ρ_s はそれぞれ被加熱物の比熱、密度、 v_s は被加熱物の送り速度、 A_s は炉軸に直角方向の被加熱物の断面積、 f_j は同方向の被加熱物の断面積 A_s のうち固体面ゾーン j に割り振られた割合である。炉軸方向の同じ位置にある被加熱物の各固体面ゾーンの温度は、上記により同じ温度と仮定されているので、伝熱解析により求められた値について該当する固体面ゾーンの面積による重み付け平均をとることに

より平均温度を求めることができる。また、被加熱物が鋼材の場合、その比熱についてはキュリー一点での急激な変化を考慮しなければならず、数値計算を行う場合発散しやすくなるので鋼材（軟鋼）を加熱するのに要する熱エネルギー $H(T)$ の近似式を作成し用いることとし、 $0 \sim T$ °C の温度上昇時の単位質量当たりの値を次式により求めている。

$$\begin{aligned}
 H(T) &= \int_0^T c \, dt \\
 &= -0.808 + 0.154 T - 3.07 \times 10^{-4} T^2 + 8.6 \times 10^{-7} T^3 \\
 &\quad - 7.62 \times 10^{-10} T^4 + 2.19 \times 10^{-13} T^5 \quad (4-13)
 \end{aligned}$$

従って、上記蓄熱量増加 Q_j はつぎのとおりとなる。

$$Q_j = f_j \rho_s A_s v_s (H(T_j) - H(T_{p,j})) \quad (4-14)$$

4. 3. 1 解析対象モデル

熱間圧延により薄板を製造するために、鋼材インゴットを室温から 1200 °C まで加熱する連続式加熱炉を考え、図4-10に示す予熱帯、上部および下部加熱帯、均熱帯からなる全長 24.5 m のプッシャー式圧延炉を対象として伝熱解析を行うこととした。本研究に関連して、液体燃料とほぼ同程度の伝熱特性をもつ都市ガス燃料の輝炎バーナー取り付け状態での稼働条件で、その火炉について種々の測定を行い伝熱性能を把握し、解析結果を比較している。

図4-10に示すように、上部・下部加熱帯および均熱帯にはそれぞれ4本ずつ合計12本の輝炎バーナーが取り付けられており、それぞれ加熱帯と均熱帯には都市ガス（天然ガス系13A）を375、295、447

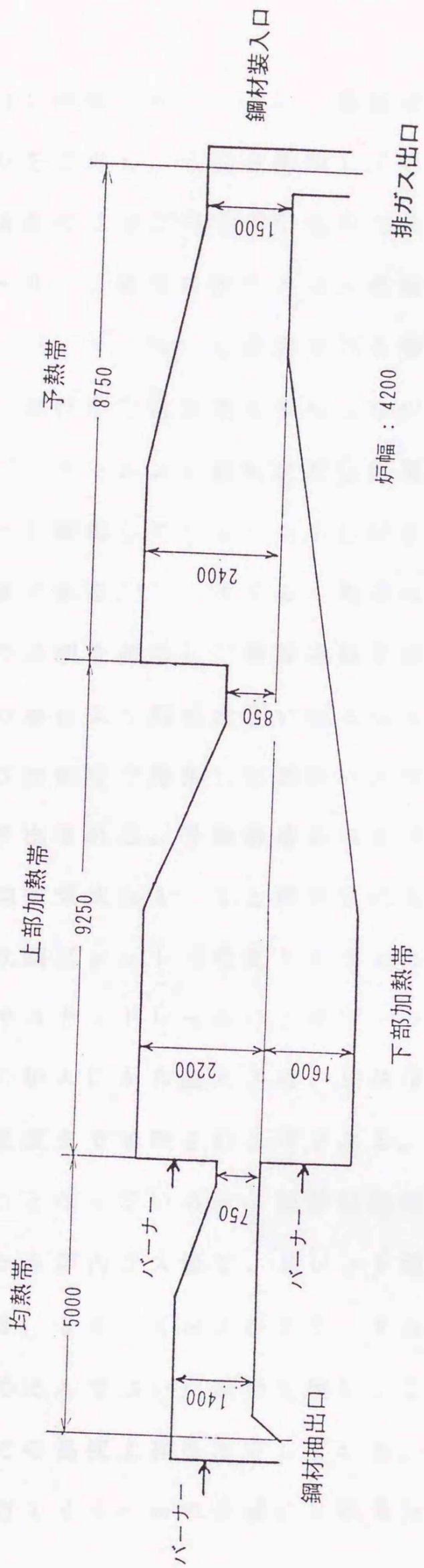


図 4-10 連続式加熱炉解析対象モデル

Nm^3/h 供給し燃焼させている。燃焼用空気としては 415°C まで予熱されたものを使用し、高温を保持している。輝炎バーナーは図4-11に示すような構造の二段燃焼方式のものであり、一次燃焼室における空気比を $0.1 \sim 0.2$ 程度に抑え保炎と燃料の予熱を行わせるようになっている⁽⁴⁷⁾。バーナー出口に形成される循環流中で熱分解により生成したすすを含む燃料が二次空気と混合しながら輝炎を生ずるのである。図4-13は輝炎バーナーのふく射特性測定結果であるが、図4-12に示す実験炉にバーナーを装備してシュミット法により求めた予熱空気温度 450°C の条件での値である⁽⁴⁷⁾。火炎ふく射率の値の一例として 0.5 を用い、Beerの法則を適用して吸収係数を求めると約 0.5 m^{-1} となり、通常の不輝炎の場合より相当大きい値となっていることがわかる。

均熱帯および加熱帯で発生した燃焼ガスは予熱帯の方向に導かれ、排ガス出口より放出される。予熱帯端部における燃焼ガスの酸素濃度から加熱炉内の平均空気比は 1.1 と推定される。被加熱物としての $115 \times 1550\text{ mm}$ の軟鋼ビレット（密度 $7750\text{ kg}/\text{m}^3$ ）が、炉内に設けられている水冷スキッドレールの上をプッシャーにより一定の時間間隔で予熱帯端部の炉入口から装入され、加熱帯を経て均熱帯から抽出される間に所定の温度まで加熱されるのである。この場合の平均装入速度は $16.1\text{ m}/\text{h}$ となっている。伝熱性能の把握に際しては、定常操業状態になってから炉内ガス温度、ビレット温度を測定した。ビレット表面から 8.8 , 30.6 および 57.8 mm 内部の位置にあらかじめK熱電対を埋め込んでおいた試料を用い、これを予熱帯から装入して抽出端に至るまでの温度上昇を測定している。炉内ガス温度についてはビレットの上方 100 mm の位置にR熱電対を設置し測定することとし

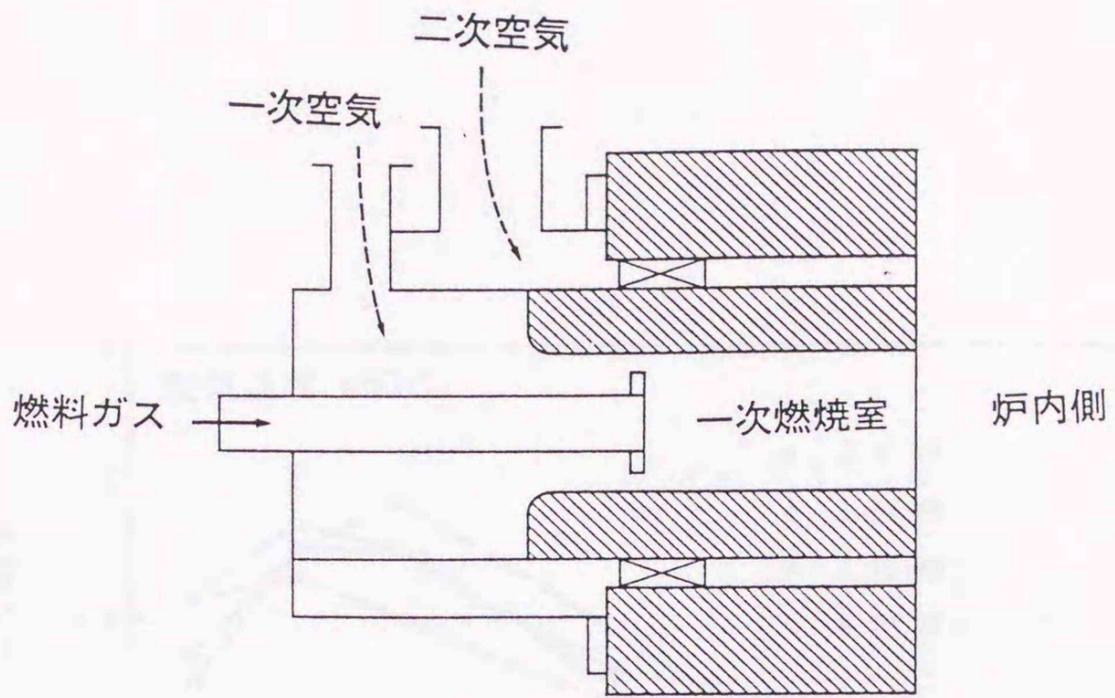


図 4 - 1 1 輝炎バーナーの構造

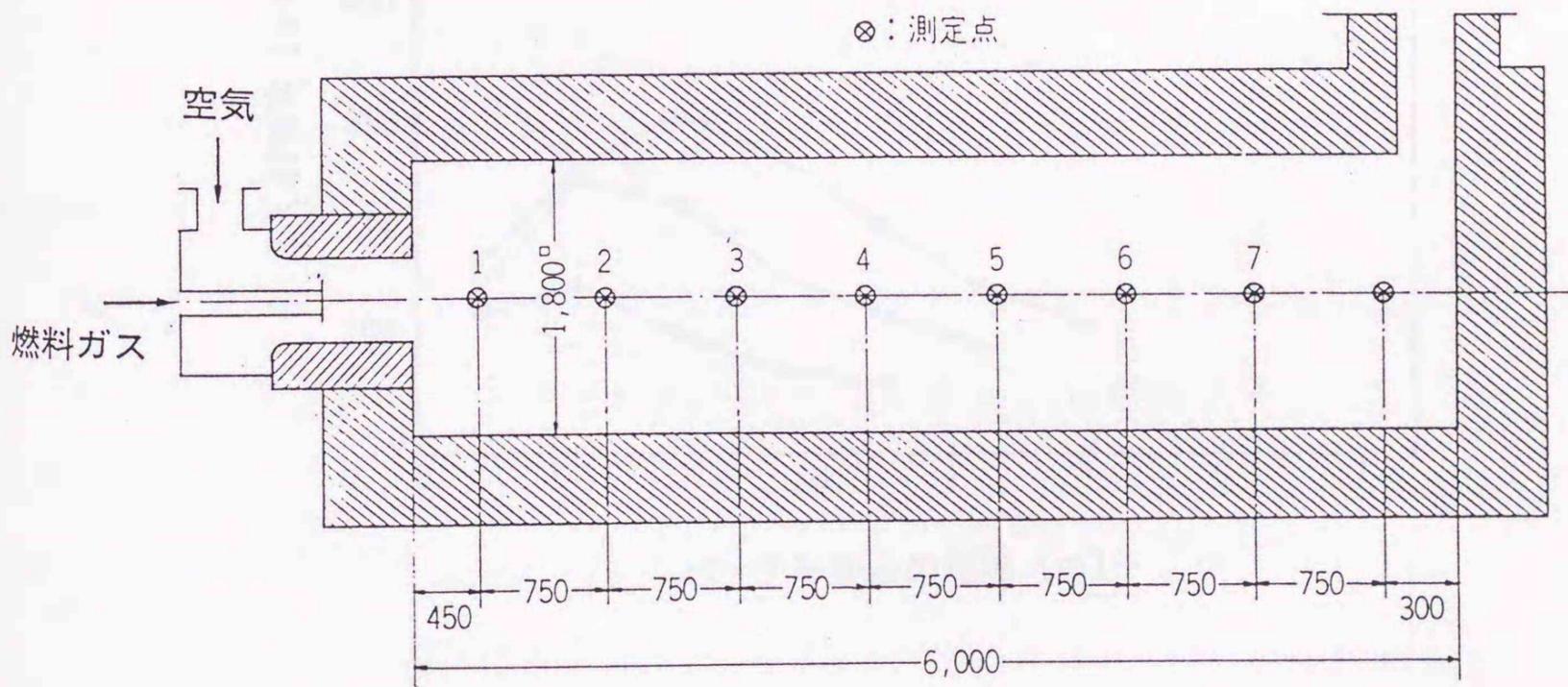


図 4 - 1 2 輝炎バーナーのふく射特性測定に用いた実験炉

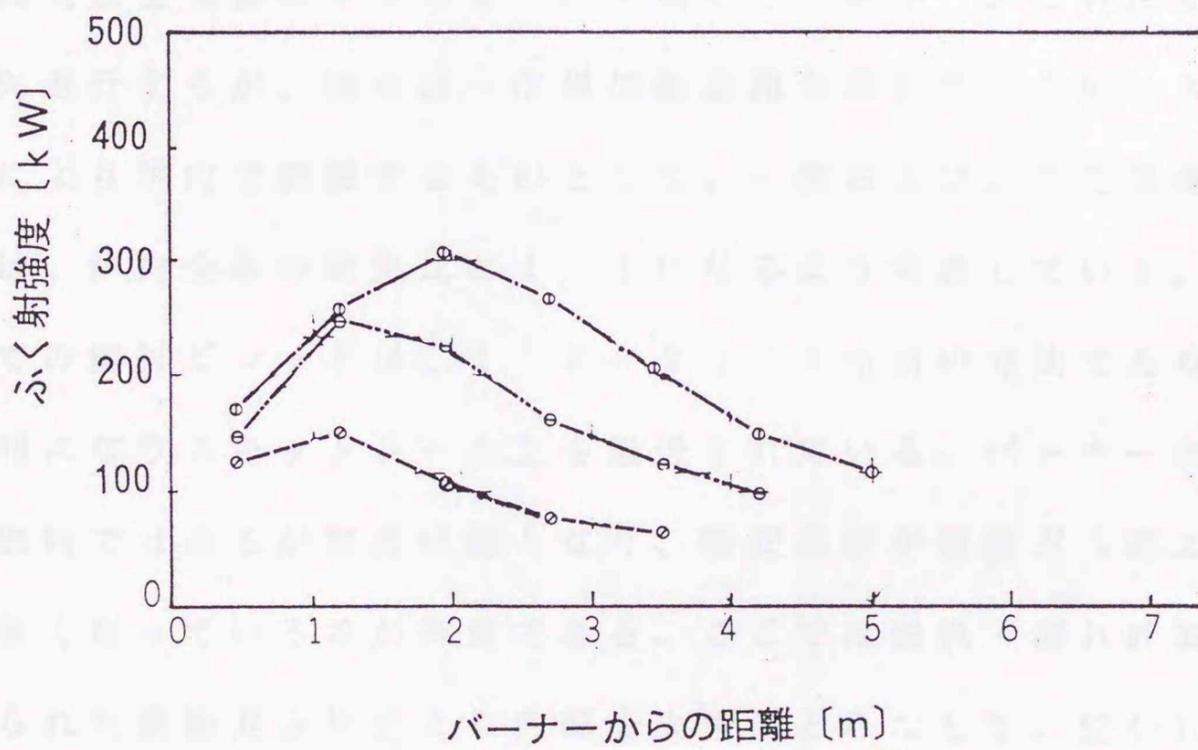
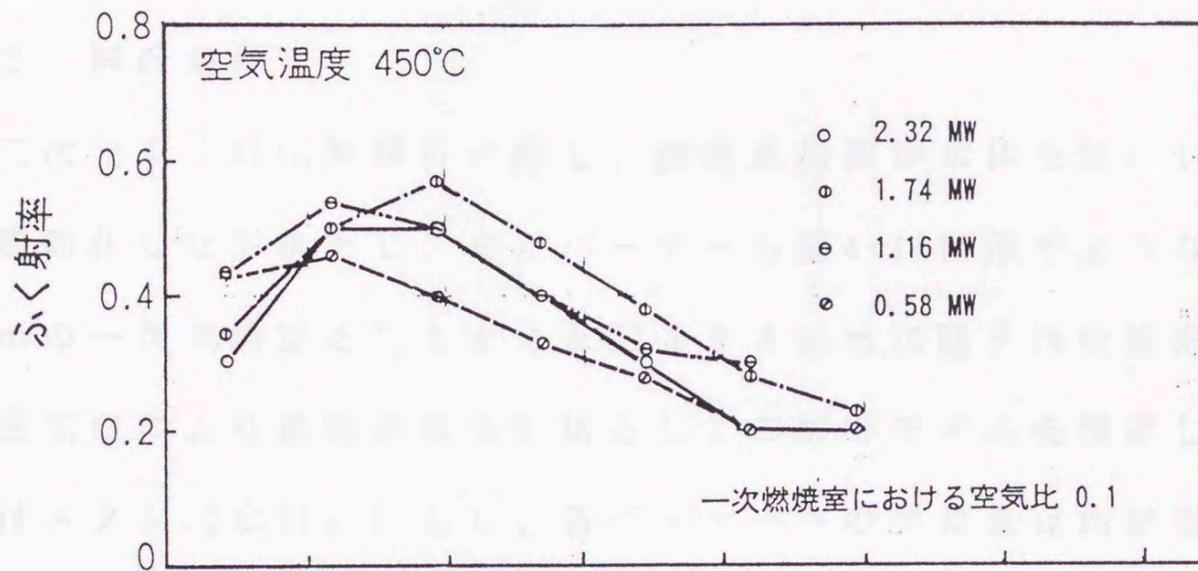


図4-13 輝炎バーナーのふく射特性

た。実験結果から炉壁損失は407 kW、スキッドレールの冷却水損失は565 kWと、またスケールの生成熱については44.4 kWと見積られているので、解析に際してこれらの値を用いることとした。

4.3.2 解析条件

炉内の三次元ふく射伝熱解析に際し、連続式加熱炉本体を図4-14に示すような簡略化した形状とし、またバーナーも図4-15に示すような□165 mmの一次燃焼室と□314と□393 mmに囲まれた矩形環状部の二次空気口により構成される形状としての解析モデルを採用した。燃料ガスはメタン(CH_4)とし、各バーナーへの供給量は均熱帯および加熱帯における燃焼量をバーナー本数で割った値として設定した。バーナー内に理論空気量の20%を一次空気として供給し、これにより燃焼は20%進行するが、残りは一次燃焼部周囲の環状部から供給される二次空気により炉内で燃焼するものとした。一次および二次空気量の合計としては、炉内全体の空気比が1.1になるよう考慮している。被加熱物としての鋼材ビレットは□115×3100 mmの寸法であり、これが横一列になりスキッドレール上を搬送されている。バーナー火炎部ではガス燃料ではあるが輝炎状態となり、吸収係数が燃焼ガス部よりもかなり大きくなっているのが特徴である。ここでは燃焼・流れ計算によって求められた量論混合比面より内部を火炎部とみなして、図4-13を参照して吸収係数には 0.5 m^{-1} を与え、その他の燃焼ガス部の吸収係数はその組成より求め 0.22 m^{-1} とした。炉壁および鋼材ビレットのふく射率は0.9、炉内の対流熱伝達率、炉外壁の総合熱伝達率はそれぞれ17.4、 $23.3 \text{ W} / \text{m}^2 \text{ K}$ とした。スキッドレールでの冷却水損失は

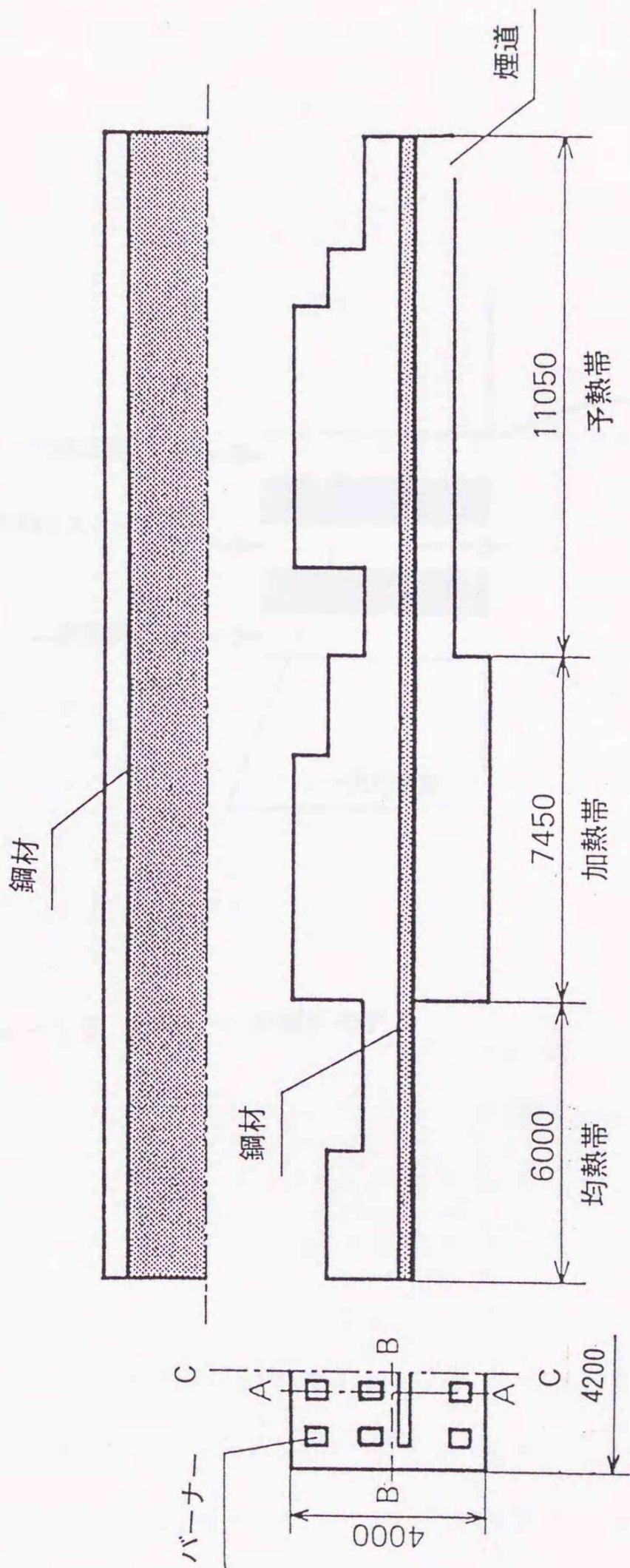


図4-14 連続式加熱炉の解析モデル

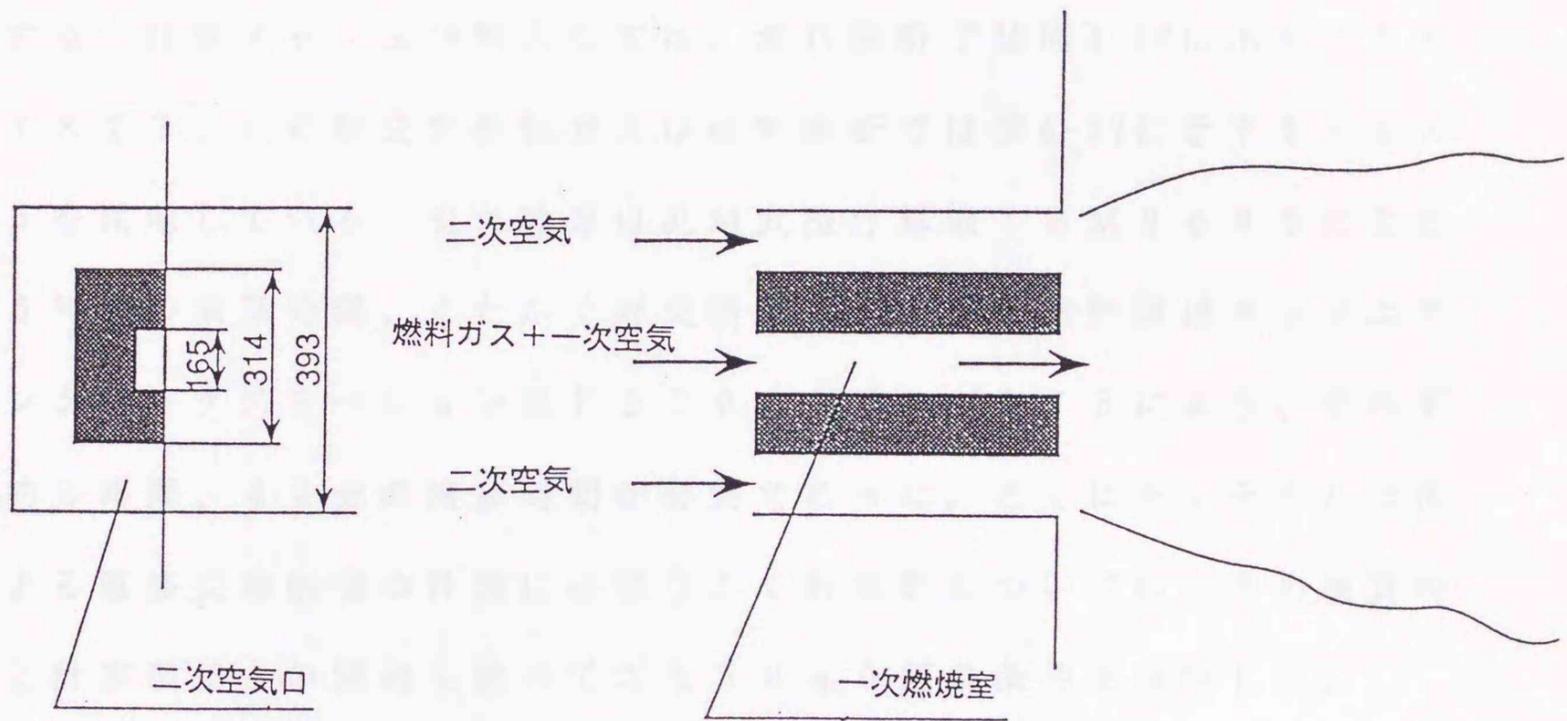


図4-15 バーナーの解析モデル

炉壁損失に含め計算することとし、その効果を含めた炉壁材の熱抵抗を $0.19 \text{ m}^2 \text{ K/W}$ とした。鋼材表面が酸化されるために発生するスケールの生成熱の取扱いは、予熱空気の保有熱に含めることとし空気温度を 480°C に設定した。

数値解析の対象領域は炉中心断面の片側とし、他の側は対称の取扱いとする。計算メッシュ分割としては、流れ解析では図4-16に示す $15 \times 27 \times 27$ 、ふく射交換係数および伝熱解析では図4-17に示す $5 \times 9 \times 15$ を採用している。流れ計算は汎用大型計算機 IBM 3090 による約5時間の演算時間、またふく射交換係数および伝熱計算はエンジニアリングワークステーション HP 9000 シリーズ 375 により、それぞれ約3時間、40分の演算時間が必要であった。とくにモンテカルロ法による直接交換面積の計算に必要なふく射束数については、予め演算時間と計算誤差との関連を調べておき 5000 個の条件を採用した。

4. 3. 3 解析結果と考察および測定結果との比較

(1) フローパターン

図4-18(a), (b) はバーナー軸を含む断面 (図4-14における A-A 断面) および対称断面 (図4-14における炉中央 C-C 断面) のフローパターン解析結果を示したものである。A-A 断面では各バーナーから炉内側への噴出流は各コーナー部において周囲の燃焼ガスに影響を与え、弱い再循環流を生じさせていることがわかる。均熱帯に取り付けられたバーナーについては、これから噴出された燃焼ガスが次第に速度を落としながら上部加熱帯まで進入している状況が示されている。また、上部加熱帯のバーナーからの噴出流については、均熱帯から流入した燃

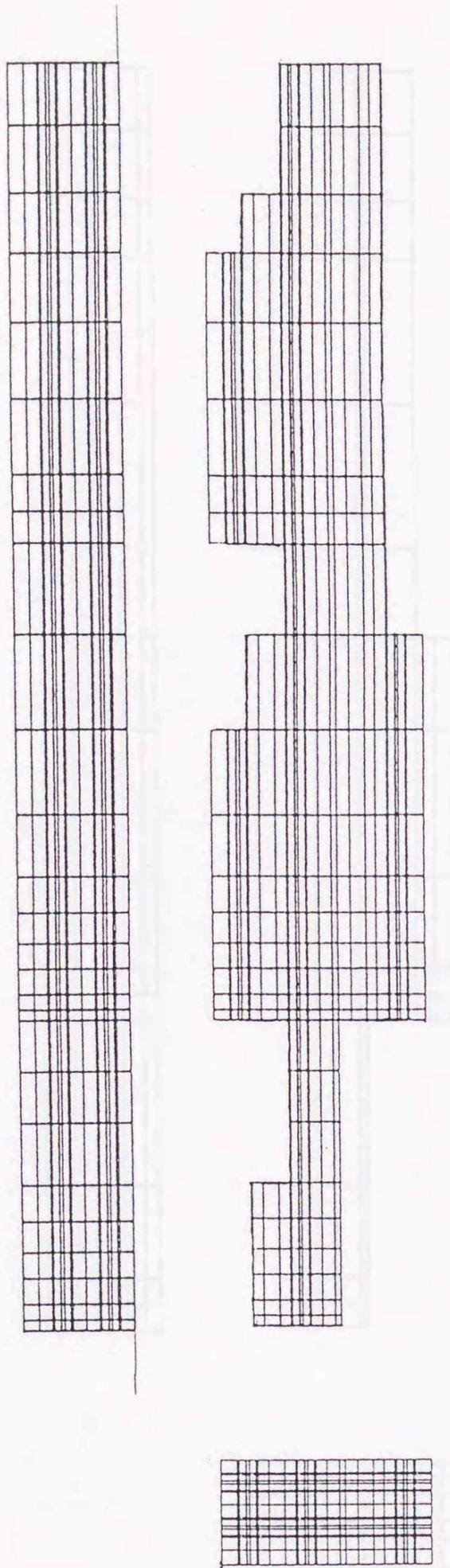


図4-16 連続式加熱炉の流れ解析用メッシュ分割

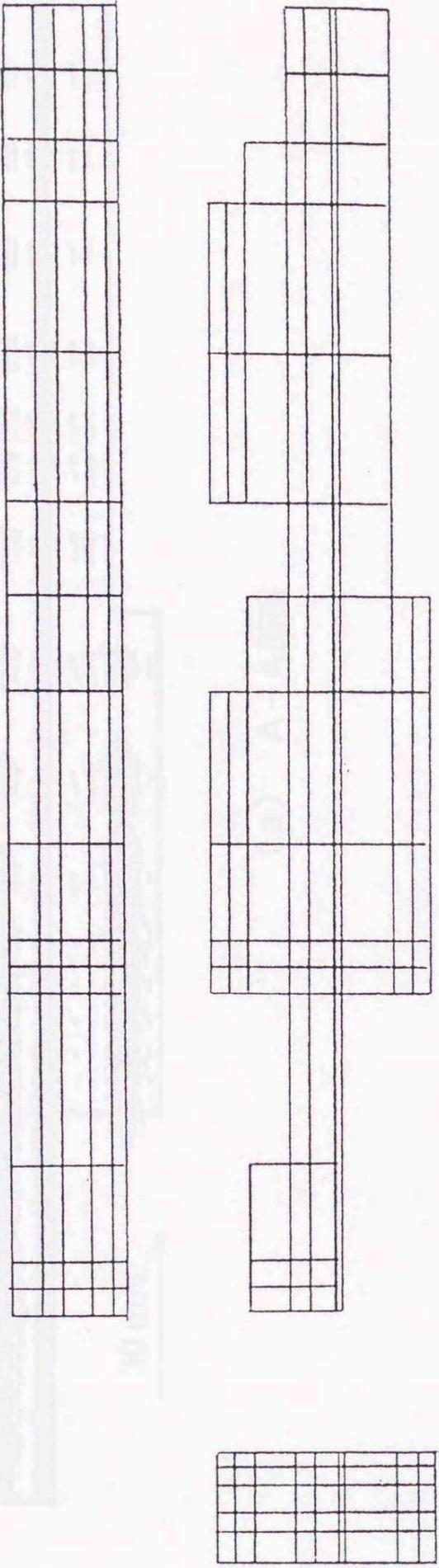
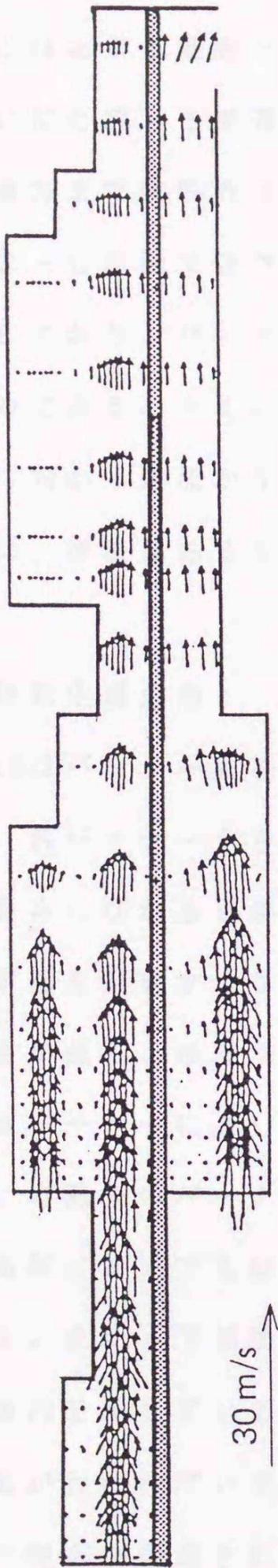
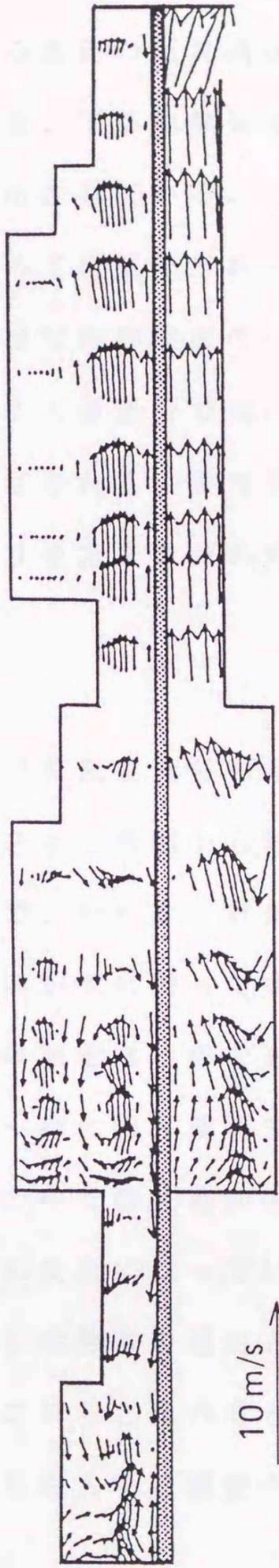


図 4-1-7 連続式加熱炉の伝熱解析用メッシュ分割



(a) A-A断面



(b) 対称 (C-C) 断面

図4-18 連続式加熱炉のフローパターン解析結果

焼ガスとはあまり混合されず、予熱帯に入る直前の天井高が下がった部分で互いに合流し予熱帯に入っている。一方、下部加熱帯では上記と異なり、後方まで燃焼ガスが流れ出口より排出されている。これに反し、中心のC-C断面ではフローパターンが極めて複雑な三次元的な流れ模様を呈しており、バーナー付近の流れは明瞭な再循環流の一部を構成しているのである。とくに均熱帯から加熱帯に入る部分では、加熱帯から均熱帯に向かう逆流が生じていることが注目される。また下部加熱帯については、逆流はあるものの上記とは異なり後方まで流れている。

(2) 熱発生量分布

図4-19はバーナー軸を含むA-A断面での熱発生量分布を示したものである。各バーナーから噴出される燃料ガスは、周囲から流出する二次空気と混合しながら燃焼反応が進行するので、バーナー近傍で環状の等熱発生率面を形成することとなる。下流に向かうに従って燃料ガスと空気の混合が進み、単純な円筒状の等熱発生率面となるのである。この熱発生量はバーナーに近いほど、またバーナー軸に沿う個所で大きくなっている。均熱帯のバーナーについては、その中での反応が完了しておらず、加熱帯においてもなお熱発生が認められ長炎になっているものと考えられる。また、下部加熱帯のバーナーでも均熱帯の場合と同様に長炎となる傾向を示している。上部加熱帯ではこれらと比べると短い領域で燃焼反応が行われている。これは均熱帯から流入する燃焼ガス流の影響を受けて混合が促進されるためと思われる。

(3) 化学量論比

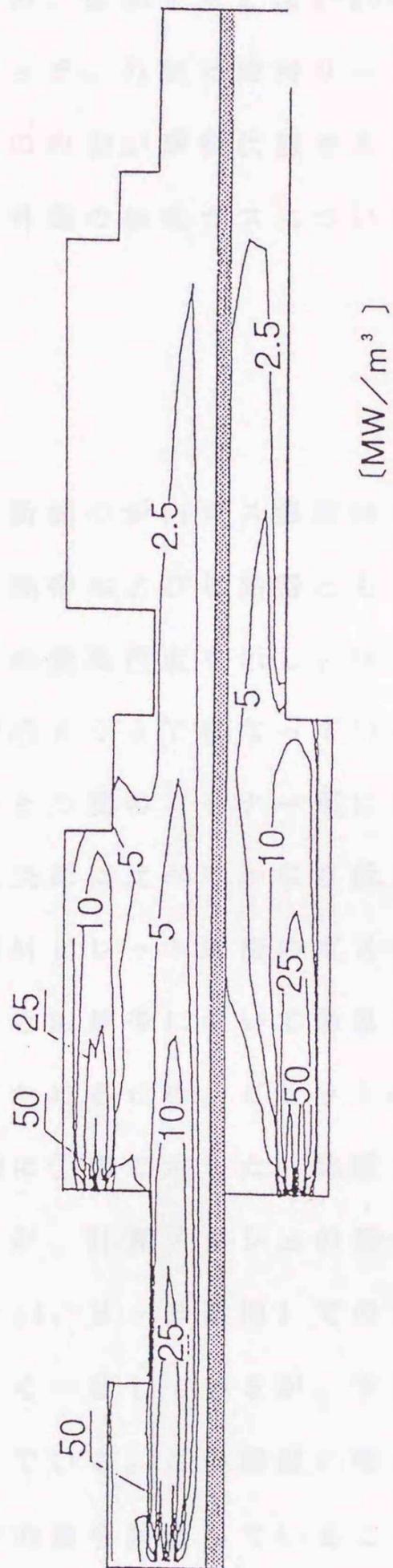


図4-19 連続式加熱炉の熱発生量分布解析結果

数値解析により燃料ガスと酸素が炉内でちょうど化学量論比（空気比 = 1.0）となる個所を求め、図示すると図4-20のとおりとなる。この量論比部分の内側は燃料リッチ、外側は燃料リーンの領域である。数値解析に際しては、この部分の内側が輝炎状態であるものとして火炎の吸収係数を 0.5 m^{-1} 、その外側の燃焼ガスについては吸収係数 0.22 m^{-1} を与えることとした。

（4）炉内ガス温度分布

バーナー軸を含む A - A 断面の炉内ガス温度分布の解析結果を示すと図4-21のとおりとなる。均熱帯および加熱帯ともバーナーから 3 m 程度離れた位置で約 1400°C の最高温度を示し、後方に向かうにしたがい徐々に低下し、ガス出口で約 600°C になっていることがわかる。また、バーナー取り付け面と天井との間のコーナー部に形成されている再循環流領域では、すぐ近くの火炎部に比べてかなり低い温度になっていることが注目される。一方、鋼材ビレット近傍のガス温度は、被加熱物としての冷却効果のため予熱帯と加熱帯において急激に低下しているのである。解析結果の妥当性を確かめるため、ビレットの上方 10 cm の位置でガス温度を測定し図4-22に○印で示した。比較されるガス温度の解析結果は同図中の実線であるが、計算メッシュの都合上ビレットの上方 22.5 cm の位置（図4-14、B - B 断面）での値である。実測値と計算値双方の傾向は互いによく一致しているが、予熱帯および加熱帯前方では計算値が多少高くなっている。この程度の相違はあるものの、計算値は測定値より多少上方での値を評価していること、測定に際してふく射補正等を施していないことなどを考えると、解析結果は実測結果とほ

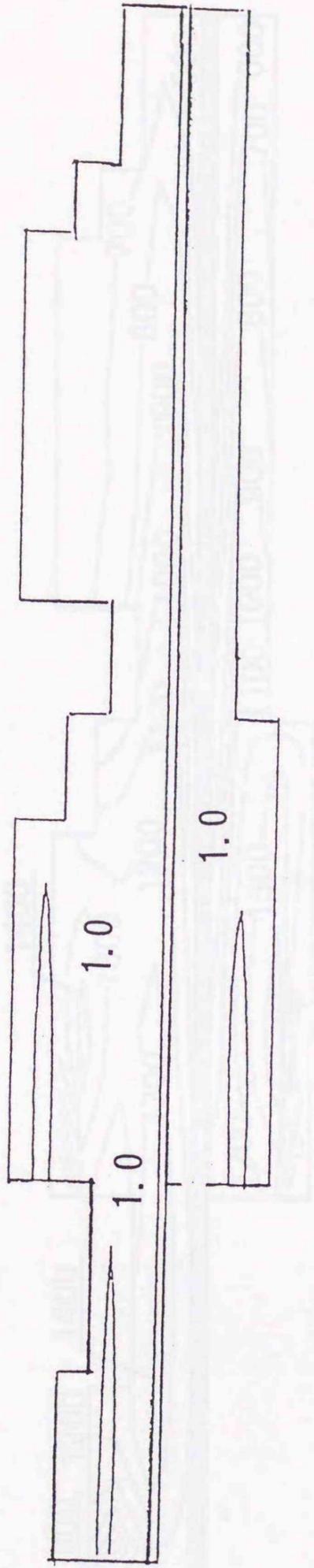


図4-20 連続式加熱炉の化学量論比解析結果

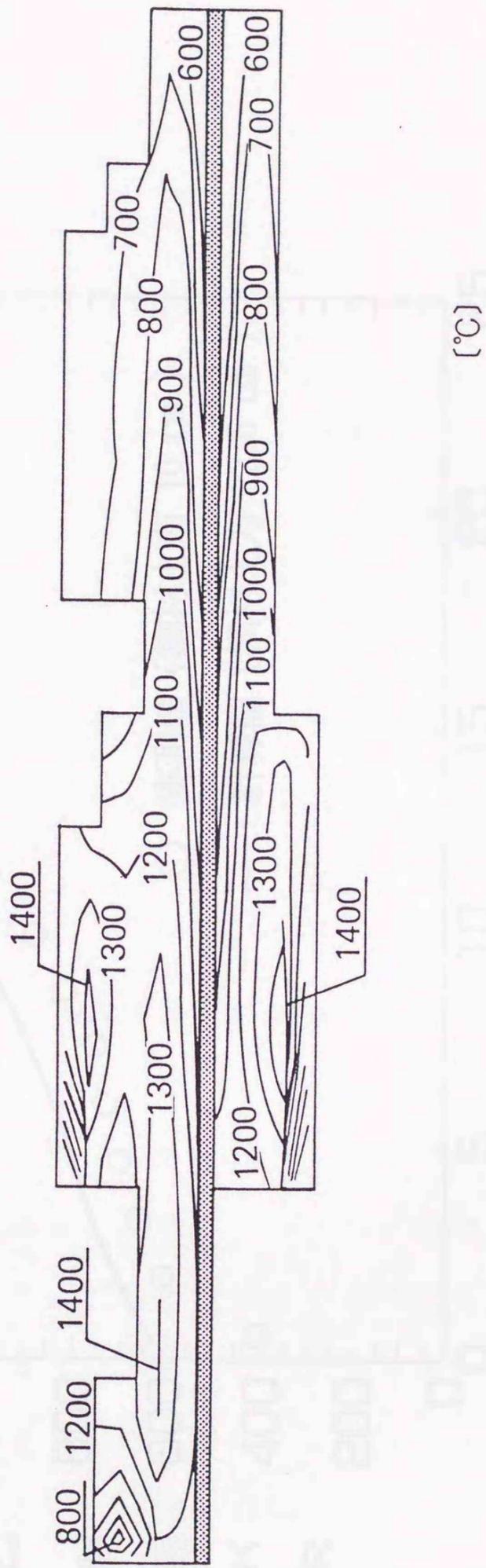


図4-21 連続式加熱炉の炉内ガス温度分布解析結果

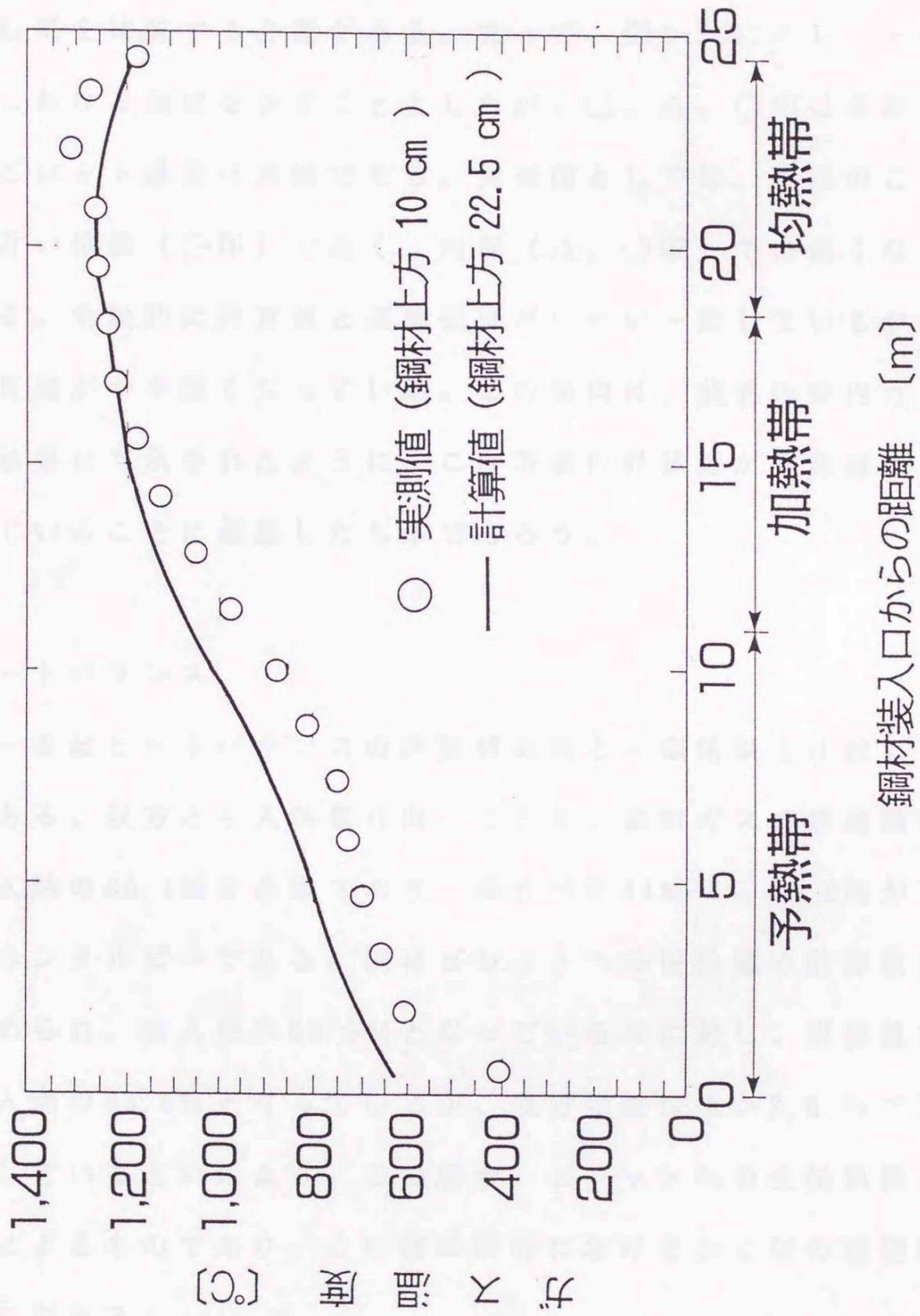


図4-22 連続式加熱炉の炉内ガス温度実測結果との比較

ば合っているものといえよう。

(5) 鋼材ビレットの昇温特性

加熱炉にて重要とされる鋼材ビレットの昇温特性についても、解析結果と実測結果を比較する必要がある。従って、図4-23にビレットの厚さ方向各点における温度を示すこととしたが、□、△、○印は実測値、計算によるビレット温度は実線である。実測値としては、当然のことながら表面に近い位置（□印）で高く、内部（△、○印）では低くなっているのである。全般的に計算値と実測値はだいたい一致しているが、加熱帯では計算値がやや高くなっている。この傾向は、前述の炉内ガス温度分布解析結果にて示されたように、この帯域の計算値が実測値より多少高くなっていることに起因したものであろう。

(6) ヒートバランス

表4-3はヒートバランスの計算値結果と実測結果を比較して示したものである。双方とも入熱量は同一であり、燃料ガスの燃焼熱12.92 MWが全入熱の84.1%を占めており、残りの2.44 MW、15.9%が予熱空気の保有エンタルピーである。鋼材ビレットへの伝熱量の計算値は9.34 MWと求められ、全入熱の60.8%となっているのに対し、実測値は9.74 MW、全入熱の63.4%となっているが、双方の差は僅か2.6%で互いに良く一致しているといえよう。この場合、ビレットへの全伝熱量の96%がふく射によるものであり、この種の解析におけるふく射の重要性が認められたのである。

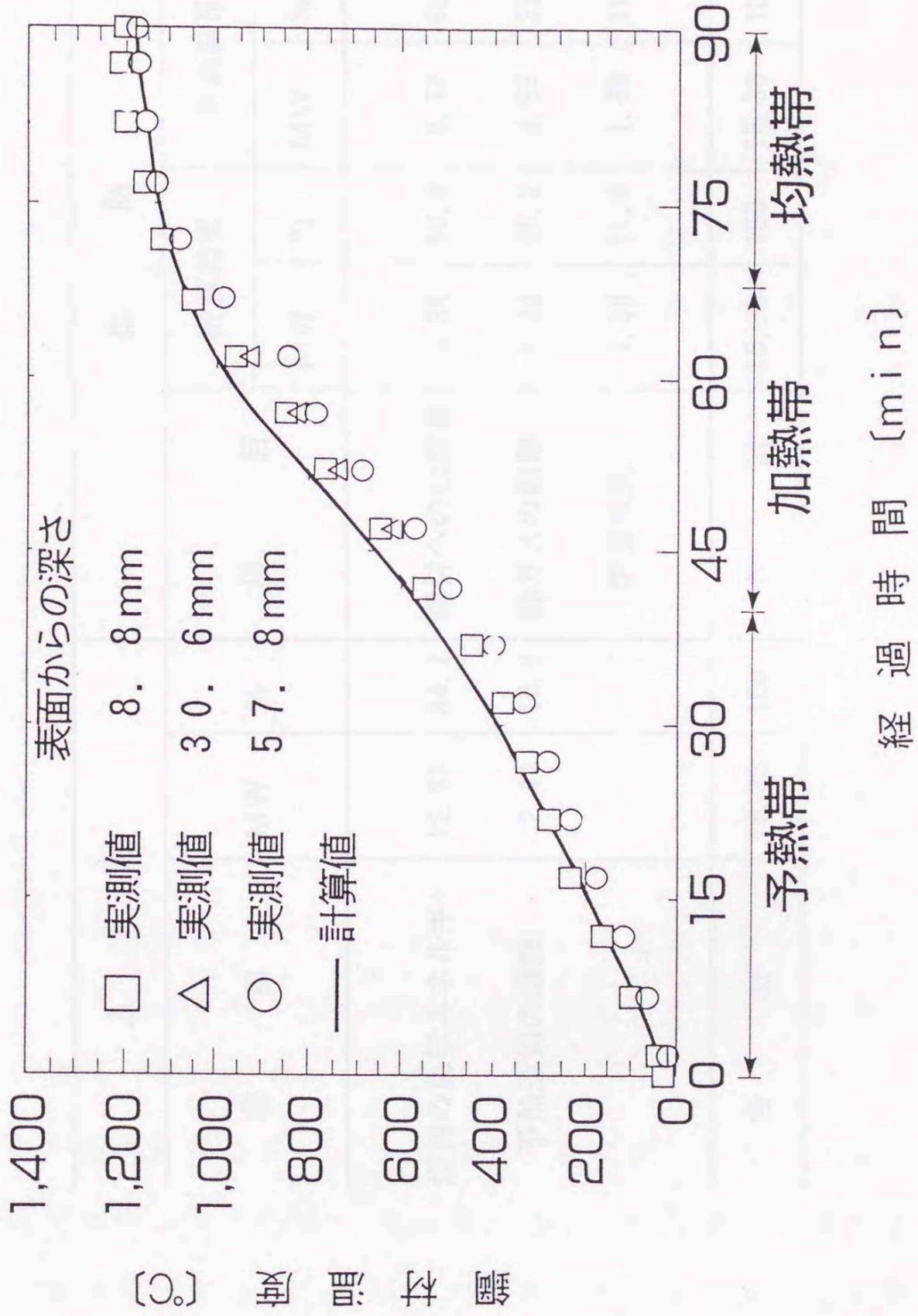


図4-23 鋼材ビレットの昇温特性実測結果との比較

表 4 - 3 連続式加熱炉のヒートバランス実験結果との比較

入 熱		出 熱					
項 目	MW	%	項 目	計算結果		実測結果	
				MW	%	MW	%
燃料の化学エネルギー	12.92	84.1	鋼材への伝熱量	9.34	60.8	9.74	63.4
予熱空気の顕熱	2.44	15.9	排ガスの顕熱	4.33	28.2	3.93	25.6
			炉壁損失	1.69	11.0	1.69	11.0
合 計	15.36	100	合 計	15.36	100	15.36	100

4 . 4 ま と め

ふく射性ガスを含む三次元任意形状閉空間のふく射伝熱解析法について検討し、ふく射伝熱が支配的な工業用加熱炉の例に適用し、炉性能の解析を行い以下の結論を得た。

(1) 本研究に基づく伝熱計算を行う際に必要となる速度分布、熱発生量分布は、別途流体計算により求めることとし、流体計算においては加熱炉に設置したバーナーに供給される燃料と空気の渦塊が混合しながら燃焼反応が進むと考え、燃焼熱を発生する過程および炉内における流動状況を汎用コード PHOENICS により求めたが、引き続き行われる伝熱計算により求める温度分布を反復導入することにより双方の計算を実行することができることを示した。

(2) 流体計算と伝熱計算をそれぞれ独立したコードにより行うに際し、まず炉内の温度を一様と仮定した流体計算から開始し、上述の過程を経てふく射を含む伝熱計算の結果も同時に満足する収束解を求めればよいことになるが、この間の繰り返し数は数回で十分であった。

(3) このような数値解析法を、鋼材加熱炉に適用して、フローパターン、発熱量分布、温度分布、熱流束分布等を求めたが、その結果は実機の性能予測に適用できることを示した。

(4) 鋼材加熱炉の炉床上 0.1 m に設置された鋼材への伝熱量は、表面への値が鋼材自身により高温火炎から遮られている裏面の値の 10 倍程度となり、熱流束分布は表面では火炎温度との、また裏面では炉床表面温度分布との相関が認められた。

(5) ついで、連続式加熱炉に適用し、鋼材ビレットの昇温曲線、温度分布、エネルギーバランス等の解析値を求め、実作業時の測定値と比較し、実用上十分な精度で互いに一致することがわかったので、本研究による解析法の妥当性を確認することができた。

5 . 結 論

居室において人体や家具が配置され、あるいは加熱炉内に任意形状物体が設置された複雑な三次元形状閉空間内のふく射伝熱を解析するための実用的解法について研究するとともに、その解析法を種々の例に適用することにより実用性と精度につき検討を加え以下に示す結論を得た。

(1) 三次元任意形状閉空間を考え、その内部に遮蔽物体が設置されている複雑な系のふく射伝熱解析を行うため、空間指標と面指標を導入して各分割面あるいは空間のゾーンを系統的に指定することを提案した。

(2) 空間指標と面指標を用いることにより、モンテカルロ法を適用して容易に直接交換面積を求め得ることを示した。

(3) 一般のゾーン法では直接交換面積を求めることが困難なガスのふく射性質が一様でない場合も、モンテカルロ法を適用することにより取り扱うことができるようになった。

(4) モンテカルロ法にて求める直接交換面積については、各ゾーンの相互関係と総和関係を満足させるため重み付き平均対称化操作を行うことを提案し、直接交換面積の計算精度が著しく向上することを確かめた。

(5) 直接交換面積が求めればゾーン法を適用して全交換面積に変換できるので、各分割面での相互反射を考慮したふく射伝熱解析が行えることを示した。

(6) ふく射伝熱に加えて、対流伝熱、熱伝導、流れによるエンタルピー輸送、熱発生等を考慮したエネルギーバランス式を導き非線形多元連立方程式にまとめ、ニュートン・ラプソン法とガウス・ザイデル法を併用することにより容易に解くことができることを示した。

本研究による三次元任意形状閉空間のふく射伝熱解析法を、室内空間の温熱環境解析に応用することとし、まず最初に、会議機の周りに8人が着席している床暖房が施された事務所ビルの会議室の例を対象として選び、ふく射伝熱、対流伝熱などによる熱授受を考慮して種々の数値解析を行ない以下の結論を得た。

(7) 人体の局所温冷感を検討するための皮膚温度と着衣量が任意に与えられる分割人体モデルを提案し、室内の各位置における人体局所のふく射環境を予測できることを示した。

(8) 床暖房の温ふく射面と窓側等の冷ふく射面の存在により、窓際のペリメータゾーンにおいて強い不均一ふく射が生ずることがわかった。

(9) 不均一ふく射が顕著に現れる場合には、温冷感指標として一般的なPMVの適用のみでは不十分で、局所面ふく射温度等を求めてふく射環境を適切に評価する必要がある。

(10) ペリメータゾーンにおいて生ずる不均一なふく射環境は、外壁の断熱化を図ることにより相当の改善が期待できるが、その際の値を定量的に示すことができた。

(11) 着席した人体まわりのふく射環境に及ぼす会議機の影響を調べ、

その裏面を反射面とすることにより、下半身への暖房効果を高め得ることがわかった。

つぎに、ふく射実験室を設置し床、天井、壁の各壁面温度を任意にコントロールできるように考慮したが、窓を模擬した冷却面を設けて不均一ふく射条件も与えている。また、会議机と椅座位の人体モデルを室内に配置し、天井暖房時のふく射環境を人体モデルの部位ごとに測定するとともに、ふく射伝熱解析を行って解析値と測定値を比較し以下の結論を得た。

(12) パネル表面温度 29.7°C の条件で、人体モデル局所のふく射環境を表す面ふく射温度 PRT は頭頂部で 25.9°C と最も高く、窓に向き合った頭部と胴部で $17.9 \sim 18.7^{\circ}\text{C}$ と低くなり、全体として「頭熱足寒」の傾向が現れる。

(13) 室内各部の表面温度の解析値と測定値は互いによく一致している。

(14) 解析値と測定値の人体モデル局所の PRT の差は 0.6°C 以内であり、本研究によるふく射解析法により室内のふく射環境を予測できることがわかった。

(15) 天井パネル表面温度を 30°C 程度とした場合には、 PMV の評価ではおおむね良好な温熱環境と判断され、 $ISO 7730$ の推奨条件と比べても十分快適な状態とみなすことができる。

本研究による三次元任意形状閉空間のふく射伝熱解析法をふく射伝熱が支配的な工業用加熱炉の例に適用し、炉性能の解析を行い以下の結論を得た。

(16) 伝熱計算を行う際に必要となる速度分布、熱発生量分布は、別途流体計算により求めることとし、バーナーに供給される燃料と空気の渦塊が混合しながら燃焼反応が進むと考え、燃焼熱発生過程および炉内の流動状況を汎用コード P H O E N I C S により求めたが、引き続き行われる伝熱計算により求める温度分布を反復導入して双方の計算を実行することができることを示した。

(17) 流体計算と伝熱計算をそれぞれ独立したコードにより行うに際し、まず炉内の温度を一様と仮定した流体計算から開始し、ふく射を含む伝熱計算の結果も同時に満足する収束解を求めればよいことになるが、繰り返し数は数回で十分であった。

(18) このような数値解析法を、鋼材加熱炉に適用して、フローパターン、発熱量分布、温度分布、熱流束分布等を求めたが、その結果は実機の性能予測に適用できることを示した。

(19) 鋼材加熱炉の炉床上 0.1 m に設置された鋼材への伝熱量は、表面への値が裏面の値の 10 倍程度となり、熱流束分布は表面では火炎温度との、また裏面では炉床表面温度分布との相関が認められた。

(20) ついで、連続式加熱炉に適用し、鋼材ビレットの昇温曲線、温度分布、エネルギーバランス等の解析値を求め、実操業時の測定値と比較し互いに一致することがわかったので、本研究による解析法の妥当性を確認することができた。

6 . 謝 辞

本論文をまとめるに際し、北海道大学工学部機械工学科谷口博教授には終始御懇切で適切なお指導とご助言を賜りました。衷心より感謝申し上げます。

北海道大学工学部機械工学科伊藤献一教授、原子工学科石黒亮二教授、大型計算機センター三好克彦教授、工学部衛生工学科落藤澄教授、機械工学科工藤一彦助教授には終始御懇切で適切なお指導を賜りました。衷心より感謝申し上げます。

受理審査委員長の北海道大学工学部機械工学科宮本登教授、受理審査委員の北海道大学工学部機械工学科岸田路也教授、木谷勝教授、金内忠彦教授、村山正教授、機械工学第二学科福迫尚一郎教授、飯田誠一教授には御懇切なお指導を賜りました。心より感謝申し上げます。

東京大学生産技術研究所村上周三教授、加藤信介助教授には、2. 3節の直接交換面積の精度を改善するための対称化の方法について貴重なご意見を頂戴し、有益な示唆を得ましたことに対して感謝の意を表します。

東京ガス株式会社取締役研究推進部長井上二郎博士には、終始変わらず心のこもった叱咤激励をしていただきました。エネルギー技術研究所の川瀬晃所長、徳本恒徳副所長には折にふれて温かく励ましていただきました。エネルギー技術研究所伝熱・流体チームの今成岳人研究員には3. 3節の実験を行うに際し、また、永田敬博主任研究員には4. 2節、4. 3節の計算を行うに際しご協力をいただきました。産業営業部の仲町一郎マネージャーには、4. 3節の実験および実操業時の鋼材圧延炉

の測定につき多大のご協力を得ました。ここに、心より感謝の意を表します。

これらの方々のご協力なしでは、本論文はとてもまとまらなかったと思われます。再度深甚なる感謝の意を表する次第です。

(1) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(2) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(3) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(4) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(5) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(6) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(7) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(8) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(9) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

(10) 佐藤、新報、昭和十一年四月二十一日、第...頁

7. 文 献

- (1) 渡辺：建築計画原論Ⅲ，（1965）， pp.262～265, 丸善
- (2) 中村，松尾，松本，土屋，橋，宮田：新建築学体系第10巻
（環境物理），（1984）， pp.44～45, 彰国社
- (3) 中村：建築都市空間内の人体に対する熱放射場の表現方法について，日本建築学会計画系論文報告集，No. 376（1987），
pp.29～35
- (4) 貝塚，岩本：放射授受を含めた非定常暖房室内の熱環境の数値予測，空気調和・衛生工学会論文集，No.38（1988）， pp.67～75
- (5) 水野，Ghaemmaghami，内藤：熱環境の質を考慮した暖房室の貫流損失に及ぼす室内ふく射熱の影響に関する基本的検討（第3報），
空気調和・衛生工学会論文集，No.31（1986）， pp.19～28
- (6) 八木，国井：工業窯炉，（1963）， pp.39～50, 共立出版
- (7) 鉄鋼便覧第Ⅲ巻（圧延基礎・鋼板），（1980）， pp.8～15, 丸善
- (8) Rosten, H. I. and Spalding, D. B., The PHOENICS Beginner's
Guide, TR/100,（1987）， pp.1.1～1.4, CHAM.
- (9) Hottel, H. C. : Radiative Transfer,（1967）， pp.365～377,
McGraw-Hill
- (10) Hottel, H. C. and Cohen, E. S. : Radiant Heat Exchange in a
Gas-Filled Enclosure (Allowance for Non-Uniformity of Gas
Temperature), A. I. Ch. E. J., Vol.4 No.1（1958）, pp.3～14

- (11) Howell, J. R. and Perlmutter, M.: Monte Carlo Solution of Thermal Transfer through Radiant Media between Gray Walls, Trans. ASME. Ser. C, Vol. 86 No. 2 (1964), pp. 116~122,
- (12) 谷口, 船津: 三次元火炉内の温度分布解析, 日本機械学会論文集 Vol. 36 No. 284 (1970), pp. 610~621
- (13) Siegel, R. and Howell, J. R.: Thermal Radiation Heat Transfer, 2nd ed. (1981), pp. 751 ~ 767, McGraw-Hill,
- (14) Steward, F. R. and Guruz, H. K.: Heat transfer in flames (Mathematical Simulation of an Industrial Boiler by the Zone Method of Analysis), (1974), pp. 29 ~ 45, John Wiley & Sons.
- (15) 大森: 工業用熱設備の性能予測法の研究 (モンテカルロ法と組合わせたゾーンメソッドによる1次元ふく射熱伝達の解析)、東京ガス技研報告、No. 26 (1982), pp. 169~179
- (16) 大森: 室内温熱環境予測法の研究 (第1報, ふく射伝熱解析法の開発と床暖房により形成される温熱環境の予測)、東京ガス技研報告、No. 32 (1988), pp. 247~263
- (17) 大森、後藤、谷口: 室内温熱環境予測法の研究 (第1報ふく射・対流共存系の解析法と温熱環境予測人体モデル)、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(1988), pp. 301~303
- (18) Omori, T., Taniguchi, H., Kudo, K.: Radiative Heat Transfer Analysis of Indoor Thermal Environment, Proc. 6th Int. Conf. on Numerical Methods for Thermal Problems, (1989), pp. 730~740

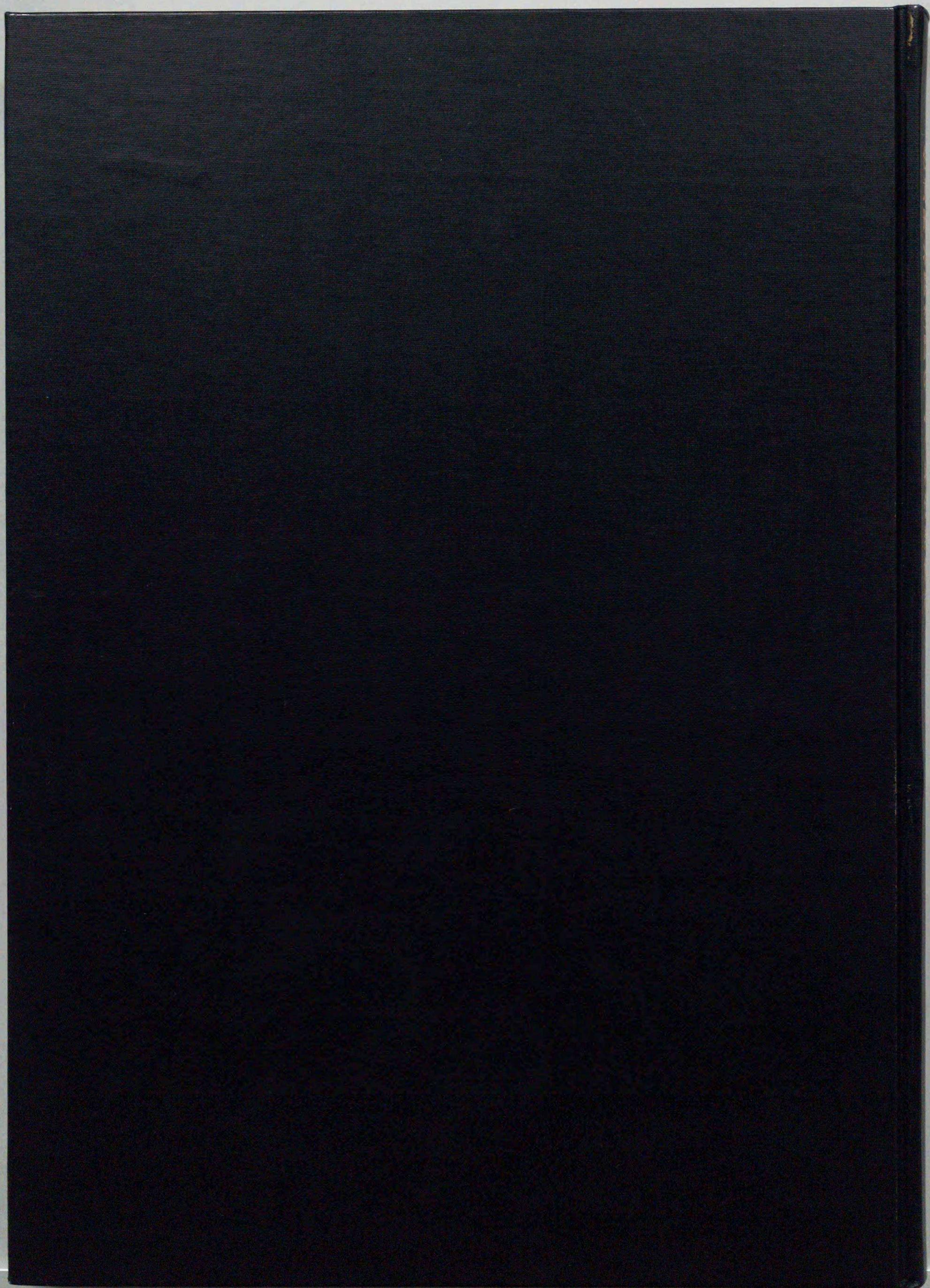
- (19) 大森、谷口、工藤：室内ふく射環境の解析法の開発と床暖房への適用、空気調和・衛生工学会論文集、No.42 (1990), pp.9~18
- (20) Omori, T., Taniguchi, H., Kudo, K.: Monte Carlo Simulation of Indoor Radiant Environment, Int. J. Numerical Methods in Engineering, Vol.30, No.4 (1990), pp.615 ~ 627
- (21) 大森、永田、谷口、工藤：工業燃焼炉の三次元伝熱解析（モンテカルロ法とゾーン法を併用した解法と鋼材加熱炉への適用）、日本機械学会論文集（B編）、Vol.57 No.542 (1991), pp.3491 ~ 3498
- (22) 村上、加藤、大森、崔、小林：複雑形状室内空間における熱環境場の対流、放射連成シミュレーション、東京大学生産研究、Vol.44 No.2 (1992), pp.56 ~ 63
- (23) 大森、村上、加藤、崔、小林：閉鎖空間内の対流場と放射場の連成シミュレーション（その7、モンテカルロ法による放射計算の精度検討）、空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集、(1992), pp.653~656
- (24) 小林、村上、加藤、大森、崔：閉鎖空間内の対流場と放射場の連成シミュレーション（その8、複雑形状室内空間における熱移動解析）、空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集、(1992), pp.657~660
- (25) Horikoshi, T. and Kobayashi, Y. : Configuration Factors between a Rectangular Solid as a Model of the Human Body and Rectangular Planes, for Evaluation of the Influence of Thermal Radiation on the Human Body (I. Calculation of

- Configuration Factors for the Rectangular Solids), Trans. Architectural Institute of Japan, No. 253 (1977), pp. 91~102
- (26) Fanger, P. O: Thermal Comfort, (1972), pp. 156~198, McGraw-Hill
- (27) 土川, 小林, 堀越, 三輪, 蔵澄, 平山: 実測による人体の有効放射面積および人体と矩形面との間の形態係数に関する研究, 日本建築学会計画系論文報告集, No. 388 (1988), pp. 48 ~ 59
- (28) 伊藤: 暖冷房環境とふく射, 日本建築学会環境工学委員会熱小委員会第16回熱シンポジウム, (1986), pp. 59 ~ 62
- (29) 田中 (訳): 国際規格 I S O 7730 適度な温熱環境 - P M V と P P D 指標の決定と熱的快適条件の明細, 空気調和・衛生工学誌, Vol. 61 No. 3 (1987), pp. 53 ~ 58
- (30) McIntyre, D. A. : Indoor Climate, (1980), pp. 14 ~ 15 Applied Science Publishers
- (31) 1987 ASHRAE HANDBOOK (Heating, Ventilating, and Air-Conditioning Systems and Applications), pp. 16.1~16.2
- (32) 渡辺: 建築計画原論Ⅲ, (1965), pp. 272~273, 丸善
- (33) Fanger, P. O: Thermal Comfort, (1972), pp. 110 ~ 133, McGraw-Hill
- (34) 持田, 森山: 人体を円筒モデルとした対流熱伝達率の研究, 北海道大学工学部研究報告, No. 140 (1988), pp. 39~50

- (35) 今成、大森：天井暖房時の人体周囲のふく射環境、空気調和・衛生工学会北海道支部第25回学術講演会講演論文集、(1991)、pp. 21 ~ 24
- (36) 谷口：モンテカルロ法による三次元ガスふく射の解析，日本機械学会論文集，Vol. 34 No. 261 (1968)，pp. 897 ~ 908
- (37) 早坂，谷口，工藤，田代：任意形状火炉内の放射熱伝達の解析，火力原子力発電，Vol. 34 No. 2 (1983)，pp. 165 ~ 178
- (38) 早坂，工藤，谷口，仲町，大森，片山：放射熱線法による放射熱伝達の解析（二次元モデルでの検討），日本機械学会論文集（B編），Vol. 52 No. 476 (1986)，pp. 1734 ~ 1740
- (39) 谷口，工藤，熊谷，郭，片山，中村：放射熱線法による円筒形ガス改質炉内の三次元放射伝熱解析，日本機械学会論文集（B編），Vol. 55 No. 514 (1989)，pp. 1724 ~ 1728
- (40) Taniguchi, H., Yang, W., Kudo, K., Hayasaka, H., Oguma, M., Kusama, A., Nkamachi, I and Okigami, N. : Radiant Transfer in Gas Filled Enclosures by Radiant Energy Absorption Distribution Method, Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf., (1986), pp. 757 ~ 762
- (41) 松村，八木，芝山，早坂：日本機械学会論文集（B編），Vol. 54 No. 503 (1988)，pp. 1830 ~ 1835
- (42) Siddall, R. G. : Flux Methods for the Analysis of Radiant Heat Transfer, J. Inst. Fuel, Vol. 47 No. 391 (1974), pp. 101 ~ 109

- (43) Magnussen, B. F. and Hjertager, B. H. : On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion, Proc. 16th Symp (Int.) Combustion, (1977), pp. 719~729
- (44) 大森、永田、谷口、工藤：工業燃焼炉の三次元伝熱解析（第1報、複雑な形状を有する閉空間の解析法）、日本機械学会熱工学部門講演会講演論文集、(1990), pp. 135~136
- (45) Omori, T., Nagata, T., Taniguchi, H., Kudo, K. : Three-Dimensional Heat Transfer Analysis of a Steel Heating Furnace, Proc. 7th Int. Conf. on Numerical Methods for Thermal Problems, (1991), pp. 1346 ~ 1356
- (46) 大森、永田、谷口、工藤：工業燃焼炉の三次元伝熱解析（第3報、圧延炉の伝熱解析）、日本機械学会熱工学部門講演会講演論文集、(1991), pp. 109~110
- (47) 仲町、児玉：天然ガス輝炎バーナの開発、工業加熱, Vol. 20 No. 1 (1983), pp. 17~25
- (48) Omori, T: Performance Prediction of Axisymmetric Two Dimensional Furnaces Using the Zone Method Combined with the Monte Carlo Method., International Flame Research Foundation 7th Members Conference, (1983), pp. 23.1~23.29
- (49) 大森、永田、谷口、工藤：工業燃焼炉の三次元伝熱解析、第5回日本燃焼研究会 - J F R C 合同研究会、(1990)、pp. 2.1~2.16

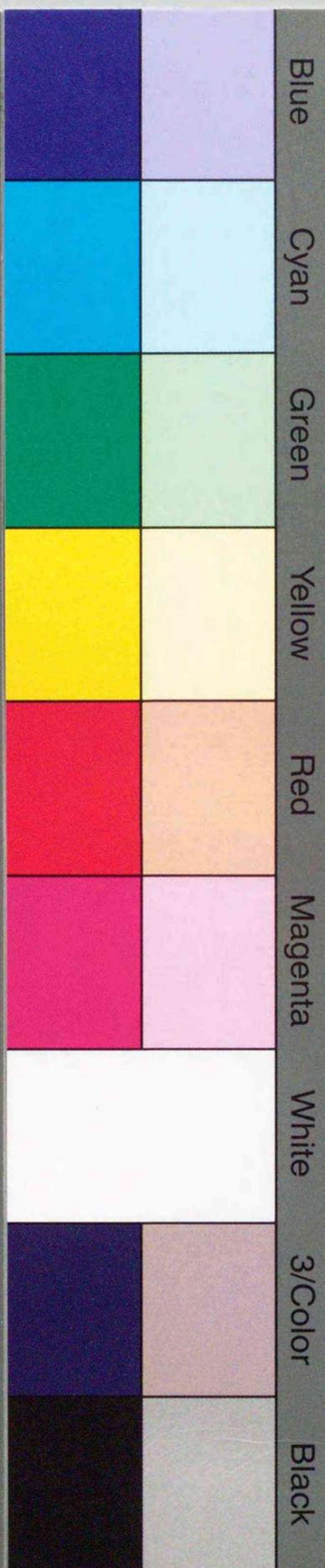
(50) 大森、永田、谷口、工藤：工業燃焼炉の三次元伝熱解析（第2報，
鋼材加熱炉の伝熱解析）、日本機械学会熱工学部門講演会講演論
文集、(1990), pp.137~138



inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

