

# 冷却円柱周りの水蒸気の凝縮を伴う流れの物質伝達

総合研究大学院大学

吹場 活佳

# 目次

## 記号の説明

第1章 序論 .....	1
1.1 背景：空気予冷却器における着霜問題	
1.2 物質伝達の研究としての位置づけ	
1.3 本研究の目的	
1.4 各章の構成	
第2章 冷却円柱周りの質量流束の計測 .....	7
2.1 実験手法とその精度	
2.1.1 実験方法	
2.1.2 放射温度計による表面温度計測	
2.2 実験結果	
2.2.1 映像	
2.2.2 質量流束の計測結果	
2.3 まとめ	
第3章 数値解析 .....	23
3.1 基礎方程式	
3.1.1 流れ場の基礎方程式	
3.1.2 凝縮の支配方程式	
3.1.3 核成長モデルの妥当性の確認	
3.2 計算手法	
3.2.1 方程式の離散化	
3.2.2 境界条件	
3.3 計算手法の妥当性の確認	
3.3.1 Lamb 渦	
3.3.2 円柱の揚力係数，抗力係数，ストローハル数	
3.3.3 円柱の熱伝達	
第4章 熱泳動による粒子の運動の数値解析 .....	44
4.1 過去の熱泳動流れ場解析と本研究の位置づけ	
4.2 計算手法	
4.3 Goran らによる解析結果との比較	
4.4 加熱平板周りの境界層流れ	
4.4.1 流れ場	
4.4.2 計算結果	

4.5	冷却／加熱円柱周りの熱泳動流れ	
4.5.1	加熱円柱	
4.5.2	冷却円柱	
4.6	まとめ	
第5章	冷却円柱周りの物質伝達 .....	57
5.1	流れ場	
5.2	計算手法および計算条件	
5.3	計算結果および考察	
5.3.1	表面温度の低下に伴うミストの発生	
5.3.2	表面温度の質量流束への影響	
5.3.3	凝縮モデルの違いによる影響	
5.3.4	質量流束の $Re$ 数依存性	
5.4	まとめ	
第6章	結論 .....	83
参考文献	.....	85

## 記号の説明

$a$	= 音速	[m/s]
$c$	= 質量分率	
$c_p$	= 定圧比熱	[J/kg/K]
$c_T$	= 熱泳動係数	
$d$	= 円柱径	[m]
$d_p$	= 粒子径	[m]
$D$	= 拡散係数	[m <sup>2</sup> /s]
$e$	= 単位体積あたりエネルギー	[J/m <sup>3</sup> ]
$g$	= 重力加速度	[m/s <sup>2</sup> ]
$Gr_d$	= 直径基準グラスホフ数	
$J$	= 座標変換ヤコビアン	
$k$	= ボルツマン定数	[J/K]
$Kn$	= クヌーゼン数	
$L$	= 凝縮潜熱	[J/kg]
$M$	= 分子量	[kg/mol]
$\dot{m}$	= 質量流束	[kg/m <sup>2</sup> /s]
$m$	= 分子質量	[kg]
$n$	= 数密度	[個/m <sup>3</sup> ]
$N^+$	= 臨界凝縮核生成率	[個/m <sup>3</sup> /s]
$p$	= 圧力	[Pa]
$r$	= ミスト粒子半径	[m]
$R$	= 気体定数	[J/Kg/K]
$R_0$	= 普遍気体定数	[J/mol/K]
$Re$	= 直径基準レイノルズ数	
$s$	= 粒子の表面積	[m <sup>2</sup> ]
$Sc$	= シュミット数	
$Sh$	= シャーウッド数	
$t$	= 時間	[s]
$T$	= 温度	[K]
$u_i$	= $x_i$ 方向速度成分 ( $i=1,2$ )	[m/s]
$U_i$	= 反変速度の $\xi_i$ 成分	[m/s]
$v_\theta$	= 周方向速度	[m/s]
$x_i$	= デカルト座標成分( $i=1,2$ )	[m]
$x_s$	= 加熱開始位置	[m]
$y$	= 平板解析における鉛直方向座標	[m]
$\alpha$	= Lamb 渦の定数	[m]



$\beta$	= 体膨張係数	[1/K]
$\Gamma$	= 循環	[m <sup>2</sup> /s]
$\delta_{ij}$	= クロネッカーのデルタ	
$\eta$	= 半径方向座標成分	[m]
$\lambda$	= 熱伝導係数	[W/m/K]
$\mu$	= 粘性係数	[Pa · s]
$\nu$	= 動粘性係数	[m <sup>2</sup> /s]
$\xi_i$	= 曲線座標成分( $i=1,2$ )	[m]
$\rho$	= 密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_m^+$	= 凝縮物質量増加率	[kg/m <sup>3</sup> /s]
$\sigma$	= 表面張力	[N/m]
$\tau$	= 応力	[N/m <sup>2</sup> ]
$\phi$	= 過飽和度	

#### 添 字

ave	= 平均量
c	= 臨界状態
cr	= 臨界凝縮核
m	= ミスト
p	= 粒子
sat	= 飽和状態
T	= 熱泳動
v	= 水蒸気
w	= 壁面
$\infty$	= 一様流

## 第1章 序論

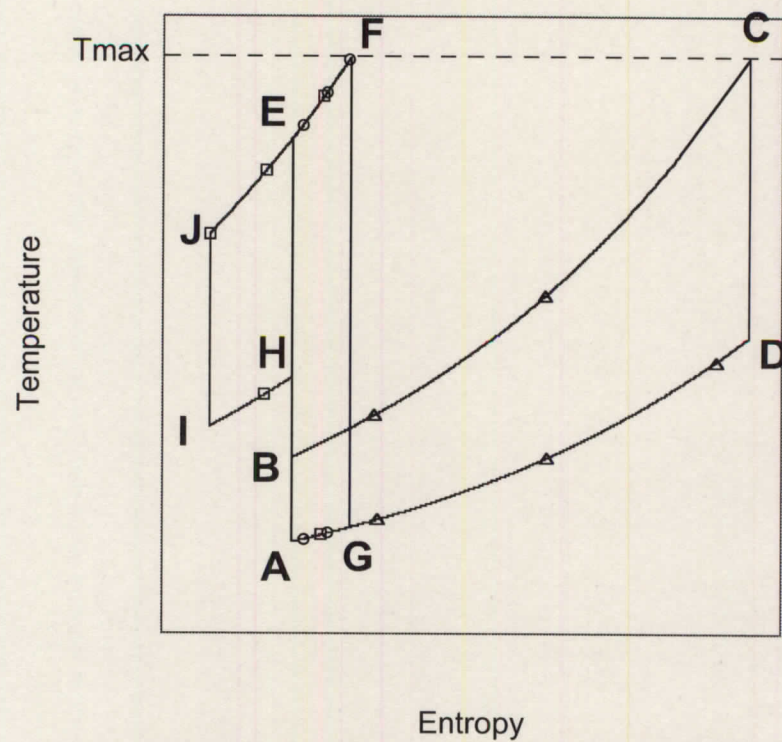
本章ではまず初めに本研究の動機となった極超音速飛行用空気吸い込み式エンジンの空気予冷却器における着霜の問題について述べる。また、本研究は物質伝達の研究という意味では伝熱工学の一分野における基礎研究となっており、この面からの本研究の位置づけを1.2節にて述べる。さらに1.3節では本研究の目的を、1.4節では各章の構成を示す。

### 1.1 背景：空気予冷却器における着霜問題

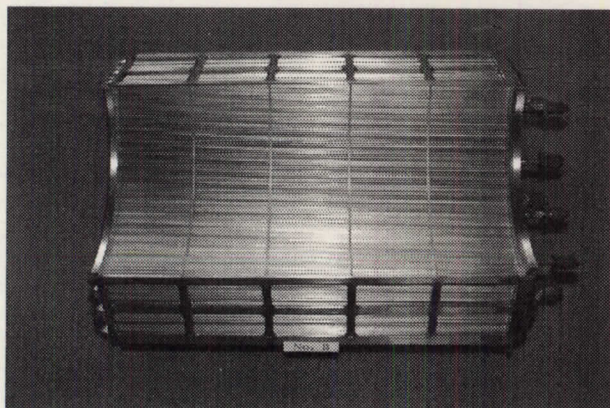
超音速旅客機や宇宙往還機用の推進機関として、極超音速で飛行可能なエアープリージングエンジンの開発研究が盛んに進められている。このうちターボジェットをベースにしたエンジンでは高速飛行時に吸入空気が加熱されるという問題が発生する。例えば動圧 50 KPa の飛行条件下において、Mach 6 まで加速した場合空気の全温は 1650 K にも達する。このように流入空気温度が高温の場合、構造材の熱的な問題が発生するだけでなく、燃焼により効率よくエネルギーを生成することができなくなるためエンジンの性能は極端に低下する。プリクーラは液体水素などの極低温燃料を冷媒として吸入した高温空気を冷却することによりこの問題を解決する熱交換器である<sup>(1)</sup>。

第1-1図に、典型的なジェットエンジンのサイクルであるブレイトンサイクルと、ブレイトンサイクルにプリクーラを装着した場合のサイクル線図を示す。A-B-C-D-A はインテークにおける圧縮のない状態でのサイクル線図で、地上からの離陸時の状態を示している。 $T_{max}$  は温度の上限値であり、通常ブレイトンサイクルではこの値はタービン翼材料の熱的限界により 1700 K 程度に制限される。機体が加速して Mach 数が 3 になると、サイクル線図は第1-1図の A-H-E-F-G-A のように変化する。ここで A-H は Mach3 の主流がインテークで減速されることにより起きる温度上昇である。この温度上昇により、サイクルは地上離陸状態に比べ縦長になり、結果として得られる仕事が激減する。一方、A-H-I-J-E-F-G-A はプリクーラを搭載したエンジンにおける予冷ブレイトンサイクルのサイクル線図である。この場合、主流の減速により吸入空気温度は A から H に上昇するが、その後プリクーラにより I の状態に冷却される。この冷却によりサイクル線図が広がり、高速飛行時においてもサイクルにより得ることができる仕事を増やすことができる。これがプリクーラの役割である。

これまでに ISAS/JAXA では、プリクーラを搭載した液体水素燃料エキスパンダサイクルジェットエンジン (ATREX) エンジンを開発し、のべ 3000 秒以上の燃焼試験を行ってきた<sup>(2)</sup>。その中で、プリクーラの冷却管に付着する霜がエンジン性能に多大な悪影響を及ぼすことがわかった<sup>(1,2)</sup>。第1-2図に、ATREX エンジンに搭載された Type-III プリクーラの写真と寸法を示す。材質はステンレス製であり、4 ユニットが組み合わさり円筒状の形状を構成する。第1-3図に、ATREX エンジン燃焼試験における推力と、プリクーラにおける全圧損失の時間変化を示す。図では時刻 0 sec で ATREX エンジンの燃焼を開始している。推力のグラフに着目すると、燃焼開始と共に回転数が徐々に上昇



第 1-1 図，予冷却ブレイトンサイクルのサイクル線図.




---

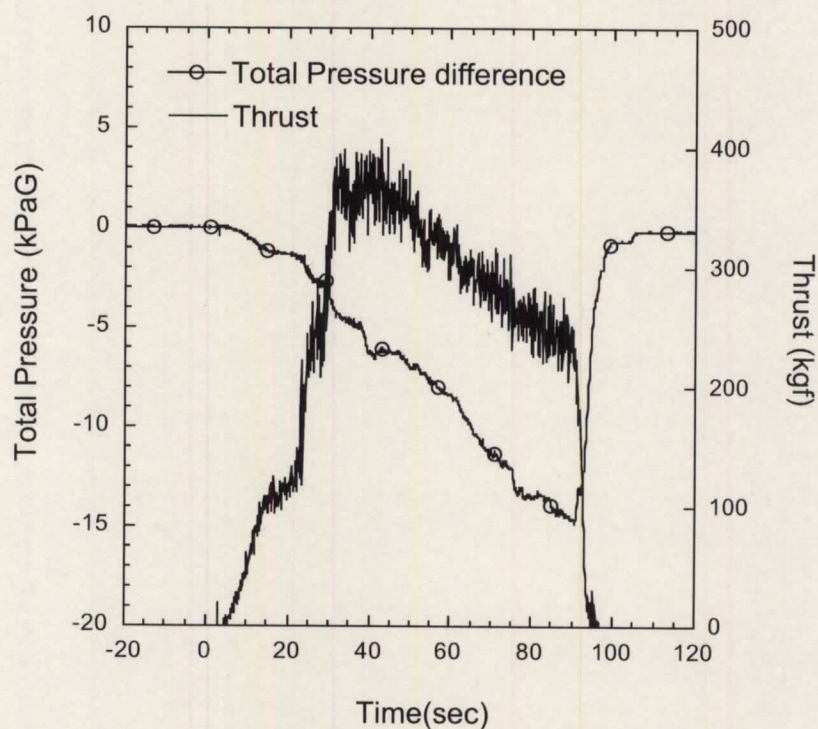
1 ユニット当たり	
外径	2 mm
肉厚	0.15 mm
長さ	525 mm
総本数	13464
質量	86 kg

---

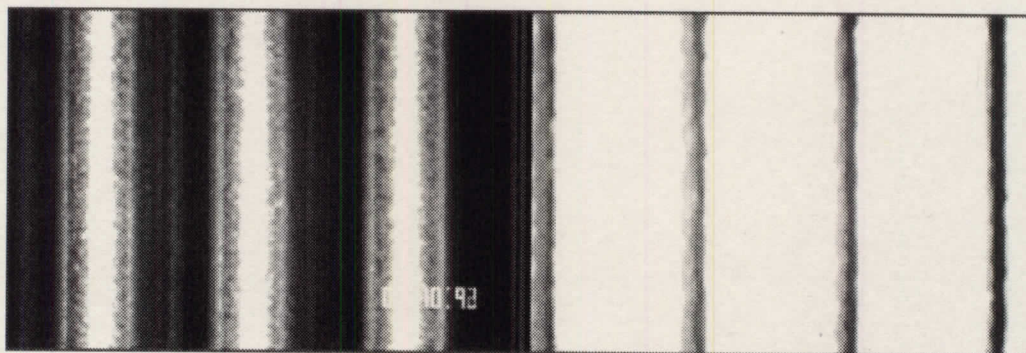
第 1-2 図，Type-III プリクーラの写真（左）と寸法（右）.



し始めるため、時刻 30 sec 程度までは推力はほぼ一様に上昇する。しかし時刻 35 sec において、本来一定の値に落ち着くはずの推力が下降に転じていることがわかる。このとき全圧損失のグラフも減少し続けているため、この推力の低下が熱交換器への着霜が原因であることが推測された。第 1-4 図に、小型 CCD カメラによりプリクーラ冷却管群の様子を外側から撮影した映像を示す。試験開始時には冷却管が管自体の幅と同程度



第 1-3 図，エンジン燃焼試験時の推力と圧力損失の時間推移。



第 1-4 図，試験前（左）と試験後（右）のプリクーラの冷却管の映像。

の隙間をもって配置されているが、試験終了時の映像では冷却管に霜が付着したために流路が極端に狭まっている様子が見られる。このように、ATREX エンジンによるプリクーラの実証試験の結果、冷却管に付着する霜がエンジン性能に多大な悪影響を及ぼすことがわかった。

## 1.2 物質伝達の研究としての位置づけ

熱交換器における着霜の問題は、地上用の空調システムに関連した問題として過去に数多くの研究が行われている<sup>(3)</sup>。これらの研究対象となった冷却面温度は、目的が空調システムであることから比較的高温なもの（ $-30^{\circ}\text{C}\sim 0^{\circ}\text{C}$ 程度）がほとんどである。しかしプリクーラは液体水素などの極低温冷媒を利用した熱交換器であり、その冷却面は極低温になる。その場合着霜のメカニズムも常温付近の冷却面におけるものと異なったものになることが知られている。極低温冷却面における着霜のもっとも特徴的な点は主流中に含まれる水蒸気のみスト化（凝縮）である。過去の自然対流下における平板への着霜に関する研究<sup>(4)(5)(6)</sup>より、水蒸気のみスト化により冷却面への着霜量が急激に減少することが確認されている。これらの研究ではこの急激な着霜量の低下は従来の物質伝達の理論では説明できないことが指摘された。

このように特異な挙動を示す極低温冷却面への物質輸送であるが、過去の研究例は少ない。Barron ら<sup>(6)</sup>は、自然対流下における極低温垂直平板への着霜実験を行い、極低温平板への質量流束が従来の理論で求められる質量流束より遙かに少なくなることを指摘した。また大久保ら<sup>(4)(5)</sup>も Barron らと同様の実験装置により極低温平板への着霜を詳細に調べたが、冷却面温度が約 200 K を下回ると急激に質量流束が低下しほとんど霜が付かなくなるという結論を得た。平板以外の形状については原田ら<sup>(7)(8)</sup>が強制対流下の極低温円管群に対して実験を行っているが、円管の温度については3種類のみデータであり総括的な基礎データを提供するには至っていない。なお原田らはアルコールを円柱群に噴霧することで着霜量を減少させることを提案し、後にこの提案を受けて木村ら<sup>(9)</sup>が行った研究によりメタノールが極低温熱交換器の着霜防止にもっとも良いことを示した。なお、上記に示した論文では数分～数時間の長さの時間内に付着する霜を採取し試験時間内の平均質量流束や平均密度などを求めており、厳密な意味での質量流束は計測されていない。

また着霜に限らずにみスト発生時の物質伝達を取り扱った研究としては、林ら<sup>(10)(11)</sup>の外部核周りの凝縮を含む垂直平板周り流れの解析や、滝本ら<sup>(12)</sup>の同じく垂直平板周りの実験的研究がある。また青木ら<sup>(13)</sup>は液体窒素を用いて平板上に発達する境界層流れにおける着霜を実験的に調べるとともにこの流れ場を二次元定常解析により調査した。しかしこれらの研究例ではプリクーラのような熱交換器への応用を考える際に重要となる円管周りの流れについては調べられていない。円柱周りの凝縮流れでは上記の平板における場合と異なり冷却面周囲への滞留時間が短く、結果として凝縮の非平衡性が重要となってくる。また実験的にも円柱の場合は冷却面を所定の温度に保つことが難しく、この点も研究例が少ない一因となっていると思われる。

### 1.3 本研究の目的

上記のような背景をふまえ、本研究ではプリクーラの開発における着霜問題解決のための基礎データの提供、および極低温冷却面における物質伝達の理解を目的として、極低温円柱周りの物質伝達に関する基礎研究を行う。具体的には以下の2点を目的とする。

- ①、各円柱表面温度における質量流束を実験的に測定する。
- ②、空気中に含まれる水蒸気の凝縮を含む数値流体解析を行うことにより、水蒸気のミスト化を伴う冷却円柱周り流れの質量流束を再現する。

特に①では、質量流束の計測を第1目的とするため、これまでの研究例のように数分単位の試験時間における平均質量流束ではなく、試験時間を極力短くした計測を行うことでより厳密な質量流束に近いデータを取得する。また②では、冷却円柱周りの物質伝達に特有な次の2つの現象を考慮した数値解析を実施する。

- (1) 水蒸気の非平衡均一核凝縮
- (2) 生成された凝縮核の熱泳動による輸送

### 1.4 各章の構成

以下に各章の構成を示す。

第2章では、着霜実験により120～250 Kの表面温度をもつ冷却円柱への質量流束を測定する。これまでの研究において、円柱周りの質量流束がこのような低い温度まで総括的に測られた例はない。実際の熱交換器で使用される領域に合わせるため、 $Re$ 数を約1300と低めに設定しており、このことが実験をより困難なものにしている。本研究ではアルミ箔を利用した手法を採用することにより低 $Re$ 数領域における質量流束を精度良く計測している。この実験により、円柱表面温度の低下と共に質量流束が低下するという従来の理論とは異なる特性を初めて定量的に示した。

第3章では、以後の章で使用される数値解析における基礎方程式とその解法を示す。基礎方程式は通常の二次元圧縮性ナビエストークス方程式に加え、水蒸気の密度、ミストの密度およびミストの数密度の保存式を考慮したものとなっている。数値解法としては圧縮性流体解析スキームであるAUSM+に、低速流解析用の前処理を施し、これをさらに非定常流れ解析用に工夫することにより円柱周りのカルマン渦を伴う流れ場の解析を可能にしている。また、本研究ではミストの熱泳動による輸送を考慮しており、この熱泳動項の差分化手法を新たに提案した。

第4章では、3章で示した基礎方程式の数値解法により熱泳動流れ場の解析を行い、実験値と比較することによりその精度を確認するとともに熱泳動による微粒子の物質伝達の特性を理解する。本章では本研究で提案された熱泳動流れの解析手法の妥当性が示されるとともに熱泳動による物質伝達の新たな特徴が示される。

第5章では、3章で示した数値解析手法により120～250 Kの表面温度をもつ冷却円柱周りの質量流束を計算した結果について述べる。本研究で構築された水蒸気の凝縮、およびミストの熱泳動による輸送を考慮した数値解析手法により、従来の数値計算手法では再現できない低温冷却円柱周囲の質量流束が初めて正しく再現されることを示す。

またいくつかのミストの発生を伴う冷却円柱周り物質伝達に特有な性質が明らかにされる。

## 第2章 冷却円柱周りの質量流束の計測

本章では着霜実験により 120～250 K の表面温度をもつ冷却円柱周りの質量流束を測定する。また実験を実施した結果、極低温冷却面における着霜に特徴的な現象が観察されたためそれについても説明する。

本章において、2.1 節では本研究の実験方法として、実験装置の構成、実験手順、計測方法ならびに実験条件が示される。2.2 節では本実験で得られた、低温冷却面における質量流束の計測結果が示される。

### 2.1 実験手法とその精度

#### 2.1.1 実験方法

本実験では 120～250 K の各冷却面温度について、強制対流下における冷却円柱周りの着霜の質量流束を計測した。質量流束の定義は単位時間に単位面積に供給される物質質量であり、通常はある計測時間内に供給された物質の質量を、計測面積および計測時間で割ることで計算される。着霜における質量流束の測定の場合、表面の状態が霜の堆積により刻一刻と変化し、特に霜の熱抵抗による表面温度の上昇が質量流束に大きく影響する。そこで、計測時間を可能な限り短くすることで霜の堆積の影響を排除することが望ましいが、計測時間が短すぎると採取する霜の総重量が少なくなりすぎ、計測精度に問題を生じることとなる。本実験では数回の予備実験の結果、このような相反する要求を満たす計測時間として 20 sec を選択した。今回の実験条件において円柱への着霜高さが 1 mm 程度になるには数分の時間がかかり、20 sec では着霜高さは計測不能なほど低い。なお、着霜の影響による表面温度の上昇について、放射温度計を用いて霜層表面温度を測定しこれを評価する予備実験をおこなったが、これについては 2.1.2 節で説明する。

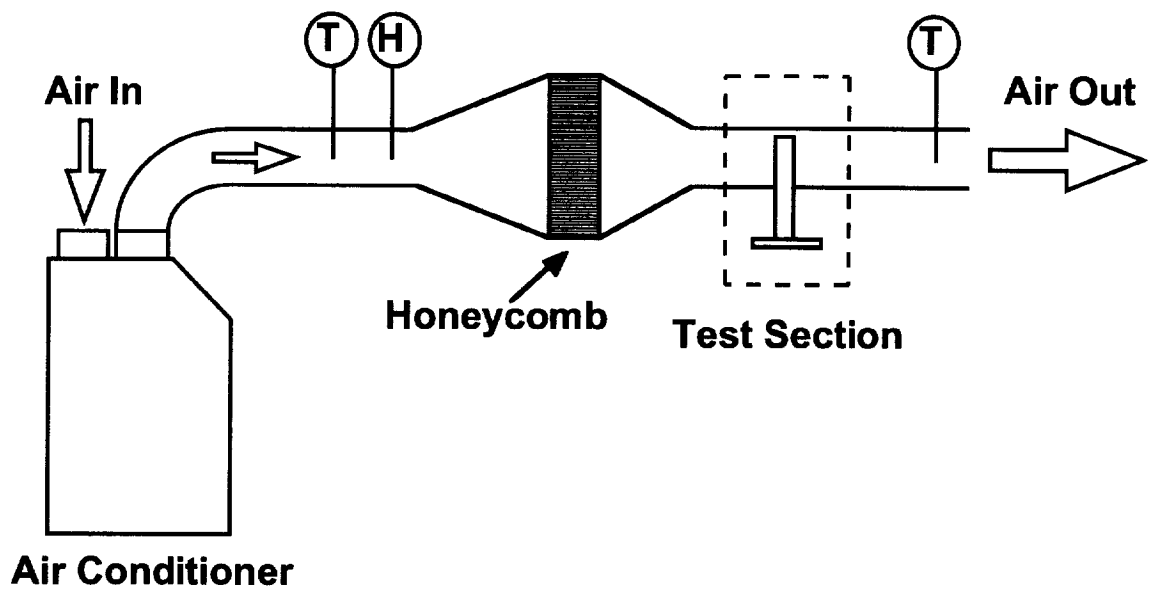
第 2-1 に実験装置の概略図を示す。第 2-1 図において、市販（アズワン MBH-130A）の空調装置により調温、調湿された空気が 70×80 mm の断面をもつテストセクションに流入する。空気側の入口より 150 mm 下流側に銅製の冷却円柱が配置され、液体窒素を用いて下部からの熱伝導により冷却される。実験中円柱表面の温度は熱電対で計測される。実験時間中、円柱表面の温度は円柱の熱容量のみで保持される。第 2-2 図に、目標温度が 200 K の場合の実験中の円柱表面温度を測定したデータを示す。図において TW-1、TW-2 はそれぞれ以下の位置に取り付けた直径 0.5 mm の K 型熱電対である。

TW-1:ダクト内の円柱の高さ 5 mm, 流れ上流から見て右側 90 度

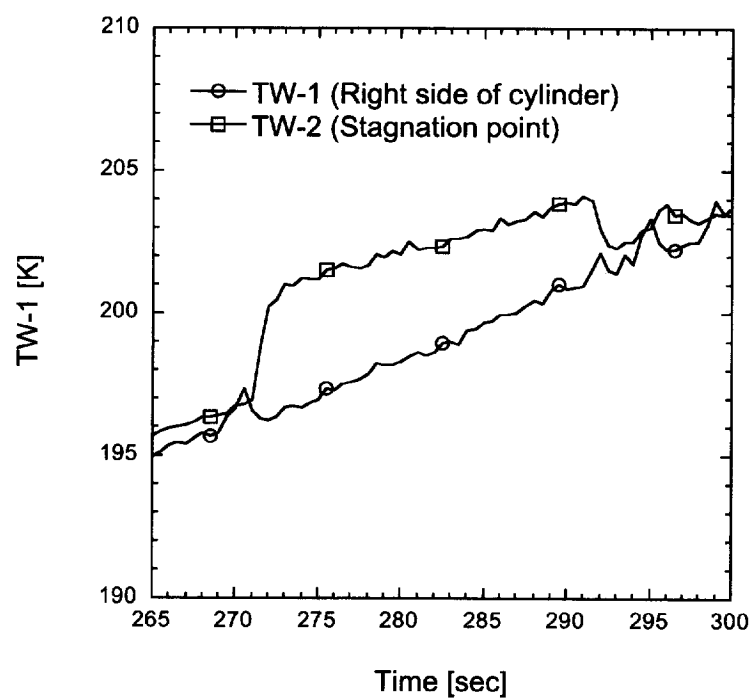
TW-2:ダクト内の円柱の高さ 5 mm, 前方激み点位置

図では 272 sec から通風を開始しており、通風開始とともに TW-2 の温度が 4 K ほど急上昇する。これは激み点での熱流束が他の位置に比べ大きいことが原因と思われる。そ





第 2-1 図，着霜実験装置の概略図．



第 2-2 図，目標温度 200K の場合の，冷却円柱側方および滞り点に取り付けた熱電対計測温度の時間推移．

の後には TW-1, TW-2 とともにだだかな上昇傾向を示し, 20 sec の通風時間中に約 4 K ほど表面温度が上昇した. なお, 予備実験により他の高さにおいても計測を行ったが, 高さによる違いは  $\pm 0.5$  K 程度であり, 熱電対の測定誤差以下であった.

第 2-3 図ではテストセクションに配置される冷却円柱の写真と概略図を示す. 円柱表面に斜線をつけた領域には厚さ  $12\ \mu\text{m}$ , 高さ  $50\ \text{mm}$  のアルミ箔が巻き付けられている. 本実験においては実験前後のアルミ箔の質量変化を電子天秤 (計測精度  $0.1\ \text{mg}$ ) で測定することで霜の重量を求めている. このアルミ箔の質量増分を実験時間と着霜面積で割った値が今回求める質量流束となる.

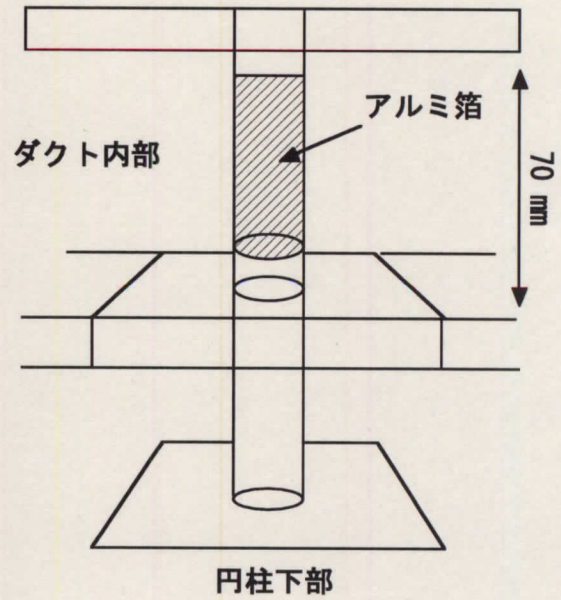
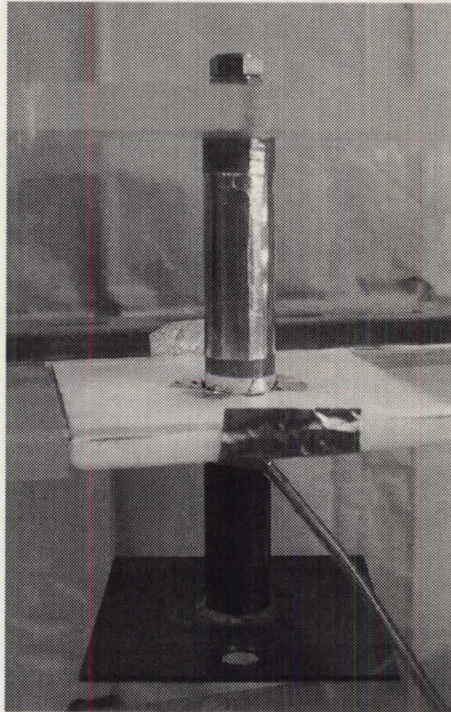
以下に実験手順を示す.

- ① 円柱上部にアルミ箔を巻き付ける
- ② テストセクションに予冷時の着霜防止のため乾燥窒素ガスを流す.
- ③ 円柱の下部に液体窒素を供給し, 円柱を冷却する.
- ④ 円柱表面温度が目的温度よりさらに  $10\ \text{K}$  ほど低くなった時点で液体窒素の供給を停止する.
- ⑤ しばらく放置し, 円柱全体が同じ温度になるのを待つ.
- ⑥ 乾燥窒素ガスの供給を停止する.
- ⑦ 調温, 調湿された空気をテストセクションに流し, 実験を開始する.
- ⑧ 20 sec 後, 空気の供給を停止し, アルミ箔を回収, 質量を測定する.

その他の実験条件を第 1 表に示す. 得られた実験データを数値計算結果と比較するため, 流速を  $1\text{m/s}$  と低く設定した ( $Re$  数 1282). このような遅い流れ場では冷却による空気の密度差がもたらす下降流の影響が懸念される. 文献<sup>14)</sup>によれば, 水平加熱円柱周りの強制-自然共存対流では, 以下のように定義されるグラスホフ数を  $Re$  数の 2 乗で割った値が  $0.53$  以下であれば自然対流は平均熱伝達率に影響を与えない, とある.

$$Gr_d = \frac{d^3 g \beta (T_w - T_\infty)}{\nu^2} \quad (2-1)$$

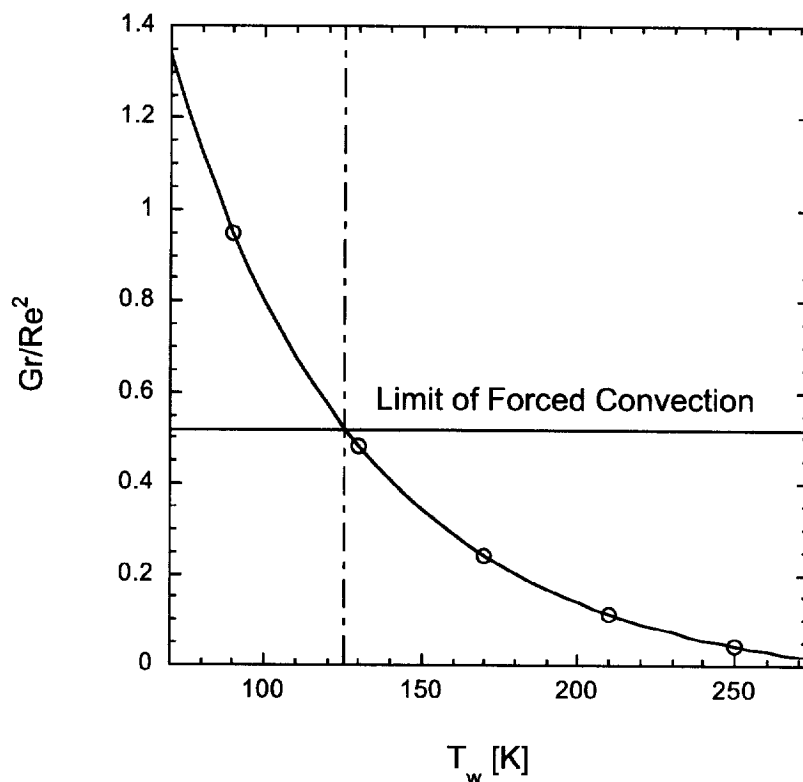
第 2-4 図に, 各円柱表面温度における  $Gr_d/Re^2$  の値を示す. 本研究は物質伝達に関する研究であり, また加熱円柱と冷却円柱という違いがあるものの, 約  $120\ \text{K}$  以下の領域で  $0.53$  を下回ることに留意しなければならない. 本来着霜を生じうる冷却円柱の表面温度の下限は, 大気圧下における空気の沸点である  $80\text{K}$  付近である. これ以下の温度では空気が液化し表面に付着するため着霜は見られない. 本実験では円柱表面温度の下限を  $120\text{K}$  に設定しているが, これは(1)今回の実験条件では  $120\text{K}$  以下の温度領域では流れ場が自然-強制対流の共存状態となってしまうこと, ならびに(2)円柱の冷却方法に液体窒素冷媒への熱伝導を利用しているため円柱表面温度が冷媒温度に近づくにつれ冷却しにくくなっていくこと, の 2 つの理由による.



第 2-3 図，冷却円柱の写真（左）と概略図（右）.

第 1 表，実験条件

主流	
流速	$1 \pm 0.1 \text{ m/s}$
温度	$23 \pm 1 \text{ }^{\circ}\text{C}$
湿度	$59 \pm 3 \%$
絶対湿度	約 $10 \text{ g/kgAir}$
円柱径	$20 \text{ mm}$
冷却面温度	$120\text{-}250 \text{ K}$



第 2-4 図，各円柱温度における  $Gr_d/Re^2$  の値（式（2-1））。

## 2. 1. 2 放射温度計による表面温度計測

### 2. 1. 2. 1 表面温度計測実験手法

円柱の表面に霜が付着すると，霜の熱伝導率が低いことにより表面の温度が上昇する．本研究ではこの影響を調べるため，放射温度計による表面温度の計測を行った．第 2-5 図に放射温度計による表面温度計測予備実験の映像および概略図を示す．表面温度計測は前方澱み点と後方澱み点の 2 カ所で行っており，第 2-5 図では前方澱み点における計測時の概略図を示している．放射温度計は堀場製作所社製 THI-700S であり，距離 73mm の位置に  $\phi 2.5\text{mm}$  の測定視野をもつ．測定可能な温度の下限は 223 K (−50℃) であり，仕様上の測定精度は  $\pm$ （読み取り値の 10%−2.0）℃以内となっている．本予備実験においては円柱壁面温度の目標値を 240 K に設定した．このとき仕様上の測定精度は  $\pm 5$  K になるが，着霜がほとんどない場合表面に貼り付けた熱電対と  $\pm 1$  K 程度で一致する値を示しており，実際にはこの程度の精度が確保されていると考えられる．なお，霜の放射率は 0.94 とし，円柱の表面には同等の放射率をもつ黒色スプレーを塗布し無着霜時と着霜時で放射率に変化が表れないようにした．ダクトは 40×60 mm のものを使用し，放射温度計の視野を確保するため円柱の下方に 20

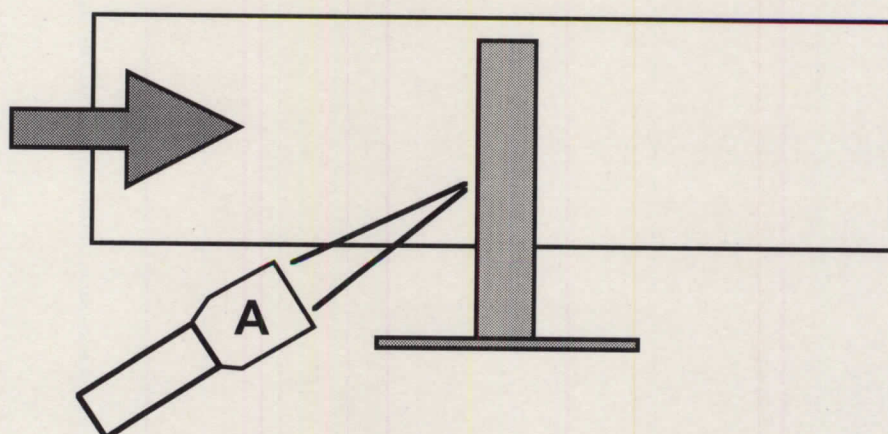
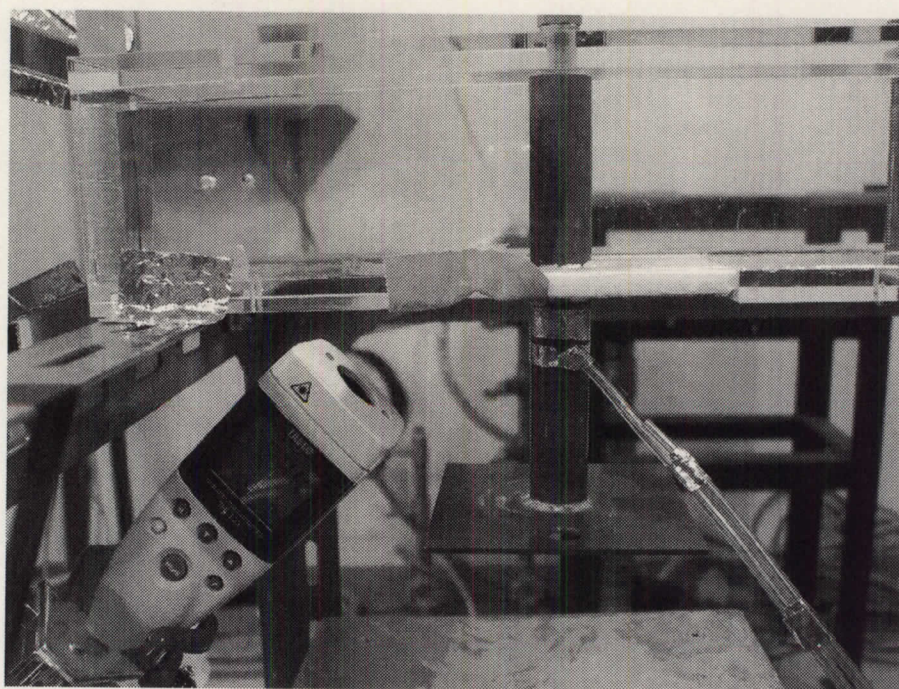
mm×20 mm の穴を開けている．そのため流れ場的には 2.1.1 項の実験と完全に一致する条件ではなく，本予備実験はあくまで参考としての位置づけとなる．

#### 2.1.2.2 表面温度計測実験結果

第 2-6, 2-7 図に，それぞれ前方，後方澱み点における表面温度計測の結果を示す．グラフには円柱の側方および澱み点に貼り付けた熱電対による温度計測値と，熱線流速計で測定した流速を示してある．流速が立ち上がる位置が通風開始位置である．第 2-6 図の前方澱み点位置における表面温度計測では，通風開始とほぼ同時に放射温度計の指示値が急激に立ち上がり，20 sec 後には 10 K 程度上昇することがわかる．一方第 2-7 図の後方澱み点位置における表面温度は，20 sec 後においても熱電対による壁面温度の計測値とほぼ変わらない．

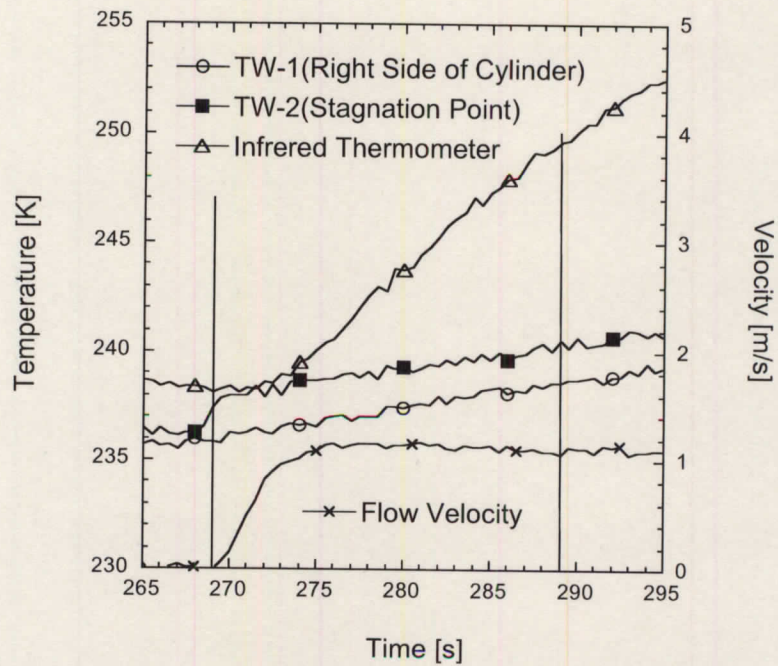
今回測定を行った円柱壁面温度は 240 K であるが，この壁面温度は 2.2 節で後述するように着霜量がもっとも多い温度領域に属する．従って今回の前方澱み点における 10 K の温度上昇は最大の表面温度上昇量と考えてよい．



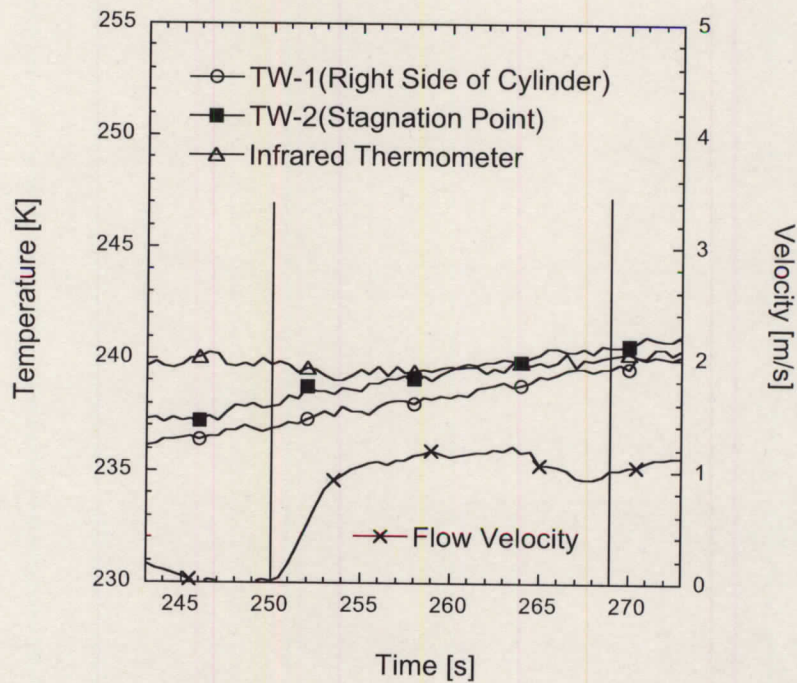


第 2-5 図，放射温度計による表面温度計測予備実験の概略図．A が放射温度計．





第 2-6 図, 前方 stagnation 点位置における表面温度計測結果. 2 カ所の熱電対による壁面温度計測結果および熱線流速計による速度計測結果についても合わせて示す.



第 2-7 図, 後方 stagnation 点位置における表面温度計測結果. 2 カ所の熱電対による壁面温度計測結果および熱線流速計による速度計測結果についても合わせて示す.



## 2.2 実験結果

### 2.2.1 映像

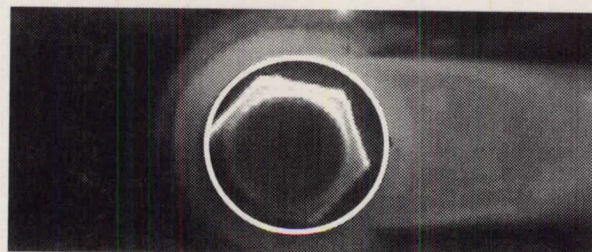
第 2-8, 2-9, 2-10 図に, 冷却面温度がそれぞれ 240, 200, 95 K における冷却円柱周りの流れの映像を示す. 第 2-10 図の 95 K は本研究の温度範囲 120~250 K より低い, ミストの映像がより鮮明に識別できるので参考として掲載した. 映像は円柱の上方から撮影されており, 中心部には円柱をダクトに固定するためのボルトが見える. 冷却面温度が 240 K の場合 (第 2-8 図) は, 円柱近傍で水蒸気の相変化をおこしておらず, ミストは見られない. 一方, 冷却面温度が 200K になると (第 2-9 図), 主流中の水蒸気が相変化をおこし, 主に円柱後方においてミストの発生が確認される. さらに冷却面温度が 95 K まで低下すると (第 2-10 図), 200 K のときよりさらに多くのミストが発生し, 後方に流れ去る様子がはっきりと確認できる. なお円柱の前方にもミストが発生し



第 2-8 図, 円柱表面温度 240K の場合の円柱周りの映像.



第 2-9 図, 円柱表面温度 200K の場合の円柱周りの映像.

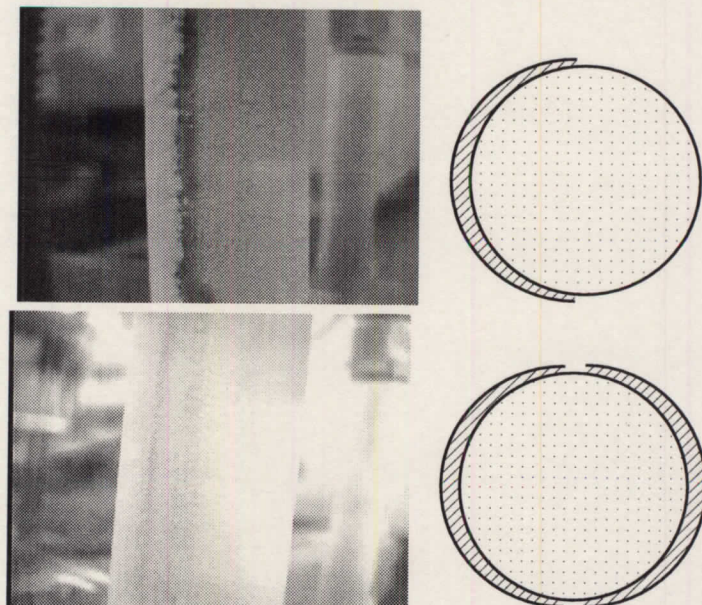


第 2-10 図, 円柱表面温度 95K の場合の円柱周りの映像.



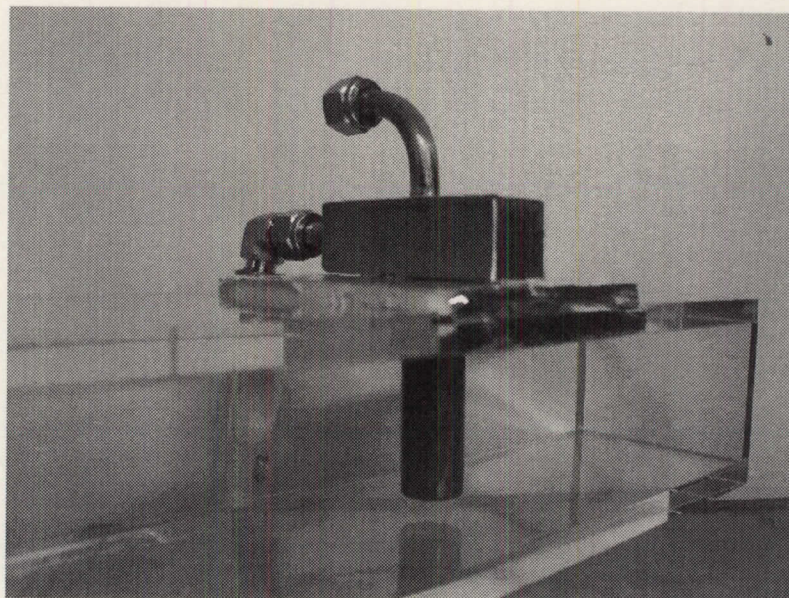
ているように見えるが、この映像は上部の亚克力板を通して撮影されており、その亚克力に付着した水滴の映像である。ミストの発生は、今回の実験条件では 220 K 以下の表面温度において円柱の後流側にのみ肉眼で確認することができた（220 K におけるミストは微少であり鮮明でないためここには掲載しない）。

円柱表面温度の低下とともに、霜の付着の様子にも違いが見られた。第 2-11 図に円柱表面温度がそれぞれ 95 K, 220 K の場合の着霜実験の映像を、着霜状態のスケッチ（円柱断面図）と共に示す。これらは上記の質量流束測定の場合と異なる実験装置（テストセクション）で約 2 分間の通風を行った後に CCD カメラにより円柱側面からの映像を撮影したものである。使用した実験装置の写真を第 2-12 図に、概略図を第 2-13 図に示す。実験装置は 2 重円筒となっており、内部に液体窒素およびドライアイスで冷却したエタノールを流すことにより冷却面を 95 K/220 K に安定させることができる。質量流束の計測を行った際に使用した、円柱の熱容量のみで温度を維持する方法で表面温度を一定に保つには試験時間を短くしなければならないが、短時間の実験では映像的に差異がわかりにくい。したがってこのように二重円筒を用いた実験装置で円柱表面温度を安定させ撮影を行った。円柱表面温度が 95 K の場合、着霜は円柱の前方のみにおこり後方にはほとんど付着していないのに対し、円柱表面温度が 220 K の場合では円柱のほぼ全面に着霜が起こる様子が確認された。これは水蒸気の凝縮に伴う局所質量流束分布の変化が原因であると思われるが、これについては 5.3.1.2 節で詳しく議論される。

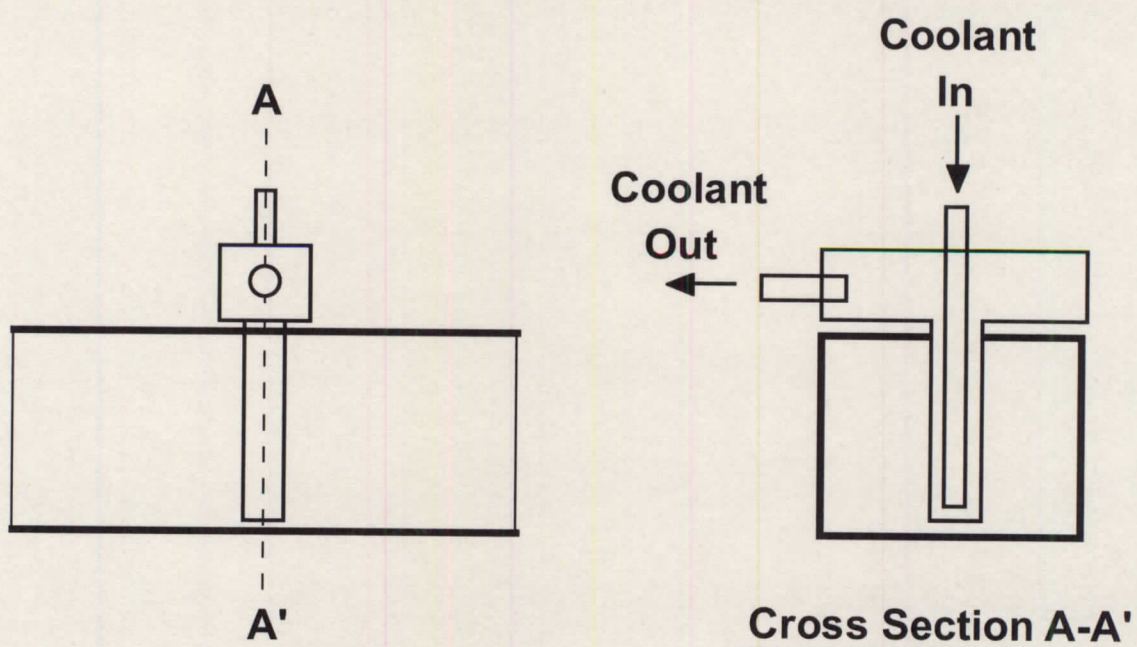


第 2-11 図、円柱表面温度がそれぞれ 95 K（上）、220 K（下）の場合の着霜実験の映像とスケッチ。表面温度が 95 K の場合、円柱後方の着霜量は前方より少ないが、表面温度が 220 K の場合は全面ほぼ均一に着霜する。





第 2-12 図，第 2-11 図の撮影に用いた 2 重円筒型試験装置の写真．冷媒供給用の配管は取り外してある．



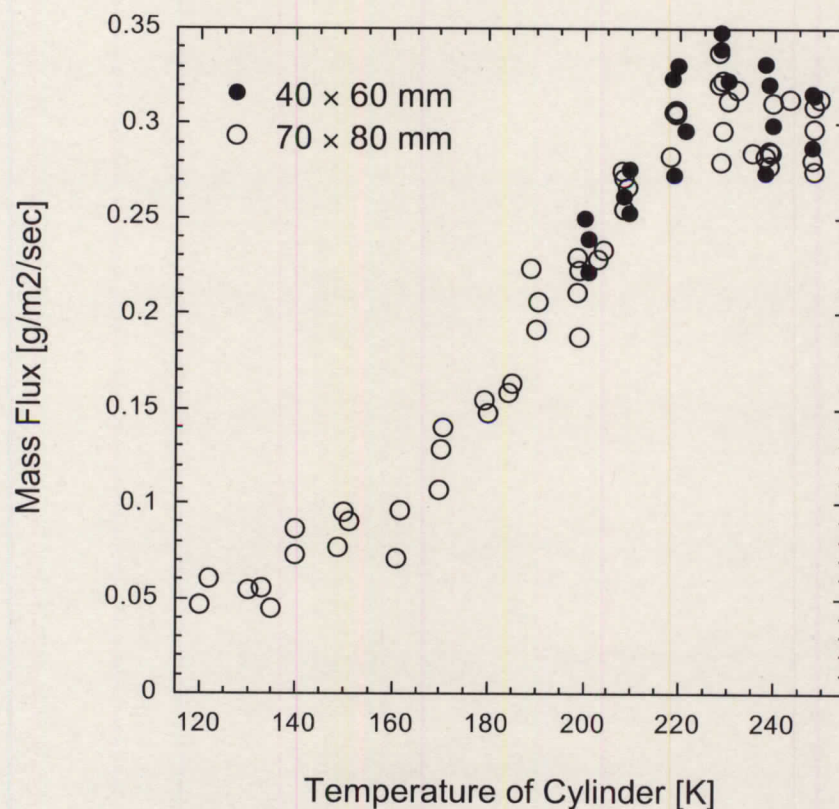
第 2-13 図，第 2-11 図の撮影に用いた 2 重円筒型試験装置．



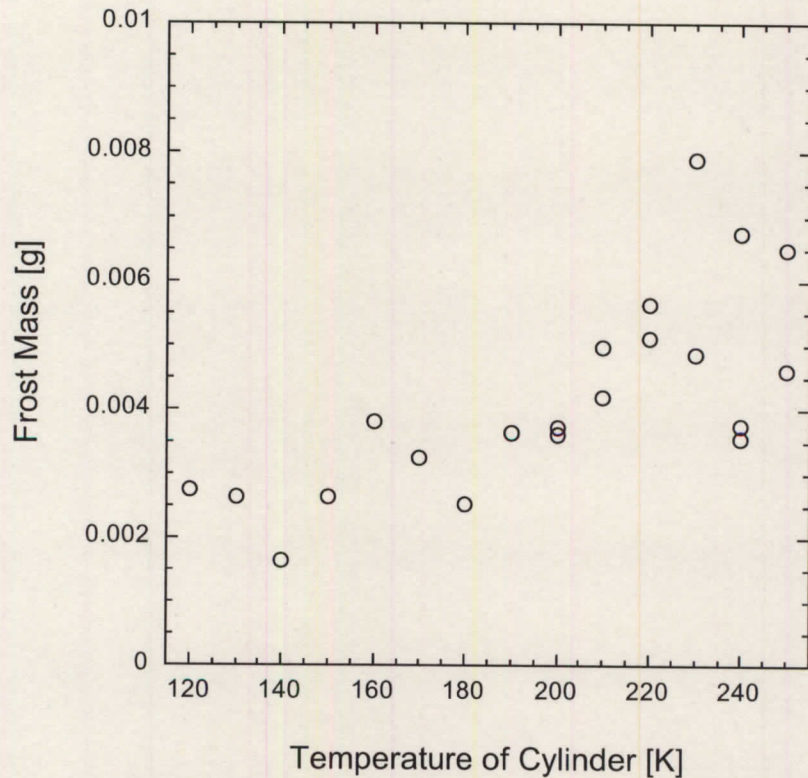
### 2.2.2 質量流束の計測結果

第 2-14 図に、本実験により得られた各表面温度における円柱への質量流束を示す。なお各データは得られた着霜質量から試験時以外に付着する霜層質量を引いた後に着霜面積および試験時間で割ることで質量流束を計算している。すなわち、2.1 節の①から⑧の試験プロセスのうち、⑦のみを除いて予備試験を行い、その結果を本試験の結果から差し引いた。差し引く質量は主に通風停止時からアルミ箔をシャーレに回収し質量を測定するまでの間に付着する霜の質量であり、これは計測時の部屋の湿度に大きく左右される。従って毎日各円柱表面温度毎にこの予備実験を行い差し引く質量を決定した。この予備実験結果については第 2-15 図に示す。この予備実験の結果は実験室の湿度の影響を強く受けるためかなりのばらつきがあるが、それでも高温側（250 K 付近）に比べ低温側（120 K 付近）の霜質量が少ないことが窺える。

200 K～250 K の冷却面温度については 40×60 mm のダクトを用いた実験もされており、その値も同時に第 2-14 図に示す。計測された質量流束は双方のダクトでほぼ同様



第 2-14 図，本実験により得られた各冷却面温度における円柱への質量流束。



第 2-15 図，予備実験による試験時間中以外に着霜する質量の計測結果．

の値を示している．円柱表面温度が比較的高い場合質量流束は大きな値をとるが，表面温度が下がると質量流束は 230 K 付近を極大点として急激に減少し始め，円柱表面温度 120 K では最大値の約 1/6 の値となる．

従来円柱周りの  $Sh$  数は，熱流束に関する無次元数であるヌセルト数 ( $Nu$ ) との相関から，以下の形で表すことができるとされてきた<sup>(15)</sup>．

$$Sh = cRe^m Sc^n \quad (2-2)$$

ここで  $Re$  は流れ速度，円柱径，および壁面と一様流の算術平均温度として定義される膜温度における動粘性係数を基準にしたレイノルズ数である． $Sc$  は同様に膜温度におけるシュミット数であり， $c$ ， $m$ ， $n$  は実験的に求められた値が与えられる．従来の理論ではこの  $Sh$  数を用いて質量流束を以下のように計算する．

$$\dot{m} = Sh(\rho_{v,\infty} - \rho_{v,w}) \frac{D_{ave}}{d} \quad (2-3)$$

ここで  $D_{ave}$  は膜温度を利用して求められる拡散係数であり、 $\rho_v$  は水蒸気密度を、下付き文字  $\infty$  は一様流、 $w$  は壁面を示す。第 2-14 図において、250～230 K の領域における冷却面温度の下降に伴う質量流束の上昇は式 (2-2) および (2-3) で説明することができる。すなわち、冷却面温度が低下すると、動粘性係数の低下により  $Re$  が上昇するため、 $Sh$  数が上昇する。その結果 (2-2) 式により質量流束も増加する。しかしながら 230 K 以下の領域における冷却面温度の低下に伴う質量流束の急激な減少は式 (2-2) (2-3) では説明できない。これは自然対流下の着霜を研究した大久保ら<sup>(5)</sup>や原田<sup>(7)</sup>により次のような理由によると説明されている。すなわち、冷却面温度が比較的高い場合、流れ場には水蒸気のみが存在し、水蒸気は濃度拡散により冷却面付近に運ばれることで質量流束を増加させる。しかし冷却面温度が低くなると、冷却面の周囲で水蒸気の凝縮が起こるようになる。この場合、凝縮による生成物は氷や水の粒子であるため、分子である水蒸気と比べるとその径は遙かに大きい。分子動力学的な議論により、粒子 (分子を含む) の拡散係数は以下のように書き表される<sup>(16)</sup>。

$$D = \left( \frac{3\sqrt{2}\pi}{64} \right) \frac{1}{nd_p^2} \left( \frac{R_0 T}{M} \right)^{1/2} \quad (2-4)$$

ここで  $d_p$  は粒子径、 $n$  は粒子の数密度、 $R_0$  は普遍気体常数、 $M$  は分子量である。拡散係数は粒子径の 2 乗に比例するため、分子より遙かに大きな凝縮生成物粒子には拡散による力がほとんど働かなくなり、結果として質量流束を減少させる。

冷却面温度が 200 K を下回ると質量流束はさらに下降を続け、120 K では最高値 (230 K) の約 1/6 の値となる。従来研究されてきた比較的高温の冷却面 ( $T_w=230$  K 以上) における物質伝達では、水蒸気は濃度拡散により冷却面へ伝達され则认为られている。しかし円柱表面温度が低下した場合、周囲で水蒸気の凝縮が起こり円柱付近に水蒸気がほとんど存在しない状態になると考えられる。この場合、円柱表面への物質伝達は主にミストの付着によるものと思われる。原田はミスト粒子に働く様々な力 (慣性力、熱泳動力、粒子拡散、重力沈降) を比較し、それらの力の中で熱泳動が支配的であることを示した<sup>(7)</sup>。本研究の流れ場においては強制対流場であるため重力沈降による力は無視することができ、また (2-4) 式で示したように粒子拡散の影響も小さい。さらにミスト粒子は十分小さく慣性力と比較しても熱泳動力の方が十分大きいと考えられるため、粒子に働く支配的な力は熱泳動力であると考えられる。以下に慣性力の大きさを緩和時間と代表時間の比である Stokes 数を用いて定量的に評価する。緩和時間  $\tau$  は以下のように書き表される。

$$\tau = \frac{\rho_p d_p^2 C_c}{18\mu} \quad (2-5)$$

ここで  $C_c$  は Cunningham の補正係数であるが、今回はオーダー計算であるため 1 とする。



$\rho_p$ は粒子の密度， $\mu$ は粘性係数である．*Stokes* 数は流れの代表時間  $d/u_\infty$ を用いて以下のように表される．

$$St = \frac{\tau}{d/u_\infty} = \frac{\rho_p d_p^2 u_\infty}{18\mu d} \quad (2-6)$$

ここで  $u_\infty$ は一様流の流速である．今回の実験における凝縮核粒子の粒子径は3章の解析により  $1 \mu\text{m}$ 以下と考えられる． $d_p=1 \times 10^{-6} \text{ m}$ ， $\rho_p=1000 \text{ kg/m}^3$ ， $d=0.02 \text{ m}$ ， $u_\infty=1 \text{ m/s}$ とすると，*St* 数は  $10^{-2}$ のオーダーとなる．このような低い *Stokes* 数の流れでは，粒子に働く慣性力は無視できる．従って水蒸気の凝縮が起こる温度領域の質量流束を評価する場合，水蒸気の拡散によるものに加え熱泳動の影響によるミスト粒子の付着を考慮すればよい．

## 2.3 まとめ

実験的手法により、従来計測されることがなかった 120 K までの低温表面をもつ円柱周りの質量流束を測定した。円柱温度を熱容量により維持するため、また質量流束を極力着霜の影響を含まない厳密なものに近づけるため、試験時間は 20 sec と短く設定された。アルミ箔を利用した精度の良い計測手法により、以下のような低温冷却面に特徴的な物質伝達特性が明らかになった。

- (1) 冷却円柱表面温度の低下により、220 K 以下の温度では円柱近傍において水蒸気の凝縮が観察された。
- (2) 円柱表面温度が比較的高い場合 (220 K)、着霜はほぼ全面に均一に起こるが、円柱表面温度が低下すると (95 K)、着霜は円柱前方のみに集中する。
- (3) 冷却円柱周りの質量流束は、表面温度の低下と共に 230 K 付近を極大点として下降に転じる。これは従来の経験式と異なる傾向である。
- (4) 円柱表面温度が低下すると円柱への質量流束は激減し、120 K の質量流束は 230 K の質量流束の約 1/6 となった。

### 第3章 数値計算

第2章で行った実験結果より，水蒸気の凝縮を伴う冷却円柱周りの質量流束は特異な傾向を示すことがわかった．この傾向は相変化を考慮しない従来の数値計算手法では予測できないと考えられる．従って本章では，この特異な物質伝達の再現および予測を目的として，水蒸気の凝縮並びに凝縮生成物の付着を伴う数値計算手法の構築を目指す．

本章ではまず3.1節において，上記の相変化を伴う流れ場の支配方程式を示す．次に3.2節においてこれらの支配方程式を差分法により解析するための数値計算手法について説明する．3.3節では，前節で示した支配方程式および解析手法の妥当性を検証するため，いくつかの典型的な流れ場について実験結果や過去の解析結果との比較を行う．本研究では非定常流れ解析のために独特な手法を用いており，この点に関して特に詳しく検証が行われる．

#### 3.1 基礎方程式

##### 3.1.1 流れ場の支配方程式

水蒸気の凝縮を含む流れの数値解析により，実験で得られた質量流束の再現を試みる．水蒸気の質量，ミストの質量，ミストの数密度の保存式ならびにミストの熱泳動を含む流れ場の支配方程式として，以下の式を考える．

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \hat{T}_i}{\partial \xi_i} = \hat{S} + \hat{H} \quad (3-1)$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ e \\ \rho_v \\ \rho_m \\ \rho n \end{bmatrix} \quad \hat{E}_i = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U_i \\ \rho u_1 U_i + p \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} \\ \rho u_2 U_i + p \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} \\ (e + p) U_i \\ \rho_v U_i \\ \rho_m U_i \\ \rho n U_i \end{bmatrix} \quad \hat{T}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho_m U_{Ti} \\ \rho n U_{Ti} \end{bmatrix}$$



$$\hat{S} = \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{kj} u_k + \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \\ D \frac{\partial \rho_v}{\partial x_i} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \hat{H} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ L \rho_m^+ \\ -\rho_m^+ \\ \rho_m^+ \\ \rho N^+ \end{bmatrix}$$

$$\tau_{ij} = \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right]$$

媒体である乾燥空気と水蒸気の速度差を考えないいわゆる均質流モデルであるが、ミストの移動に関しては空気の流れに沿った動きに加え熱泳動による粒子の移動速度  $U_T$  を追加したものとなっている。水蒸気、ミストに関しては空気に対する質量分率が十分に小さいと考え、特にミスト粒子の乾燥空気と異なる動きによる乾燥空気への影響を無視する。また本計算では霜層の成長による形状変化や表面温度の上昇を無視し、計算中は冷却円柱表面温度は一定とする。壁面において水蒸気は飽和状態にあると仮定する。ミストについても連続体として考えているため、単位体積中に含まれるミスト粒子の合計質量としてミストの密度  $\rho_m$  が定義される。

熱泳動による粒子の移動速度  $U_T$  は以下のように書き表される<sup>(17)</sup>。

$$U_{Ti} = \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} u_{T1} + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} u_{T2} \quad (3-2)$$

$$u_{Ti} = -c_T \frac{\nu}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (3-3)$$

$$c_T = \frac{2C_s \left( \frac{\lambda_v}{\lambda_p} + C_r Kn \right) C_c}{(1 + 3C_m Kn) \left( 1 + 2 \frac{\lambda_v}{\lambda_p} + 2C_r Kn \right)} \quad (3-4)$$

式(3-4)において  $C_s=1.17$ ,  $C_t=2.18$ ,  $C_m=1.14$  であり,  $C_c$  は以下のように表される Cunningham の補正係数である.

$$C_c = 1 + Kn[1.20 + 0.41\exp(-0.88/Kn)] \quad (3-5)$$

また  $\lambda_p$  はミストの粒子としての熱伝導係数であり,  $Kn$  は気相分子の平均自由行程と凝縮相粒子の半径の比として定義されるクヌーセン数である. (3-3)式により, 熱泳動が温度勾配による力であることがわかる. 温度勾配をもつ気体中に粒子が存在する場合, 粒子は高温側の速度の大きい気体分子の衝突により, 低温側からよりも大きな運動量を与えられ, その結果高温側から低温側に向かって力を受けて移動する. (3-4)式において, 熱泳動の係数  $c_T$  は  $Kn$  数を通じて粒子径の関数になっている. 第3-1図は  $c_T$  に対する温度およびミストの粒子径の影響を示したグラフである. 式(3-4)によれば, 粒子径が非常に小さいとき,  $c_T$  は一定の値 0.55 をとる. 本研究におけるミスト粒子径は  $10^{-6} \sim 10^{-8} \text{m}$  程度であるが, この場合  $c_T$  は 0.1~0.55 程度の値をとることがわかる. また温度に関しては式(3-4)の  $Kn$  数に含まれる平均分子自由行程を通して  $c_T$  に影響を与え, 図に示すように高い温度ほど  $c_T$  が大きくなる.

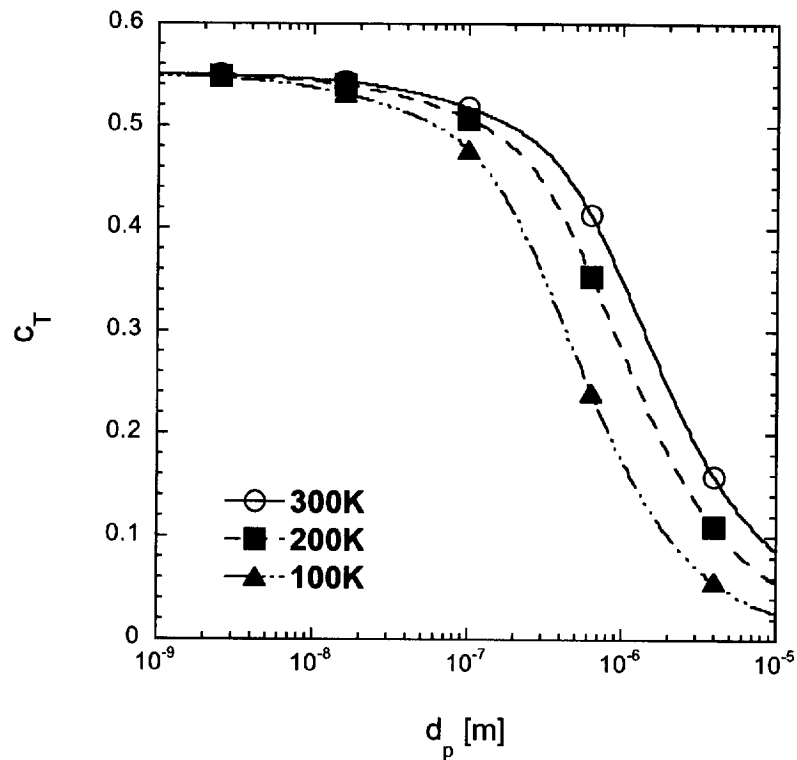


図 3-1, 温度, 粒径が熱泳動係数  $c_T$  に及ぼす影響.

### 3.1.2 凝縮の支配方程式

次に凝縮の支配方程式について示す。(3-1)式中で $\rho_m^+$ はミストの質量増加率, すなわち単位体積中において単位時間に増加するミストの質量を意味しており, 以下の式で書き表される.

$$\rho_m^+ = \frac{4}{3}\pi\rho_p r_{cr}^3 N^+ + 4\pi n\rho_p r^2 \frac{dr}{dt} \quad (3-6)$$

ここで右辺第1項は均一核凝縮による質量増加を示し, 右辺第2項は核成長による質量増加を示す.  $\rho_p$ はミスト粒子単体での密度であり, 単位媒質体積中のミストの総質量として定義される $\rho_m$ と異なることに留意されたい.  $N^+$ は均一核凝縮による単位時間, 単位体積当たりが発生する核の個数を表しており, 本研究ではこれを一般に古典凝縮論と呼ばれる Becker-Döring-Zeldovich の理論<sup>(18)</sup>および Dillmann<sup>(19)</sup>らのモデルの2種類のモデルを用いて表現している. 以下にそれぞれのモデルの支配式について示す.

まずは古典凝縮論であるが, このモデルは数学的には以下のように書き表される.

$$N^+ = \frac{\sqrt{2k\sigma_p/\pi R_v}}{\rho_p} \left(\frac{p_v}{kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{4\pi\sigma_p r_{cr}^2}{3kT}\right) \quad (3-7)$$

(3-7)式中で用いられる表面張力 $\sigma$ については, 石坂ら<sup>(20)</sup>が用いた水の表面張力に基づいた以下の温度多項式を採用した.

$$\sigma = (82.27 + 75.612T_R - 256.889T_R^2 + 95.928T_R^3) \times 10^{-3} \quad (3-8)$$

$$T_R = \frac{T}{647.286}$$

この古典凝縮論による非平衡凝縮モデルは比較的簡単な数式で書き表せるため計算的な負荷が少ないという利点があるが, 文献<sup>(21)(22)</sup>によれば古典凝縮論は実験値に対し大きな核生成速度を示すとされている.

次に実験値をよりよく再現するといわれる Dillmann らのモデル<sup>(19)</sup>の概略を示す.

$$N^+ = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\theta}{\pi} \left(1 + \alpha_1 i^{*-1/3} + \frac{9\tau}{2\theta} i^{*-2/3}\right)}$$

$$\times \frac{sp}{\sqrt{2\pi mkT}} q_0 \exp(-\kappa_{i^*} \theta i^{*2/3} - \tau \ln i^* + i^* \ln \phi) \quad (3-9)$$

$$\theta = \frac{\sigma_p s}{kT}$$

$$\alpha_1 = \frac{(\kappa_2 - 1) - (\kappa_1 - 1)2^{-2/3}}{2^{-1/3} - 2^{-2/3}}$$

$$\alpha_2 = -\frac{(\kappa_2 - 1) - (\kappa_1 - 1)2^{-1/3}}{2^{-1/3} - 2^{-2/3}}$$

$$\kappa_1 = -\frac{1}{\theta} \ln \frac{p_{sat}}{q_0 kT}$$

$$\kappa_2 = -\frac{1}{2^{2/3} \theta} \ln \left[ -\left( \frac{p_{sat}}{q_0 kT} \right)^2 2^{\tau-1} q_0 B \right]$$

$$\kappa_{i^*} = 1 + \alpha_1 i^{*-1/3} + \alpha_2 i^{*-2/3}$$

式中で  $\tau$ ,  $q_0$  はそれぞれ 2.166, 0.151  $\rho_c/m$  である。また  $i^*$  は次の三次方程式を解くことで求める。

$$\tau x^3 + \frac{1}{3} \alpha_1 \theta x^2 + \frac{2}{3} \theta x - \ln \phi = 0, x = i^{*-1/3} \quad (3-10)$$

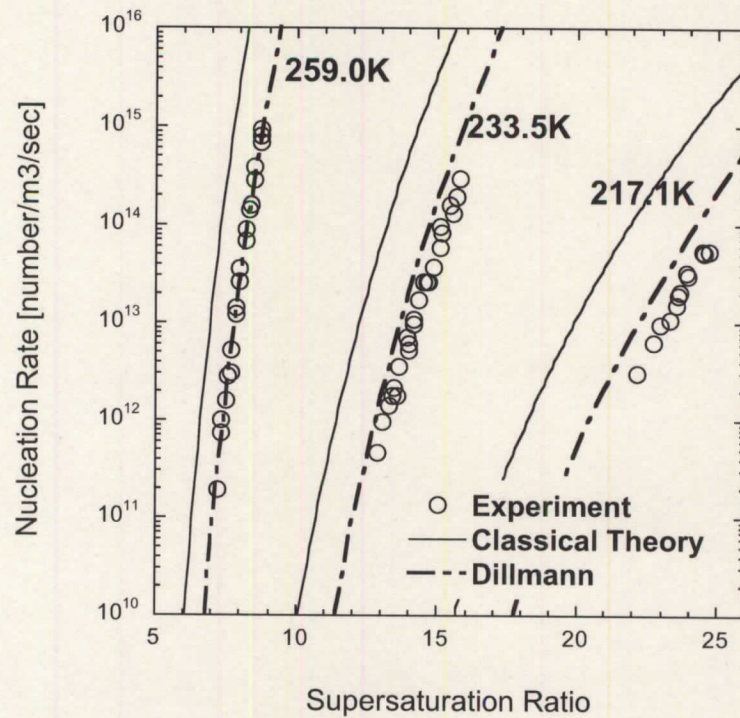
計算量としては時間にして 2 割程度の負担増となった。計算時間が増えた原因としては使用したコンピュータ (NEC 製 SX-6) がベクトルコンピュータであり、Dillmann らのモデルを用いることによりベクトル効率が低下したことも原因の一つと考えられる。

第 3-2 図は Dillmann らによる凝縮モデルおよび古典凝縮論による臨界凝縮核生成率を、Viisanen らによる実験結果<sup>(22)</sup>と比較したグラフである。横軸は過飽和度であり、ある状態における水蒸気密度と飽和水蒸気密度の比で定義される。いずれの温度においても古典凝縮論による核生成率は実験値を上回っているのに対し、Dillmann らによるモデルは実験値とよい一致を見せている。

(3-6)式の  $r_{cr}$ ,  $dr/dt$  については以下の式で表される<sup>(18)</sup>。

$$r_{cr} = \frac{2\sigma_p}{\rho_p R T \ln(p_v / p_{v,sat})} \quad (3-11)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D}{\rho_p r} (\rho_v - \rho_{v,w}) \left( \frac{1 + Kn}{1 + 1.71Kn + 1.333Kn^2} \right) \quad (3-12)$$



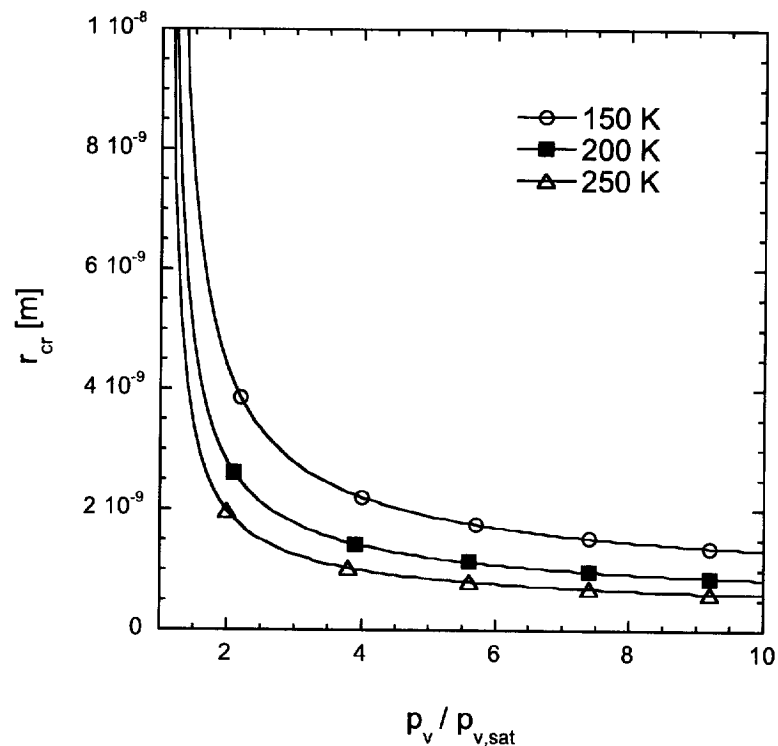
第 3-2 図，各モデルによる凝縮核生成率の実験結果との比較。

(3-11)式の  $r_{cr}$  は臨界凝縮核半径または Kelvin 半径と呼ばれ，均一核凝縮により発生する凝縮核の半径を決定する．この半径以下では凝縮核は表面張力により押しつぶされてしまうため安定して存在することができない．第 3-3 図に，各過飽和度 ( $p_v/p_{v,sat}$ ) における臨界凝縮核半径を示す．(3-11)式右辺の分母に過飽和度の  $\log$  が含まれており，これにより臨界凝縮核半径は過飽和度に強く影響を受ける．図より，温度が低いほどより大きな臨界凝縮核半径となることがわかる．また(3-12)式は凝縮核の成長を支配する式であり，右辺は拡散による核成長を表す部分と  $kn$  数の関数による補正項からなる．式中の  $\rho_{v,w}$  については以下の式で定義される界面が曲率をもつ場合の飽和水蒸気密度を代入する．

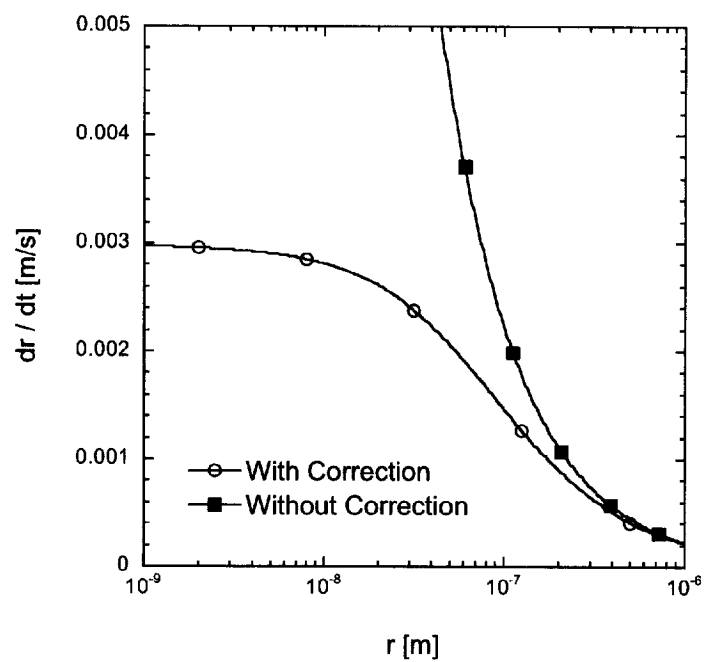
$$\rho_{v,sat,r} = \rho_{v,sat} \exp\left(\frac{2\sigma_p}{\rho_p R_v T r}\right) \quad (3-13)$$

第3-4図では、温度を250 Kとしたときの、 $kn$ 数の補正のない場合の核成長速度と補正を施した場合の核成長速度を比較している。凝縮核が比較的大きい場合 ( $10^{-6}$  m 付近)、凝縮核は外側から凝縮核表面への水蒸気拡散により成長する。このとき核成長速度は基本的に半径に反比例する。しかし凝縮核の径が小さくなり平均分子自由行程と同程度になると、水蒸気分子のランダムな衝突が凝縮核の成長を支配するようになる。これを表現するのが(3-12)式右辺の  $kn$  数の関数である。補正のない場合、凝縮核が小さくなるにつれ核成長速度は急速に増大するが、補正を施すことによりこの増大が緩和される。第3-5図には、(3-12)式において水蒸気密度差を一定 ( $=0.012$  kg/m<sup>3</sup>) とした場合の凝縮核成長速度の温度に対する影響を示す。凝縮核の成長速度は温度が高いほど速く、また小さい凝縮核ほど温度の影響を受けやすい。

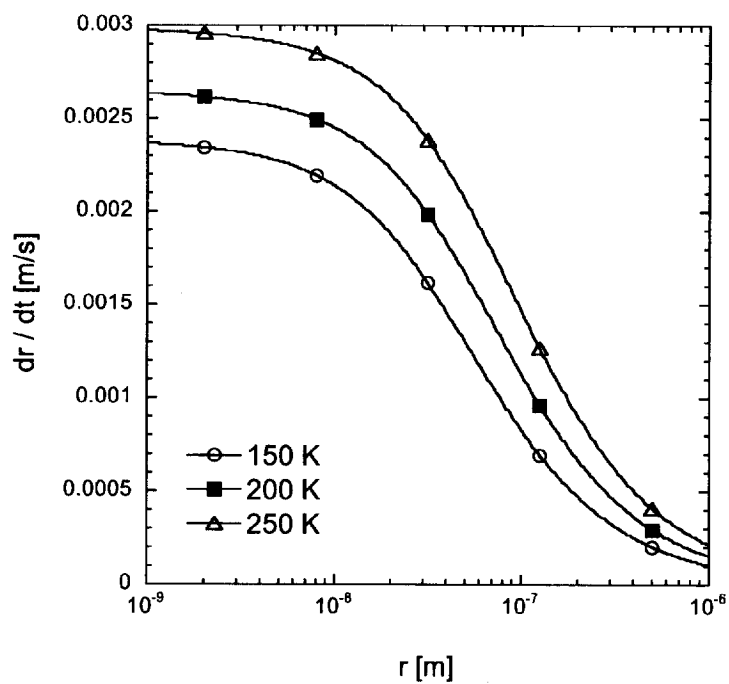
なお、各式中に含まれる物性値に関しては、 $Pr, c_p$ については一定とし、その他の物性値については Dillmann らの文献中にある多項式を使用している。また、本来凝縮核が



第3-3図，各過飽和度 ( $p_v/p_{v,sat}$ ) における臨界凝縮核半径。



第 3-4 図, 温度 250 K の場合の,  $kn$  数の補正のない場合の核成長速度と補正を施した場合の核成長速度.



第 3-5 図, 凝縮核成長速度の温度に対する影響.

(3-12)式に従い成長すると考えると、各時刻においてある格子点には大小さまざまな大きさの凝縮核が存在することになる。これらをすべて変数として記憶するのは計算コスト的に現実的ではない。本計算では以下の式により平均粒子径を算出し、(3-12)式における粒子径とした。この平均粒子径を用いた計算の妥当性については 3.1.3 項で考察する。

$$r_{ave} = \sqrt[3]{\frac{3\rho_m}{4\pi\rho_p n}} \quad (3-14)$$

(3-7) (3-9)式を用いて表される凝縮は均一核凝縮であり、空気中の塵などを核として液滴が成長するような **Heterogeneous** な凝縮については考慮されていない。**Heterogeneous** な凝縮は雲の生成などの過飽和度が比較的低い場合において支配的な役割を果たすといわれているが、本研究の条件のように一様流と冷却面温度の差が極端に大きく流れの代表時間が短い場合、その影響はあまり大きくないと考える。以下に定量的な計算によりその理由を示す。一般に室内空気中には  $10^{-9} \sim 10^{-7}$  m 程度の粒子径をもつ微粒子が  $10^9 \sim 10^{11}$  個/m<sup>3</sup> 程度存在するといわれている<sup>(23)</sup>。このときの粒子の成長速度を式(3-12)より求めてみる。 $D, \rho_p$ を仮に 220 K の値で求め、空気中に存在する微粒子を  $10^{-8}$  m のものが  $10^{10}$  個と仮定し、 $\rho_v=0.012$  kg/m<sup>3</sup> (23 °C, 59 %の湿り空気に相当)、 $\rho_{v,w}=0.0$  kg/m<sup>3</sup> とする。このとき  $dr/dt$  は  $2.8 \times 10^{-3}$  m/s 程度になり、以下の式によりミストの単位時間あたり質量増加を求めると  $8.2 \times 10^{-6}$  kg/m<sup>3</sup>/s である。

$$\rho_m^+ = 4\pi r^2 \frac{dr}{dt} \rho_p n \quad (3-15)$$

一方、本研究での流れ (1 m/s) が円柱周りを通過するのにかかる時間のオーダーは  $d/u_\infty=0.02$  sec 程度であり、この代表時間中に **Heterogeneous** な凝縮により生じるミストの密度は  $1.6 \times 10^{-7}$  kg/m<sup>3</sup> にすぎない。これは実験で求められたような *Sh* 数の低下をもたらすのに不十分であり、結果として本研究条件下において支配的なのは均一核凝縮であると考えられる。

### 3.1.3 核成長モデルの妥当性の確認

本節では (3-14) 式を用いた、各格子点毎に平均化された単一の粒子径をもつと仮定して核成長を計算するモデルの数学的妥当性について確認する。

#### 3.1.3.1 物性値を一定と仮定し、*Kn* 数による補正を無視した場合

物性値の温度、圧力変化を無視し *Kn* 数による核成長速度式の補正を無視すると、核



成長を表す式(3-12)は積分可能であり、これはモデル化の妥当性を確認する手段として有効である。粒子が下記の式に従って成長すると仮定する。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D}{\rho_p r} (\rho_v - \rho_{v,sat}) \quad (3-16)$$

この式は右辺の分母に半径  $r$  が含まれているため、大きい粒径の核ほどゆっくり成長するという特徴をもつ。 $D$ ,  $\rho_p$ ,  $\rho_{v,sat}$  の温度変化を無視すると、上記の式は積分可能であり、以下の式が導出される。

$$r = \sqrt{2ft + r_0^2} \quad (3-17)$$

ただし、 $r_0$ =初期粒子径であり、 $f=D(\rho_v - \rho_{v,sat})/\rho_p$  である。ここで、 $D$  を 293 K における値、 $\rho_p$  を  $1000 \text{ kg/m}^3$ 、 $(\rho_v - \rho_{v,sat})=0.01 \text{ kg/m}^3$  とし、 $r_0=1 \times 10^{-6}, 1 \times 10^{-7}, 1 \times 10^{-8} \text{ m}$  とすると、(3-17)式は第 3-6 図に示すようなグラフになる。ここで横軸の右端の 0.02 sec は本研究における流れの代表時間 ( $d/u_\infty$ ) である。グラフより、初期粒子半径が  $1 \times 10^{-7} \text{ m}$  以下であれば粒子半径の時間経過はほとんど同じになることがわかる。均一核凝縮により生成する粒子径は  $10^{-8} \text{ m}$  以下である。つまり、これらの核が初期状態で  $10^{-7} \text{ m}$  以下の範囲においてある程度の分布を有していたとしても、時間が経過するとともにほぼ単一の粒径に成長する。

### 3.1.3.2 物性値を温度の関数とし、Kn 数による補正を考慮した場合

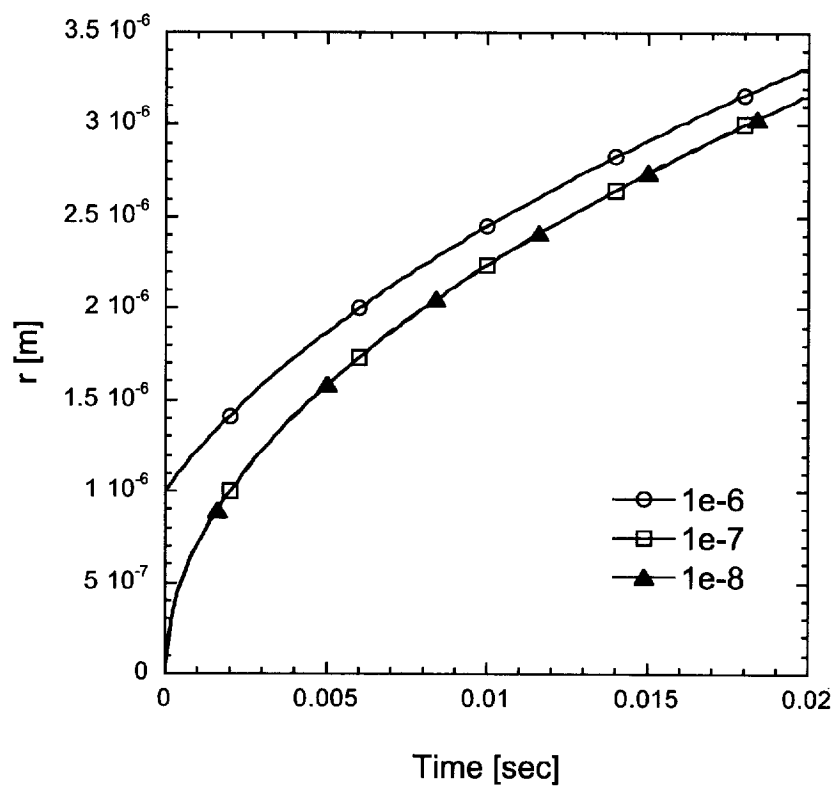
本項では定容積の容器内における水蒸気の凝縮を考えることで、平均化された単一粒径によるモデルの妥当性を検討する。

初期状態において表 3-1 にあるような状態にある容積  $1 \text{ m}^3$  の容器を考える。時間の経過と共に均一核凝縮がおり、過飽和場が緩和していく様子を計算により求める。物性値を温度の関数とし、 $Kn$  数による補正を考慮した場合、単純に(3-12)式を積分することはできない。従って差分法による数値計算を行う。1)平均化された単一粒径による核成長モデルと、2)粒径に分布をもたせたモデルの計算結果を比較することでモデルによる結果の違いを検討する。

#### 3.1.3.2.1 支配方程式と計算方法

いずれのモデルの場合も、まずは(3-7),(3-11)式による核発生を考える。これらの式に基づき発生した凝縮核が、(3-12)式に基づき成長するとする。核成長速度は粒子の半径に反比例するが、この粒子半径を 1)の単一粒径モデルでは式(3-14)により計算する。一方粒径に分布をもたせたモデルでは以下のように考える。凝縮核粒子は  $1 \times 10^{-10} \sim 1 \times$

$10^{-6}$  m の間に存在するとし、この範囲を 100 個の領域に分け記号  $i$  でナンバリングする。



第 3-6 図，式(3-17)による粒径の時間変化，初期粒径を  $1 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^{-6}$  m に変化させた場合の影響。

表 3-1，初期状態

温度	210 K
空気密度	$1.20 \text{ kg/m}^3$
水蒸気密度	$0.01 \text{ kg/m}^3$
ミスト密度	$0.00 \text{ kg/m}^3$

それぞれの領域に存在する粒子数  $n_i$  を変化させることにより、全体の核成長をモデル化する。領域  $i$  における粒子数  $n_i$  の時間変化は、(3-18)式により求めることができる。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = - \left\{ \frac{n_i}{\Delta d_i} \left( \frac{dd}{dt} \right)_i - \frac{n_{i-1}}{\Delta d_{i-1}} \left( \frac{dd}{dt} \right)_{i-1} \right\} \quad (3-18)$$

この式において、右辺第1項は領域  $i$  から流出する粒子数を、右辺第2項は領域  $i$  に流入する粒子数を表す。式中で  $\Delta d$  は領域  $i$  に含まれる粒子径の幅を示す。例えば領域1が  $1 \times 10^{-10} \sim 2 \times 10^{-10}$  m の間に含まれる粒子を意味する場合、 $\Delta d = 1 \times 10^{-10}$  m である。また  $(dd/dt)$  は(3-12)式の  $dr/dt$  を単に2倍したものである。

このようにして粒子の核成長が求まると、以下のようにして容器内温度および水蒸気、ミストの密度を更新することができる。

#### 1) 単一粒径モデルの場合

$$\rho_m^+ = \frac{4}{3} \pi r_{cr}^3 \rho_p N^+ + 4 \pi r^2 \frac{dr}{dt} \rho_p n \quad (3-19)$$

$$(\rho c_v T)^{n+1} = (\rho c_v T)^n + \rho_m^+ L \quad (3-20)$$

$$\rho_v^{n+1} = \rho_v^n - \rho_m^+ \Delta t \quad (3-21)$$

$$\rho_m^{n+1} = \rho_m^n + \rho_m^+ \Delta t \quad (3-22)$$

#### 2) 粒径分布モデルの場合

$$\rho_{m1}^+ = \frac{4}{3} \pi r_{cr}^3 \rho_d N^+ \quad (3-23)$$

$$\rho_{mi}^+ = 4 \pi r_i^2 \left( \frac{dr}{dt} \right)_i \rho_d n_i \quad (3-24)$$

$$\rho_{m2}^+ = \sum \rho_{mi}^+ \quad (3-25)$$

$$(\rho c_v T)^{n+1} = (\rho c_v T)^n + (\rho_{m1}^+ + \rho_{m2}^+) L \quad (3-26)$$

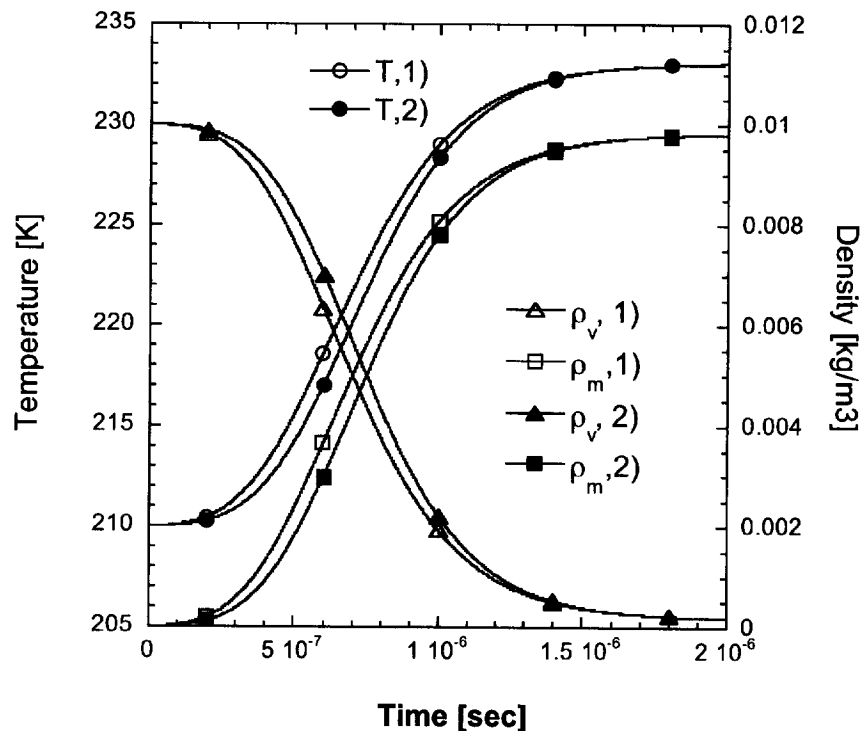
$$\rho_v^{n+1} = \rho_v^n - (\rho_{m1}^+ + \rho_{m2}^+) \Delta t \quad (3-27)$$

$$\rho_m^{n+1} = \rho_m^n + (\rho_{m1}^+ + \rho_{m2}^+) \Delta t \quad (3-28)$$

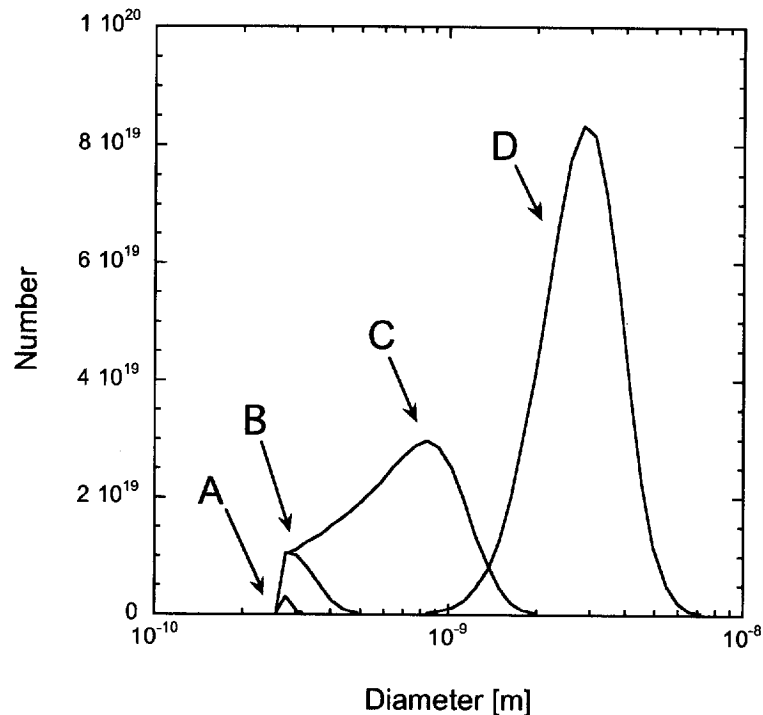
ただし2)の分布モデルの場合、(3-18)式の時間進行にはCFDにおけるクーラン数と同等のものによる制約を受けることに注意しなければならない。

### 3.1.3.2.2 計算結果

以下に、上記の2つのモデルによる計算結果を示す。第3-7図は、1)と2)のモデルにより計算された、温度、水蒸気密度およびミスト密度の時間変化を示したグラフである。第3-7図より、これらの物理量の時間変化に対するモデルの違いの影響は小さいと考えられる。参考として第3-8図に、2)の分布モデルによる凝縮核の分布の変化を示す。発生する凝縮核はすべて(3-11)式の臨界凝縮核半径をもつと仮定したため、初期段階では臨界凝縮核半径である  $2.5 \times 10^{-10}$  m の付近に集中した粒径分布が見られる。時間の経過と共に核が成長していき、最終的にはDのような対数正規分布型の粒径分布ができる。



第3-7図、核成長モデルの違いによる過飽和場の緩和の様子の違い。1)は平均化された単一粒径モデルによる計算結果、2)は粒径に分布をもたせたモデルによる計算結果を示す。



第 3-8 図, 粒子分布モデルによる各時刻における粒子分布. A は計算開始後  $2.0 \times 10^{-9}$  sec 後, B は  $2.0 \times 10^{-8}$  sec 後, C は  $2.0 \times 10^{-7}$  sec 後, D は  $2.0 \times 10^{-6}$  sec 後. D において過飽和場の緩和はほぼ終了している.

なお, 先に述べたように(3-12)式によれば小さい核ほど大きな成長速度を持ち, 大きい核ほど成長速度が遅くなるため, 核発生が終了した後は粒径分布の広がり徐々に狭くなるという特徴を持つ.

## 3.2 計算手法

### 3.2.1 方程式の離散化

上述の基礎方程式を, 圧縮性流体の差分法である AUSM+スキーム<sup>(24)</sup>および 3 次精度の MUSCL 法<sup>(25)</sup>を用いて差分化する. 圧縮性解法を本研究のような音速に対し遅い流れに用いると, いわゆる Stiff 問題により時間進行に支障をきたす. 本計算ではこれを Edwards らの提案した前処理法<sup>(26)</sup>および Weiss らによる擬似時間を用いた時間進行法<sup>(27)</sup>により解決する. 擬似時間の進行には 2 次精度ルンゲ・クッタ法を使用した.

Edwards らの方法では基礎方程式を以下のように変形することにより低速流を解く.



$$\Gamma \frac{\partial \hat{W}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \hat{T}_i}{\partial \xi_i} = \hat{S} + \hat{H} \quad (3-29)$$

$$\hat{W} = \begin{bmatrix} p \\ u_1 \\ u_2 \\ T \\ \rho_v / \rho \\ \rho_m / \rho \\ n \end{bmatrix}$$

$\Gamma$ は Weiss ら<sup>(27)</sup>により提案された前処理行列であり, 本計算に対しては以下のような行列となる.

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \theta + \frac{1}{RT} & 0 & 0 & -\frac{\rho}{T} & 0 & 0 & 0 \\ \left(\theta + \frac{1}{RT}\right)u_1 & \rho & 0 & -\frac{\rho}{T}u_1 & 0 & 0 & 0 \\ \left(\theta + \frac{1}{RT}\right)u_2 & 0 & \rho & -\frac{\rho}{T}u_2 & 0 & 0 & 0 \\ \left(\theta + \frac{1}{RT}\right)H - 1 & \rho u_1 & \rho u_2 & -\frac{\rho}{T}H + \rho c_p & 0 & 0 & 0 \\ \left(\theta + \frac{1}{RT}\right)\frac{\rho_v}{\rho} & 0 & 0 & -\frac{\rho_v}{T} & \rho & 0 & 0 \\ \left(\theta + \frac{1}{RT}\right)\frac{\rho_m}{\rho} & 0 & 0 & -\frac{\rho_m}{T} & 0 & \rho & 0 \\ \left(\theta + \frac{1}{RT}\right)n & 0 & 0 & -\frac{\rho n}{T} & 0 & 0 & \rho \end{bmatrix} \quad (3-30)$$

$$\theta = \frac{1}{U_{ref}^2} - \frac{1}{a^2}$$

$$U_{ref}^2 = \min \left[ a^2, \max \left( |V|^2, K |V_\infty|^2 \right) \right]$$

$$H = c_p T + \frac{1}{2} (u_1^2 + u_2^2)$$

ここで $|V|$ は各位置における速度の絶対値であり、 $|V_{\infty}|$ は一様流の速度の絶対値とした。 $K$ は定数であり本計算では0.25としてある。また、(3-29)の方程式は前処理により非定常計算には適さない形となっている。本研究では以下の方程式を解くことにより、各実時間タイムステップにおける解を計算する。

$$\Gamma \frac{\partial \hat{W}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \hat{T}_i}{\partial \xi_i} = \hat{S} + \hat{H} \quad (3-31)$$

ここで $\tau$ は擬似時間であり、各実時間タイムステップにおいて擬似時間を2次精度ルンゲ・クッタ法で進行させ(3-31)式の収束解を得ると、実時間方程式を満たす解を求めることができる。実時間の微分は2次精度後退差分で近似し、 $\Delta t$ は初期状態における $\tau$ の時間刻みの5倍（以後計算中は一定）とした。

以下に式(3-1)中に含まれる熱泳動項の差分化手法を示す。式(3-2)および(3-3)により、最終的にナビエ・ストークス方程式中の熱泳動項は温度に対する2階の空間微分を含むことがわかる。しかしこれを他の拡散項と同様に中心差分で評価すると計算が破綻する。そのメカニズムを以下に示す。

第3-9図に示すような下向き温度勾配のある流れ場におけるミスト密度の輸送を考える。点は格子点を示し、周囲の四角が検査体積（セル）であり、1のセルの下面と3のセルの上面はそれぞれ冷却、加熱壁面である。初期条件として、1～3のセルに $\rho_m=0.01 \text{ kg/m}^3$ のミストが存在するとし、熱泳動により誘起される速度 $u_T=1 \text{ m/s}$ 、セルを $1 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ の立方体とする。境界面1-2,2-3における流束を考え、時間を1 sec ずつ進行させて各セルの状態を調べる。

1step:  $\rho_{m1}=0.01 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{m2}=0.01 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{m3}=0.01 \text{ kg/m}^3$

1-2,2-3の境界面における流束を、上下のセルの平均値として計算すると（中心差分）

$$(\rho_m u_T)_{1-2} = (\rho_m u_T)_{2-3} = ((0.01+0.01)/2) \times 1 = 0.01 \text{ kg/m}^2/\text{sec}$$

である。セル境界の面積を $1 \text{ m}^2$ としたので、次のステップに進む際に3のセルからはこの流束分（0.01 kg/sec）が引かれる。2のセルには上から流入する分と下から流出する分が相殺し、ミスト密度は変化しない。1のセルでは流入によりミスト密度が増加する。

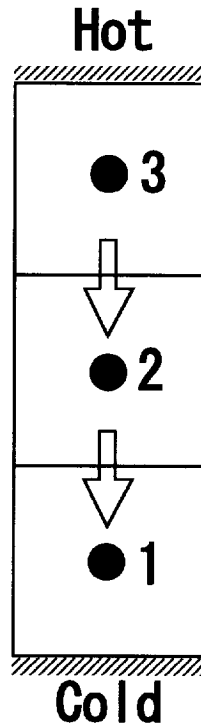
2step:  $\rho_{m1}=0.02 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{m2}=0.01 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{m3}=0.0 \text{ kg/m}^3$

先程と同様に1-2,2-3の境界面における流束を、上下のセルの平均値として計算する。

$$\rho_m u_{T,1-2} = ((0.01+0.02)/2) \times 1 = 0.015 \text{ kg/m}^2/\text{sec}$$

$$\rho_m u_{T,2-3} = ((0.0+0.01)/2) \times 1 = 0.005 \text{ kg/m}^2/\text{sec}$$

これを用いて3 stepのミスト密度を求めると以下ようになる。



第 3-9 図，下向き温度勾配を有する流れ場の模式図.

3step:  $\rho_{m1}=0.035 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{m2}=0.0 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{m3}=-0.005 \text{ kg/m}^3$

ここで3のセルの密度がマイナスになり，計算が破綻する．これはミスト密度を中心差分的に評価したために起こる現象であり，風上で評価すればこのような破綻は起こらない．

このような破綻は，熱泳動ではミスト密度分布とは無関係に決まる温度勾配により熱泳動速度が決まるというメカニズムによって引き起こされる．運動量流束の場合，上記のようなことがおこると3のセルの圧力が下がり下向きの流束が減少する．熱や濃度の拡散の場合は流束が必ず勾配とは逆の方向に流れるためこのような現象は起こらない．この破綻を避けるため，ミスト密度を風上差分で，熱泳動速度を2次精度中心差分で評価すると，差分式は以下ようになる．

$$\frac{\partial(\rho_m U_T)}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta \xi} (\rho_{m,j+1/2} U_{T,j+1/2} - \rho_{m,j-1/2} U_{T,j-1/2}) \quad (3-32)$$

$$\rho_{m,j+1/2} = 0.5(U_T + |U_T|)\rho_{mL} + 0.5(U_T - |U_T|)\rho_{mR}$$

$$\rho_{mL} = 1.5\rho_{m,j} - 0.5\rho_{m,j-1}$$

$$\rho_{mR} = 1.5\rho_{m,j+1} - 0.5\rho_{m,j+2}$$

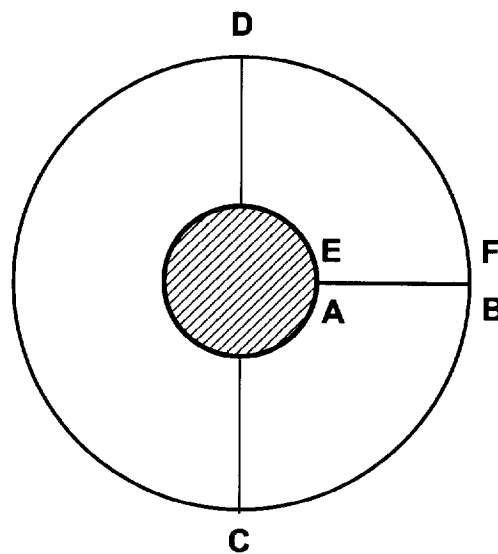
$$U_{T,j+1/2} = 0.5(U_{T,j+1} + U_{T,j})$$

ここで  $j$  は格子点の番号を意味する．(3-32)式はミスト密度の熱泳動項の差分化手法であるが，ミスト数密度に関しても同様である．

### 3.2.2 境界条件

計算の対象となる流れ場は2次元円柱周り流れであるため，計算格子としては○型の格子を用いる．第3-10図に格子の模式図を示す．図において流れが左側から来ると仮定し，C-D間（左側）に流入境界条件を設定する．流入境界条件では圧力のみを外挿し他の物理量を指定している．B-C，D-F間は流出境界条件であり，圧力のみを指定している．これらの外部境界は円柱半径の約40倍以上の距離をもって設定されるため，円柱周りの流れ，特に質量流束には影響を与えない．またA-B，E-F間は周期境界条件であり，4点の格子をオーバーラップさせている．

A-Eは壁面境界条件である．壁面境界条件では温度を指定し，速度および壁面方向の圧力勾配を0としている．壁面における水蒸気密度は壁面温度における飽和状態の水蒸気密度とした．冷却壁面におけるミスト密度およびミスト数密度に関しては，(3-32)式において必ず壁面側が風下になるため，壁面における値は流れ側から決定される．



第3-10図，格子の模式図．

### 3.3 計算手法の妥当性の確認

#### 3.3.1 Lamb 渦

式(3-31)による擬似時間を使用した時間進行の妥当性については、向井ら<sup>(28)</sup>が一樣流中に配置された渦の移動の解析で確認を行っている。本計算コードでも向井らと同様に一樣流中に以下の式で表される Lamb 渦を配置し、非定常計算に問題の無いことを確認した。

$$v_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi\alpha} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\alpha^2}\right) \right\} \quad (3-33)$$

$$dp = \frac{\rho v_{\theta}^2}{r} dr \quad (3-34)$$

境界条件： $p=p_{\infty}$  at  $r=\infty$

ここで  $r$  は渦中心からの距離であり、 $\alpha=0.2$ 、 $\Gamma=0.16 \times 2\pi\alpha$  とした。格子は直交格子で、遠方境界は渦半径の約 330 倍の距離にある。第 3-11 図にその結果を示す。渦は時刻 0 sec において原点  $(x_1, x_2)=(0, 0)$  に配置された。一樣流の速度は  $(u_1, u_2)=(1, 0)$  としたため、時刻 0.25 sec において渦の中心は  $(x_1, x_2)=(0.25, 0)$  にある。図より CFD による解が理論解とよく一致していることがわかる。

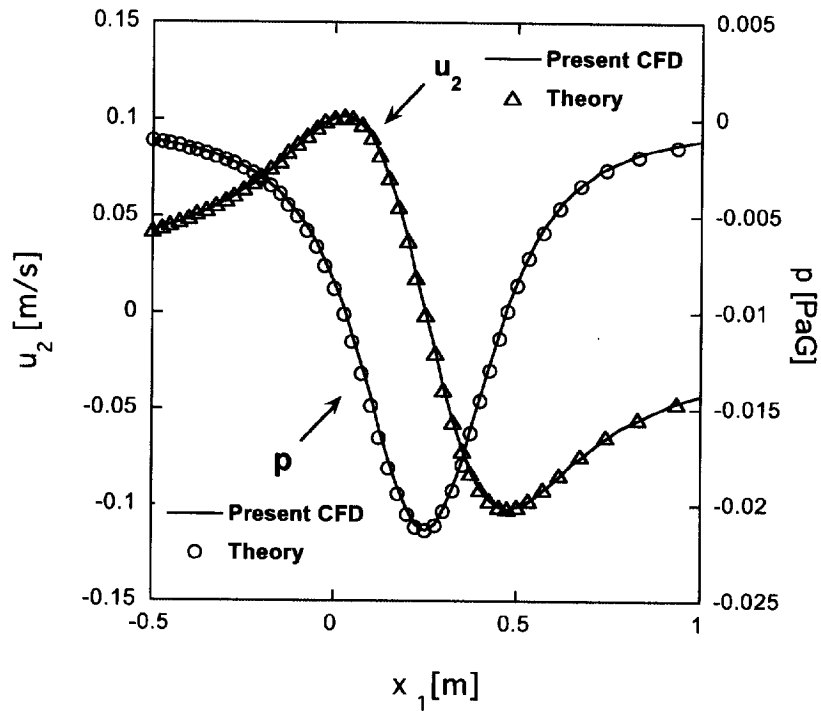
#### 3.3.2 円柱の揚力係数、抗力係数、ストローハル数

次に、一樣流中に置かれた円柱の揚力係数  $C_l$ 、抗力係数  $C_d$  およびストローハル数  $St$  の計算を行い、過去に得られた計算結果および実験結果と比較した。第 3-2 表は  $Re=200$  の場合の  $C_d$ 、 $C_l$ 、 $St$  を他の計算結果と比較したものである。本計算においては流速は 1 m/s、壁面温度は主流と同じ 293.15 K とした。本計算による結果は約 4 周期分を時間平均することで求めた結果である。 $C_l$  が他の計算例より若干大きい値を示しているものの、他の非圧縮性の解法を用いた計算と比較し良い一致が見られる。特に  $St$  の一致は今回の擬似時間による時間進行法が妥当であることを示していると考ええる。

#### 3.3.3 円柱の熱伝達

第 3-12 図は本研究で得られた円柱周りの平均化された  $Nu$  数を、Kramers および McAdams により実験的に得られたデータと比較したものである<sup>(32)</sup>。壁面温度および一樣



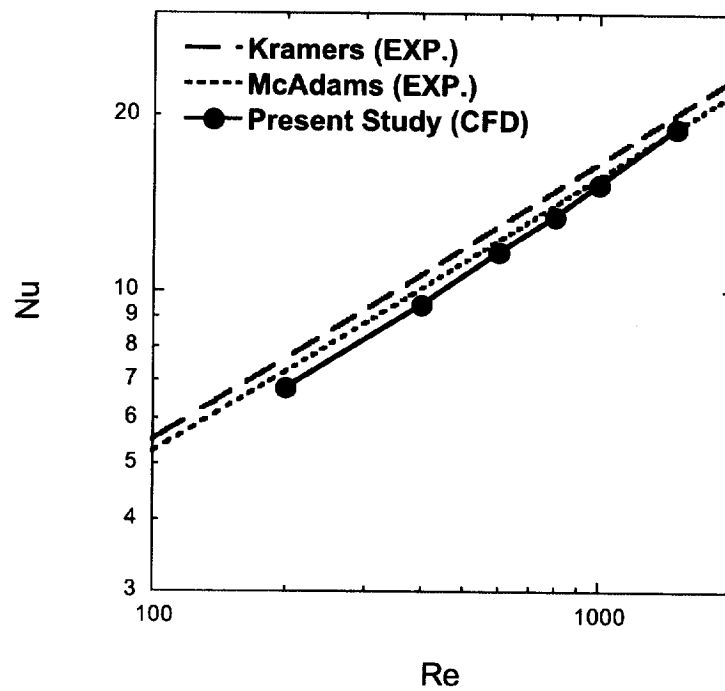


第 3-11 図, Lamb 渦の移流の計算結果と厳密解との比較.

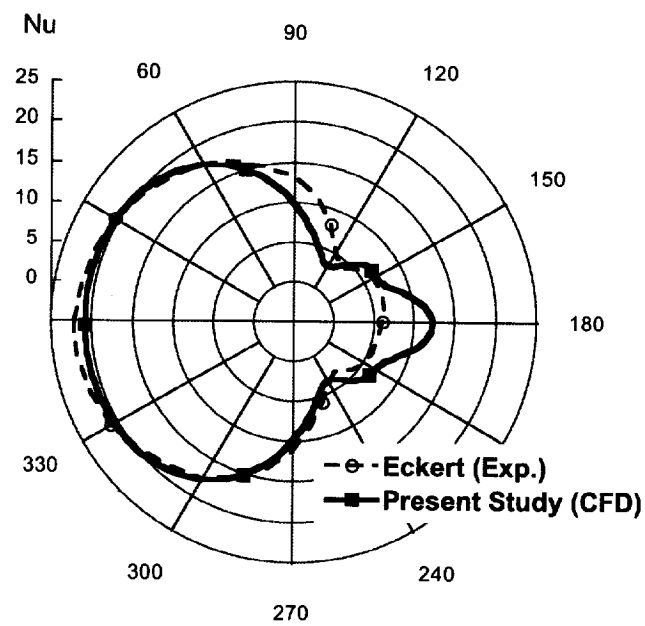
第 3-2 表, 抵抗係数, 揚力係数,  $St$  数の過去の解析結果との比較

	$C_d$	$C_l$	$St$
本計算	$1.13 \pm 0.03$	$\pm 0.71$	0.185
Rogers <sup>29)</sup>	$1.23 \pm 0.05$	$\pm 0.65$	0.185
Dougherty <sup>30)</sup>	$1.13 \pm 0.07$	$\pm 0.70$	0.181
Jiang <sup>31)</sup>	$1.35 \pm 0.004$	$\pm 0.66$	0.19

流の温度は比較する Kramers らの実験が行われた条件を参考にそれぞれ 313 K, 293 K とした. 一様流の速度は 1 m/s である. 図より, 本計算コードにより得られた  $Nu$  数分布は, 広範囲の  $Re$  数に対しよく一致していることがわかる. また第 3-13 図には,  $Re=600$  における円柱周囲の局所  $Nu$  数分布を, Eckert らの実験結果<sup>(32)</sup>と比較して示した. 流れ場はカルマン渦列を伴う非定常流れであるため, 局所  $Nu$  数分布は時間平均を取ったものとなっている. 図より, 全域にわたり実験結果とよく一致する  $Nu$  数分布が得られていることがわかる.



第 3-12 図, 本計算で得られた時間空間平均  $Nu$  数の実験結果との比較.



第 3-13 図,  $Re=600$  における時間平均された局所  $Nu$  数分布の実験結果との比較.

## 第4章 熱泳動による粒子の運動の数値計算

本章では、第3章で説明した基礎方程式および数値解法により構築された数値計算コードを用い、凝縮を含まない、熱泳動による粒子の運動を含む流れ場の解析を行う。本論文の解析の目的は冷却円柱周りの物質伝達を再現することにあるが、そのためには熱泳動により移動する粒子の挙動を正しく捕らえる必要がある。本章においては、過去の熱泳動流れ場の実験および解析結果と本研究で開発した計算コードによる解析結果を比較することにより、本コードの妥当性を確認する。

4.1節ではまず、過去の熱泳動流れ場解析の概要を述べ、本計算の位置づけを明確にする。4.2節で計算手法について簡単に述べた後、4.3、4.4節においていくつかの典型的な流れ場を解析し計算結果を過去の実験結果および解析結果と比較する。さらに4.5節では、本論文の主題とも関連する加熱、冷却円柱まわりの熱泳動による物質伝達特性について解析する。

### 4.1 過去の熱泳動流れ場解析と本研究の位置づけ

熱泳動の流れ場解析は、過去に境界層内流れの相似則を用いた解析を中心にいくつか例がある。Gorenら<sup>(33)</sup>は、加熱または冷却平板上に発達する境界層流れ中の粒子に作用する熱泳動の影響を、 $\mu/\rho$  = 一定を仮定した簡易的な圧縮性解析により調べた。またEpsteinら<sup>(34)</sup>、Gargら<sup>(35)(36)</sup>はそれぞれ、垂直平板近傍の自然対流または円柱周りの強制対流を、定常非圧縮性流れを仮定して解いている。しかし上記の研究例では境界層内の圧力分布を一定と仮定する、もしくは理論または経験的に求めた圧力分布を強制的に与えており、平板や円柱以外の複雑な形状への応用は困難である。またいずれも定常解析であり、これらの手法では円柱流れのように非定常な流れ場を計算することはできない。

本研究では、前処理法を用いた非定常2次元流体解析コードに熱泳動項を追加することにより、任意の流速をもつ流れ中の任意形状物体への粒子の輸送解析を可能にした。このコードを用いて過去に実験または解析された流れ場を解き、結果を比較することでこの手法による解析の妥当性を検証する。

### 4.2 計算手法

流れ場の支配方程式は3章で説明したものと同一であるが、本章では水蒸気の相変化は取り扱わないため、凝縮モデル並びに水蒸気の保存式は必要としない。その他は差分手法、境界条件等についても全く同様である。

### 4.3 Goranらによる解析結果との比較

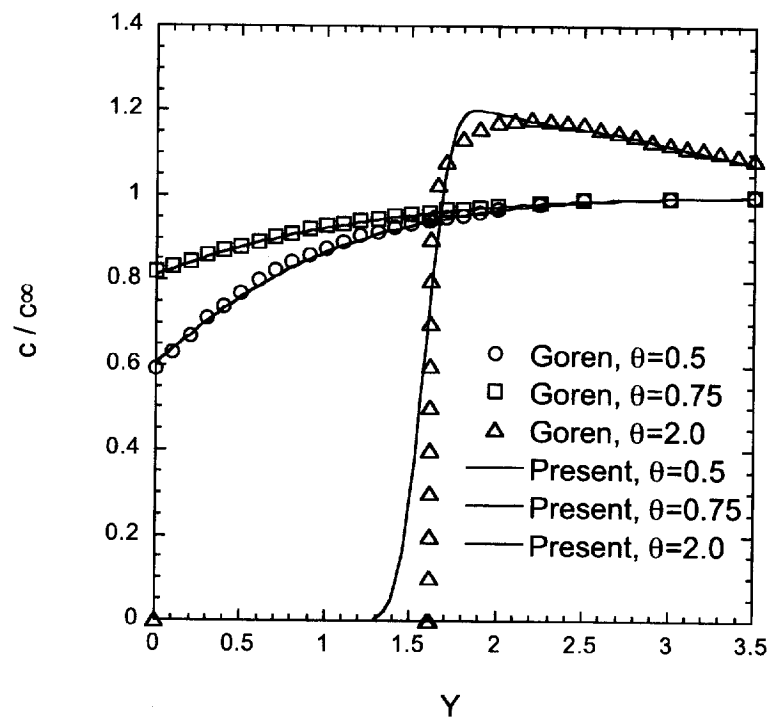
開発したコードの信頼性を確認するため、Gorenらが行った熱泳動を伴う平板境界層

流れの解析結果<sup>(33)</sup>と本計算コードによる解析結果を比較する。Goren らの解析では、密度変化を伴う境界層流れの方程式を、(1)熱泳動係数  $c_T$  が一定( $c_T=0.75$ )、(2)流れ場は相似である、(3)  $\mu/\rho$  =一定、などの仮定のもとで Blasius の手法を用いて解析的に計算している。本計算では同様の流れ場を2次元数値解析により収束解を求めることで再現した。本計算で用いた計算格子は  $201 \times 171$  の直交2次元格子であり、平板近傍に格子を集中させて配置している。外部境界は前方については平板の約20倍、上方については境界層厚さの約40倍の位置にある。

第4-1図に、様々な壁面温度における粒子の無次元質量分率の距離方向変化を示す。横軸はGoren らにならい以下のように定義される変数  $Y$  を用いて表現している。

$$Y = y(\rho_\infty u_\infty / 2\mu_\infty x)^{1/2} \quad (4-1)$$

図より、壁面無次元温度  $\theta = T_w/T_\infty$  が1以下、つまり冷却平板の場合は本計算の結果とGoren らの解析がほぼ完全に一致することがわかる。 $\theta$  が2の場合、Goren らの解析による結果は非常に鋭い立ち上がりを見せるのに対し、本計算による結果は比較的なだらかな上昇を見せるが、これはそれぞれの解析の計算手法の違いによるものと考えられる。いずれにせよその差は微少であり、本解析は妥当であると判断する。

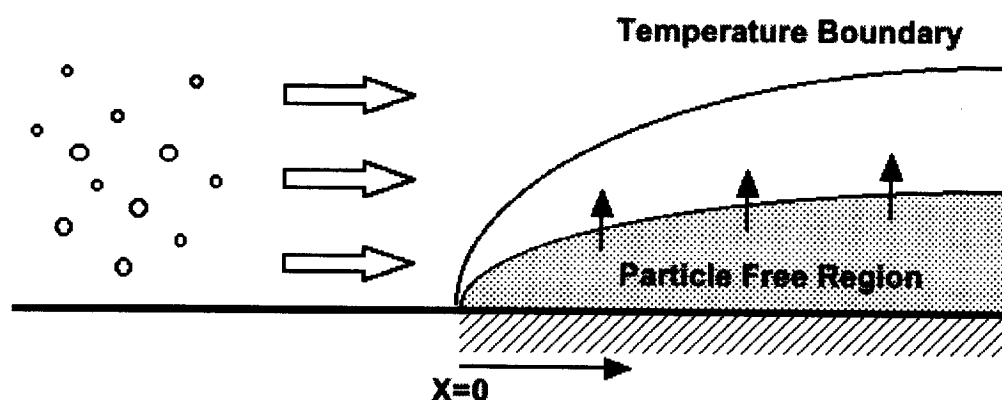


第4-1図、本計算による平板上の粒子質量分率分布とGoren らの解析結果との比較。

## 4.4 加熱平板周りの境界層流れ

### 4.4.1 流れ場

Talbot ら<sup>(17)</sup>は加熱平板上部に発達する境界層流れの内部において上流から飛散してきた酸化アルミ粒子が熱泳動により排除される様子をレーザーにより測定した. Talbot らの流れ場の概略図を第 4-2 図に示す. 粒径  $2\mu\text{m}$  の酸化アルミニウム粒子が平板の上流から飛散し,  $x=0$  の位置に配置された加熱平板上へ流入する. 加熱平板上では温度境界層が発達しており, これによる温度分布のため平板近傍において粒子に上方への熱泳動力が働く. このため平板近傍では無粒子領域 (Particle-Free Region) が発生する. Talbot らはこの無粒子領域の厚さを, レーザードップラー速度計測を応用した方法で計測している. 本計算でもこれと同様の流れ場を解析する. 試験条件は四種類あり, それぞれのケースにおける壁面温度, 主流速度, 加熱開始位置  $x_s$  を第 4-1 表に示す. 主流温度はいずれも 298 K である.



第 4-2 図, 加熱平板周りの境界層流れ概略図.

第 4-1 表, それぞれのケースにおける計算条件

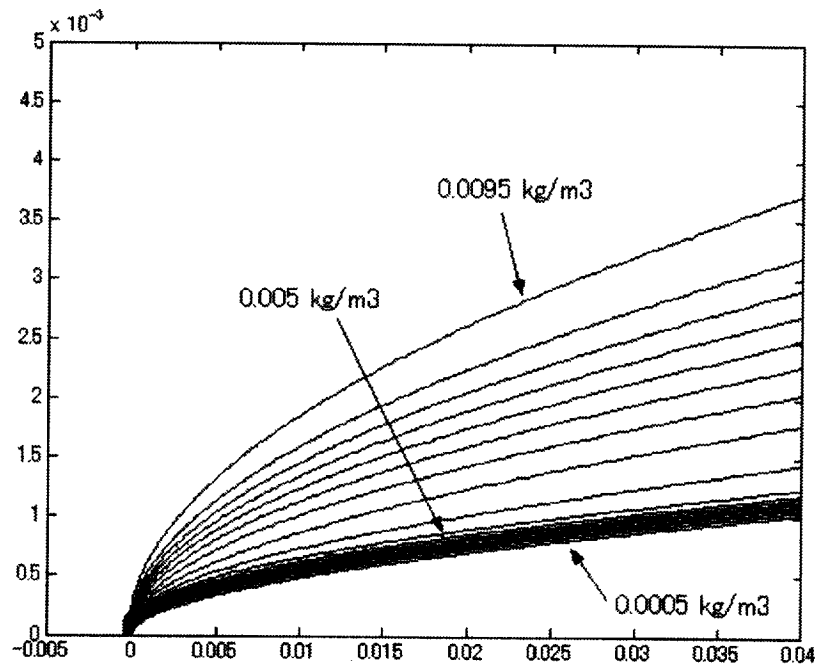
	$T_w$	$u_\infty$	$x_s$
Case 1	870 K	3.5 m/s	0 mm
Case 2	1170 K	4.4 m/s	0 mm
Case 3	1170 K	3.0 m/s	0 mm
Case 4	870 K	3.5 m/s	13 mm



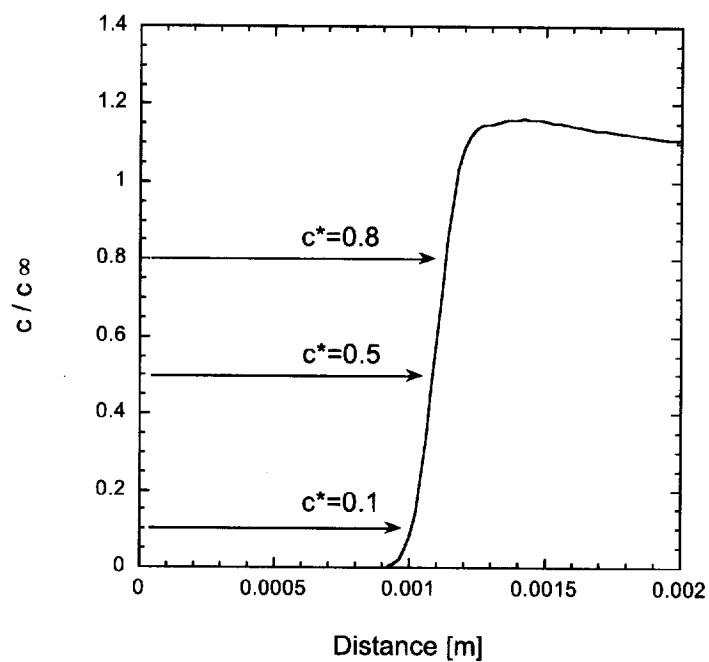
計算格子については 4.1 項のものと同一の格子を使用している。Talbot らの実験では酸化アルミニウムの粒子径については示されているものの、粒子数密度については示されていない。Goren らは、粒径が  $1\ \mu\text{m}$  の場合流指数密度が  $10^{13}$  個/ $\text{m}^3$  程度であれば粒子が流れ場に影響を与えることはない指摘している。粒径  $2\ \mu\text{m}$  の本計算では粒子数密度を  $5.86 \times 10^{11}$  個/ $\text{m}^3$  とし、粒子空間密度が約  $0.01\ \text{kg}/\text{m}^3$  となるようにした。

#### 4.4.2 計算結果

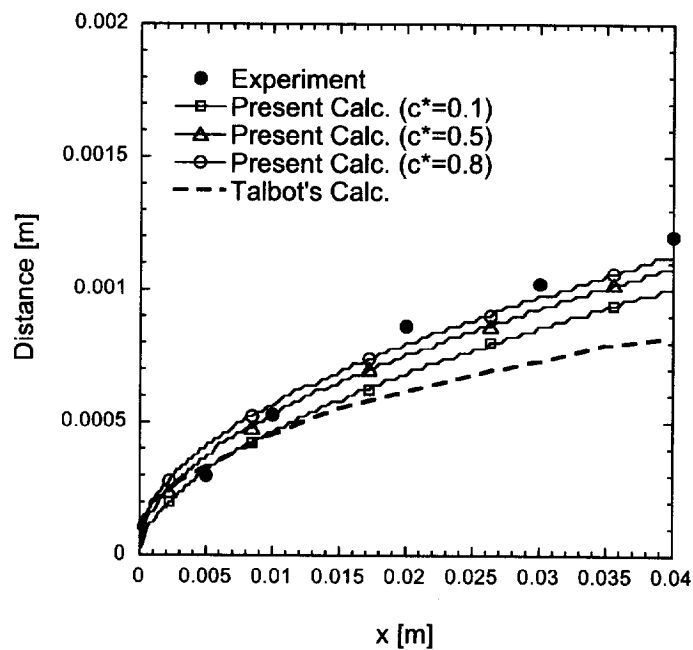
第 4-3 図に Case 1 の場合の粒子空間密度分布を示す。上述のように、加熱壁面近傍では温度勾配により熱泳動力が強く働き、粒子密度がきわめて薄い領域が存在していることがわかる。第 4-4 図に、Case 1 の壁面先端から  $40\ \text{mm}$  の位置における質量分率の垂直方向分布を示す。Talbot らの実験の場合、レーザーによるパルスカウントがある地点から急激に立ち上がる位置があり、これをもって無粒子領域としているが、数値計算においてはあるしきい値 ( $c^*$  とする) をもってこれを判断する必要がある。第 4-4 図ではしきい値をそれぞれ  $0.1$ ,  $0.5$ ,  $0.8$  とした場合の無粒子領域の判定位置を矢印で示している。このしきい値の定義により、無粒子領域は若干の違いを見せることになる。図 4-5 は三つの異なるしきい値を用いて算出した無粒子領域の計算結果を、Talbot らの実験値および同じく Talbot らの計算値と比較したものである。Talbot らの計算値については、定常流れを仮定して解析した境界層流れ場に粒子を飛ばし、ラグランジェ的



第 4-3 図, Case1 の計算条件における粒子空間密度分布.



第 4-4 図, Case 1 の壁面先端から 40 mm の位置における質量分率の垂直方向分布. 合わせてそれぞれのしきい値の位置を示す.

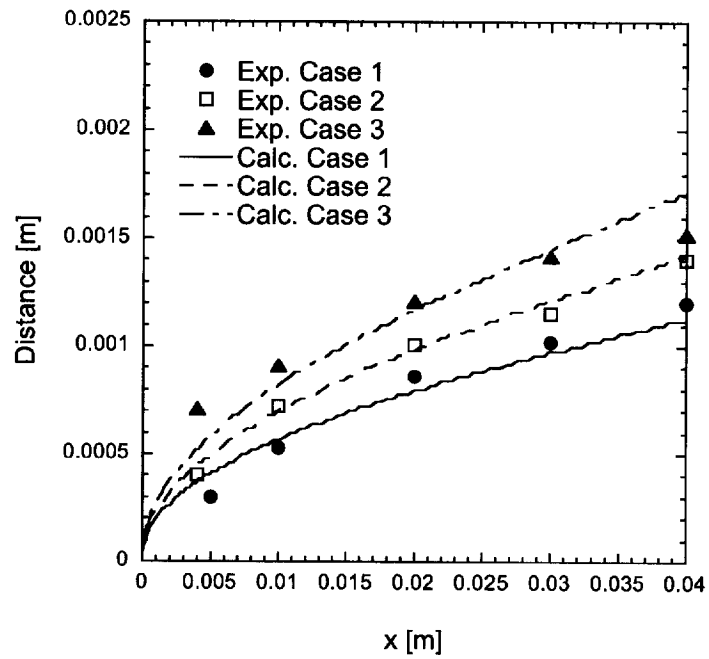


第 4-5 図, 三つの異なるしきい値を用いて算出した無粒子領域の計算結果. Talbot らの実験値および同じく Talbot らの計算値を同時に示す.

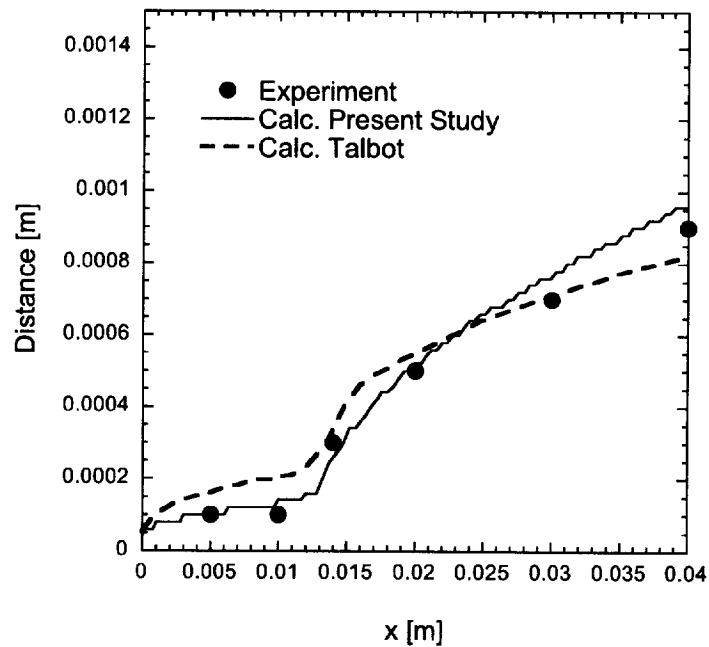
に追跡しながら粒子に働く流体力を計算して軌跡を求めた結果である。なお、Talbot らによる無粒子領域は、 $x=0$  において壁から 0.1 mm の位置から飛ばした粒子が辿る軌跡としている。質量分率のグラフの立ち上がりが急峻であるため、しきい値を変化させても無粒子領域の広さに大きく影響しない。また本計算による結果については、方程式を簡略化してオイラー的に計算を行ったにもかかわらず、Talbot らのラグランジェ的な計算による結果に比べ実験値に近い値を示している。特に Talbot らの計算結果は後流にいくにつれ実験結果との差が大きくなるが、本計算結果についてはその傾向は小さい。Talbot は文献の中で、実験結果における無粒子領域の決定方法が実験値と計算値との差異を与えている可能性があるとは指摘している。すなわち、レーザーカウンタによる粒子の計測により、壁面の遠方からトレースしてきたカウント値が急激に減り始める点を無粒子領域としており、その点が必ずしも粒子が 0 になる点と一致するとは限らないということである。今回の数値計算においてどのしきい値を用いるのが正しいかを判断するのは難しいが、 $c/c_\infty$  の立ち上がりは急峻であるため無粒子領域に大きな差は生じないようである。参考として、第 4-1 図によれば本計算による質量分率の分布が Goren らの解析解による無粒子領域と一致するのはおよそ  $c^*=0.8$  の位置である。

第 4-6 図は今回の解析によるそれぞれのケースにおける無粒子領域を Talbot らの実験結果と比較したものである。試験条件は第 4-1 表に示されている。それぞれの解析においてしきい値  $c^*$  は 0.8 とした。いずれのケースにおいても実験結果と計算結果が定量的にもよく一致している。

Talbot らは、実験における平板先端の影響を評価するため、加熱開始位置を  $x_s=13\text{mm}$  にずらした計測も行っている。第 4-7 図には、壁面温度 870 K、流速 3.5 m/s 条件下での無粒子領域境界の分布を示す。 $x<13\text{ mm}$  の非加熱領域については主流と同じ温度とした。 $x=13\text{ mm}$  からの無粒子領域は第 4-5、4-6 図における同条件の  $x=0\text{ mm}$  からの無粒子領域境界分布にほぼ等しい。図には Talbot らによるラグランジェ解析による結果も示しているが、ラグランジェ的な解析の結果と本計算のオイラー的な解析の結果の違いはほとんどないといえる。



第4-6図, それぞれのケースにおける無粒子領域分布のTalbotらの実験結果との比較.



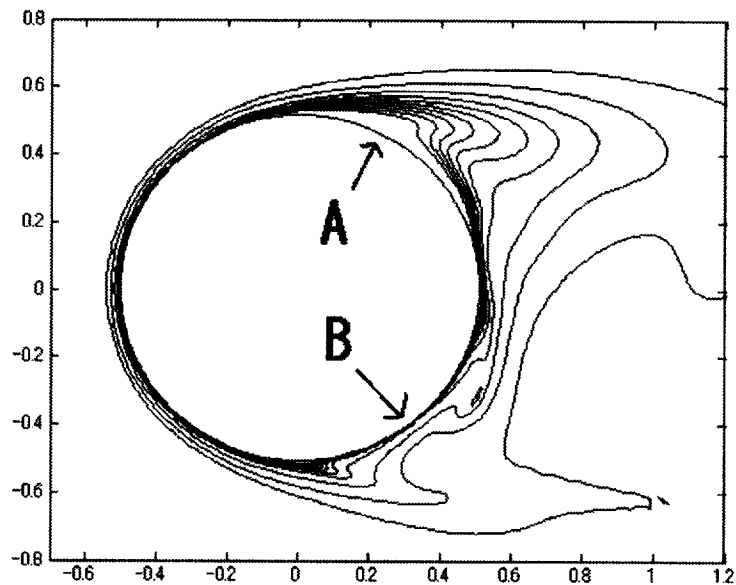
第4-7図, Case 4の条件下での無粒子領域境界の分布. Case 4では平板の加熱は  $x=0.013$  mの位置から開始される.

## 4.5 冷却／加熱円柱周りの熱泳動流れ

次に、2次元冷却／加熱円柱周りの熱泳動を伴う場合の粒子の挙動を非定常解析により再現する．計算格子は $201 \times 151$  点の格子点を壁面付近に集中させた格子を使用した．外部境界は円柱半径の約 40 倍の位置にあり，半径と半径方向の最小格子幅の比  $r / \Delta r_{min}$  は 400 である．飛散させる粒子については粒径  $1 \mu\text{m}$ ，数密度  $10^{13}$  個/ $\text{m}^3$ とした．

### 4.5.1 加熱円柱

第 4-8 図に  $Re$  数 1282，表面温度  $T_w/T_\infty=586.3 \text{ K}/293.15 \text{ K}=2.0$ ，主流流速  $u_\infty=1.0 \text{ m/s}$  の加熱円柱周りの粒子空間密度分布を示す．平板の場合と同様に加熱された壁面の近傍では熱泳動の影響で粒子が排除され無粒子領域が発生する．円柱の前面では澱み点から遠ざかるとともに境界層が発達していく様子がみられ，これは基本的に平板のものと同様であるが，流れが剥離するとその様相は異なったものとなる．特に円柱の上方，澱み点から  $120^\circ$  ほど後流の位置（図中 A）において無粒子領域が大きく外側へ広がっているのと同時に，それと下方のほぼ上下対称の位置（図中 B）では逆に無粒子領域が薄くなっている．円柱後流側では流れの時間変化と同様に無粒子領域も時間変化する．



第 4-8 図，加熱円柱周りの粒子空間密度分布．

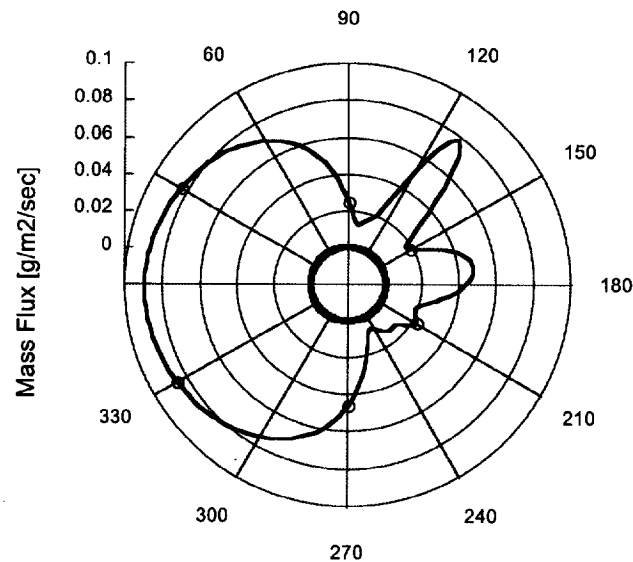


#### 4.5.2 冷却円柱

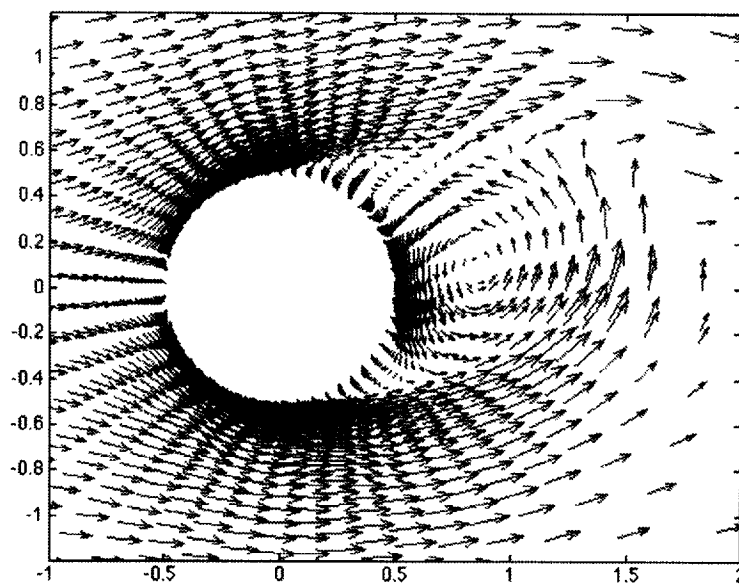
円柱表面温度が周囲の流体温度より低い場合、円柱近傍の粒子には熱泳動により円柱へ引きつけられる方向の力が働く。円柱表面に到達した粒子はすべて円柱に付着すると考えると、円柱への粒子の質量流束は以下の式により見積もることができる。

$$\dot{m} = -(\rho_p U_{T2})_{wall} \quad (4-2)$$

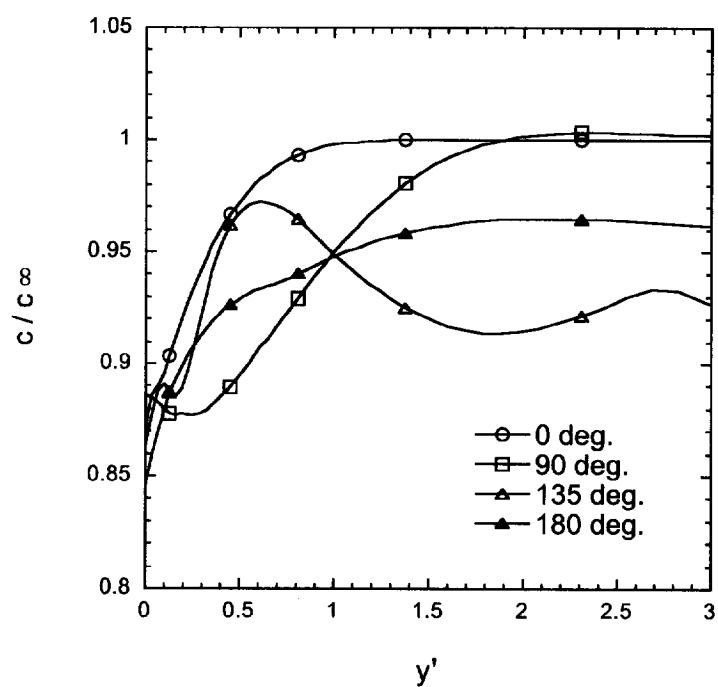
上式において  $U_{T2}$  は円柱半径方向の熱泳動速度であり、通常負の値をとるため右辺には負号をつけた。第 4-9 図に、 $Re$  数 1282、表面温度  $T/T_\infty=146.6 \text{ K}/293.15 \text{ K}=0.5$  の場合の円柱周囲の局所質量流束（瞬間値）を、第 4-10 図にはこのときの円柱周囲の速度ベクトル分布を示す。円柱の周りで流れは十分に発達しており、円柱の後方にはカルマン渦列が発生している。第 4-9 図より、冷却円柱では円柱前方に質量流束が集中していることがわかるが、これは円柱前方で境界層が薄く温度勾配が急峻であるためである。また円柱の後方においても、 $130^\circ$  付近に質量流束の極大点が見られるが、これも温度勾配の増大によるものである。第 4-11 図、第 4-12 図に円柱ぬき点からの角度がそれぞれ  $0, 90, 135, 180$  における半径方向の質量分率／温度分布を示す。図の横軸は以下の式により整理してある。



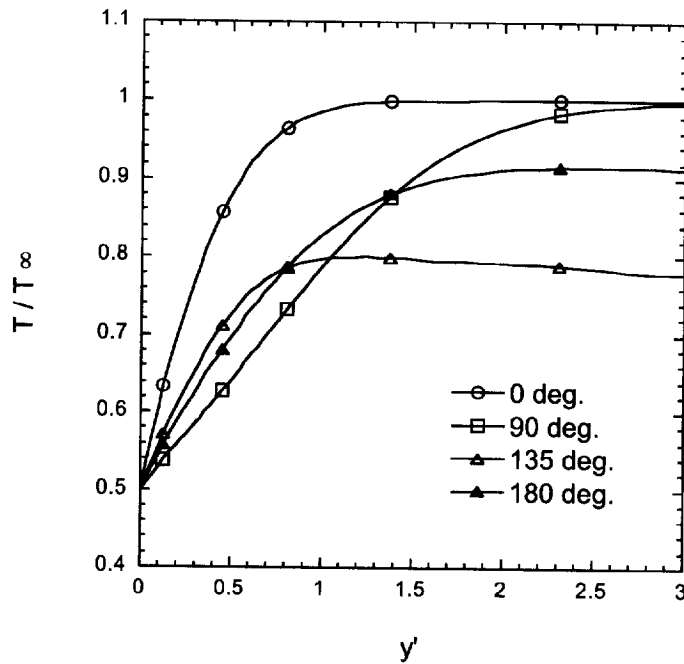
第 4-9 図、円柱周囲の局所質量流束（瞬間値）。円柱後方では渦による巻き込みにより局所的に質量流束が増大する。



第 4-10 図，第 4-9 図と同時刻の円柱周囲の速度ベクトル分布．



第 4-11 図，円柱激み点からの角度がそれぞれ 0, 90, 135, 180 における半径方向の質量分率．



第 4-12 図，円柱激み点からの角度がそれぞれ 0，90，135，180 における半径方向の温度分布．

$$y' = (\rho_{\infty} u_{\infty} / 2\mu_{\infty} d)^{1/2} \eta \quad (4-3)$$

第 4-11 図において，流れの剥離のため特に 90° 以降において質量分率の分布が大きく乱れているが，壁面直近ではほぼ一定の値 (0.85～0.89) を取ることがわかる．これは過去の Garg らの解析の結果<sup>(35)(36)</sup>と同一である．従って(4-2)式で計算される質量流束の局所変化は基本的に熱泳動速度の変化によりもたらされていることが予想される．第 4-12 図を見ると質量流束の極大点がある 135° 付近で温度勾配が急峻であることがわかる．これは後流のカルマン渦により外側の温かい空気が円柱壁面付近に引き込まれることによると考えられる．これにより温度勾配に比例する熱泳動速度が増大し，局所的に質量流束を高めている．

上記の数値計算の結果より，熱泳動により冷却円柱に引きつけられる粒子の質量流束に関して，予測式を導き出すことができる．円柱表面の粒子の質量流束(4-2)式は，熱泳動速度(3-3)式を代入することで以下のように表現できる．

$$\dot{m} = \rho_{p,w} c_T \frac{v_w}{T_w} \frac{\partial T}{\partial \eta} \bigg|_w \quad (4-4)$$

ここで

$$\rho_{p,w} = (\rho c)_w = \rho_w \frac{c_w}{c_\infty} c_\infty = \rho_w \frac{c_w}{c_\infty} \frac{\rho_{p,\infty}}{\rho_\infty} = \frac{T_\infty}{T_w} \frac{c_w}{c_\infty} \rho_{p,\infty} \quad (4-5)$$

であり、また温度勾配に関しては  $Nu$  数による熱流束の表現と同様の考え方により、 $Re$  数の関数  $C_{Re}$  を用いて

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_w = C_{Re} \frac{T_\infty - T_w}{d} \quad (4-6)$$

と表現することができる。以上により

$$\dot{m} = \frac{T_\infty}{T_w} \frac{c_w}{c_\infty} \rho_{p,\infty} c_T \frac{v_w}{T_w} C_{Re} \frac{T_\infty - T_w}{d} \quad (4-7)$$

である。(4-7)式中の  $c_w/c_\infty$  については第 4-11 図に示した通り円柱の全周でほぼ同一の値をとる。本研究では  $T_w/T_\infty$  を 0.5～0.9、 $Re$  数を 400～1282 に変化させた計算を行い、 $c_w/c_\infty$  が以下の式で求められることを確認した。

$$\frac{c_w}{c_\infty} = 1.2986 - 17874 \left( \frac{T_w}{T_\infty} \right) + 2.5045 \left( \frac{T_w}{T_\infty} \right)^2 - 1.0242 \left( \frac{T_w}{T_\infty} \right)^3 \quad (4-8)$$

$c_w/c_\infty$  は  $Re$  数には依存しない。また  $C_{Re}$  については以下の通りである。

$$C_{Re} = 0.34355 Re_m^{0.57702} \quad (4-9)$$

(4-7)～(4-9)式により、任意の表面温度をもつ円柱に対する粒子の質量流束を求めることができる。ただし、主流条件は常温のみで確認されており、また粒子径は  $1 \mu m$  の場合に限られる。粒子径が変化した場合、熱泳動係数  $c_T$  が変化するため  $c_w/c_\infty$  も影響を受ける。従って現状では(4-8)式の適用範囲は狭いが、この適用範囲を拡大するのは今後の課題とする。

#### 4.6 まとめ

前処理を施した圧縮性数値計算コードを利用して、熱泳動により影響を受ける平板／円柱周りの粒子の挙動を計算した。過去の実験結果および解析結果と比較した結果として、以下の知見を得た。

- (1) 加熱、冷却平板上の粒子の質量分率の分布を Goren らの解析結果と比較すると、加熱平板周りの場合多少なだらかな質量分率分布を示すが、おおむね良い一致が得られた。加熱平板における比較では、 $\mu\text{m}$  オーダーの粒子の場合粒子挙動をラグランジュ的に追跡した Talbot らの計算結果と比べても遜色ない結果が得られた。
- (2) 加熱円柱周りの無粒子領域は後流側で流れの剥離により大きく影響を受け、非定常的に変化する。
- (3) 冷却円柱周りの熱泳動による粒子の質量流束は、温度境界層の薄い前方側で大きな値をとる。また後流側でもカルマン渦による外部の温かい空気が円柱近傍に引き込まれることにより局所的に温度勾配が大きな箇所が発生し、質量流束の極大点が発生する。
- (4) 数値計算の結果より、熱泳動により冷却円柱へ輸送される粒子の質量流束に関する予測式を導出した。



## 第5章 冷却円柱周りの物質伝達

本章では水蒸気の凝縮を含む冷却円柱周りの流れ場を解析し、第2章で述べた低温冷却面に特有な物質伝達の再現を目指す。結果として、構築した数値計算手法により実験結果の定量的な再現が可能になることが確認されるのみならず、凝縮を伴う流れ場における新たな物質伝達特性も明らかになる。

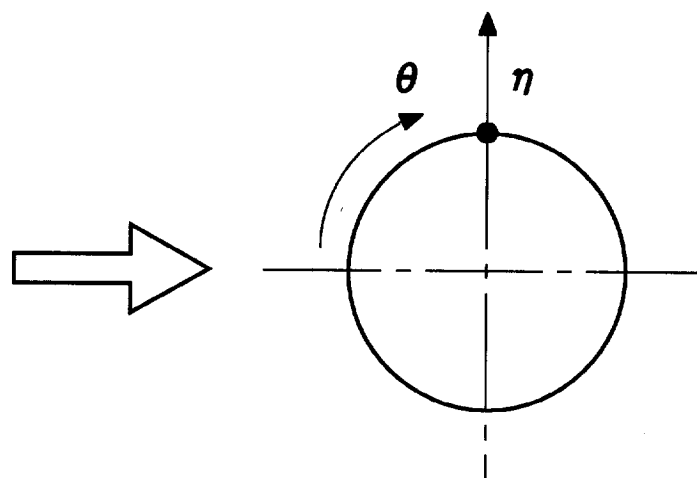
本章では初めに5.1節、5.2節で流れ場および計算手法について示した後、5.3節で数値計算によって得られた結果について示す。

### 5.1 流れ場

第5-1図に流れ場の概略図と座標を示す。2次元円柱に対し一様流が左側から流入し、冷却円柱と干渉する。以後、潑み点からの角度 $\theta$ 、円柱表面から半径方向への距離 $\eta$ を図のように定義する。実験においてはダクトを用いたため壁面が存在するが、数値計算において壁面は考慮されていない。ただし、実験における $40 \times 60$  mmのダクトと $70 \times 80$  mmのダクトの質量流束にほとんど違いがない（第2-14図）ことから、壁面の影響は少ないと考える。

### 5.2 計算手法および計算条件

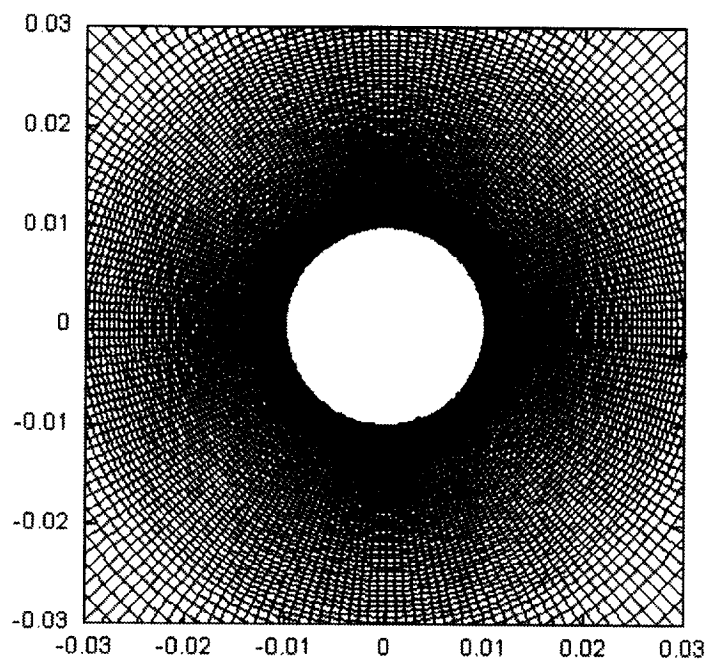
3章で示した支配方程式に支配される、 $120 \sim 250$  Kの表面温度をもつ冷却円柱周りの凝縮流れを非定常的に解析する。凝縮モデルとしては、5.3.3項でモデルによる計算結果の違いを論ずる場合以外は基本的にDillmannらのモデルを使用している。いず



第5-1図 流れ場の概略図と座標。

れにせよ 5.3.3 項にてモデルによる違いはほとんど現れないことを示す．計算格子は  $201 \times 151$  点の格子を壁面付近に集中させて配置したものを使用している．外部境界は円柱半径の約 60 倍の位置にあり，半径と半径方向の最小格子幅（壁面付近）の比  $r/\Delta r_{min}$  は 800 である．円柱近傍の格子の様子を第 5-2 図に示す．

計算条件を第 5-1 表に示す．計算条件は基本的に実験と同様である．計算には JAXA 宇宙科学研究本部のスーパーコンピュータ SX-6 を使用した．



第 5-2 図，円柱近傍の格子の様子．

第 5-1 表，計算条件

円柱径	20 mm
流速	1 m/s
Re 数	1282
主流温度	296.15 K
主流湿度	59 %
絶対湿度	約 10 g/kgAir
壁面温度	120-250 K

## 5.3 計算結果および考察

### 5.3.1 表面温度の低下に伴うミストの発生

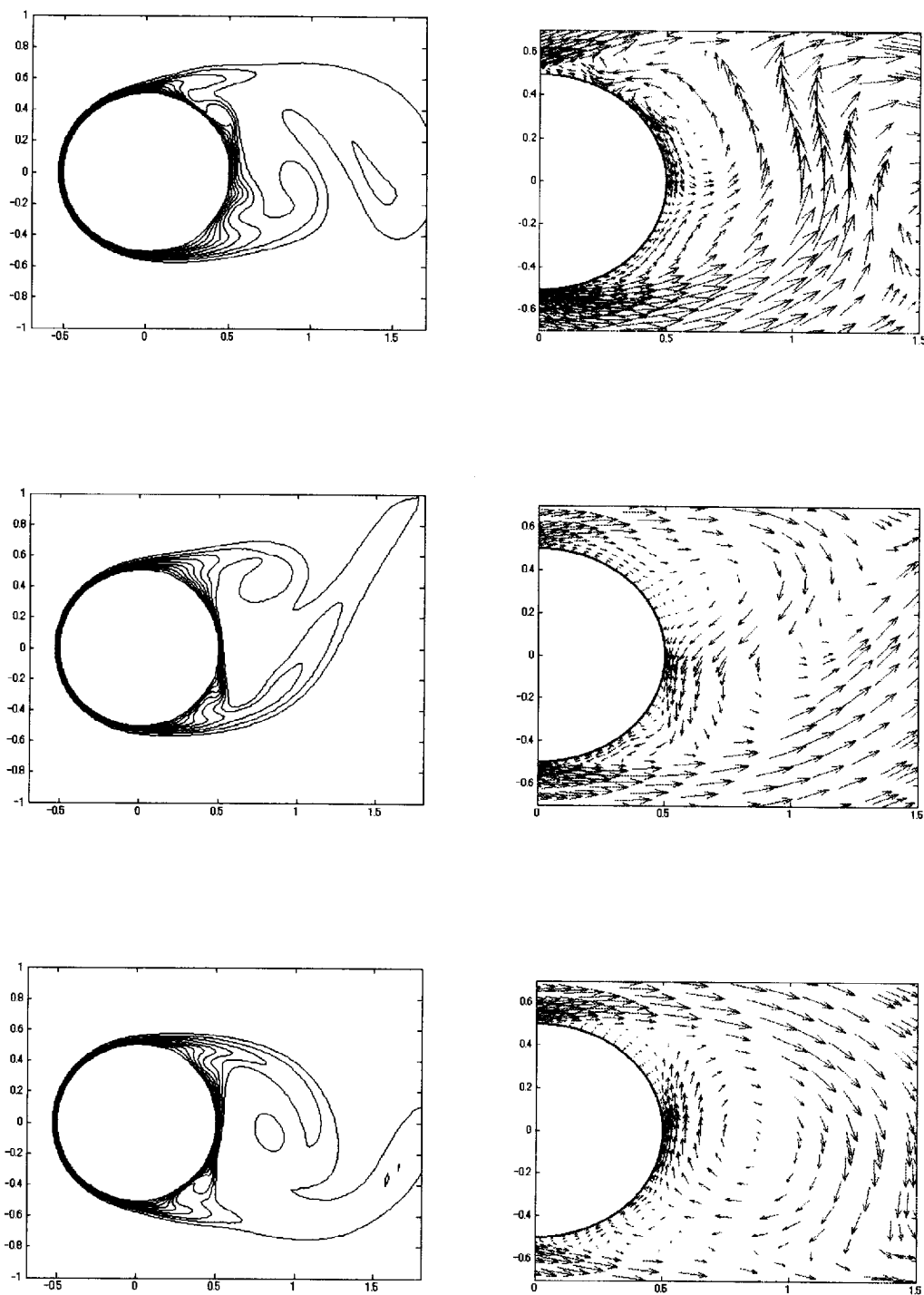
第 5-3 図に本計算による 200 K の冷却円柱周りの温度分布、速度ベクトル図を、また第 5-4 図にはミスト密度分布と局所質量流束分布（瞬間値）を示す。それぞれの図において、流れが十分に発達した状態における連続した 3 枚の画像を示した。Re 数は 1282 であるため、円柱の後方では流れの剥離が起こりカルマン渦が発生する。円柱前方では温度境界層が薄いため、ミストの発生は円柱のごく近傍に限られる。一方円柱の後方では流れの剥離によりミストが広範囲に存在していることが確認できる。また、速度ベクトル図と局所質量流束分布図を比較することにより、後流側では渦により外側の湿った空気が引き込まれている箇所では局所質量流束が上昇していることがわかる。

第 5-5、5-6 図には、円柱表面温度がそれぞれ 220 K、200 K の場合のミスト密度分布を示す。第 5-4 図とは異なり、ミスト密度の濃淡を色の濃さで表している。数値計算においてミストは円柱表面温度が 220 K を下回る領域で発生する。実験では 220 K において初めてミストの発生が目視で確認されたが、CFD においてもこれとほぼ同様の冷却面温度でミストが発生していることが確認できた。

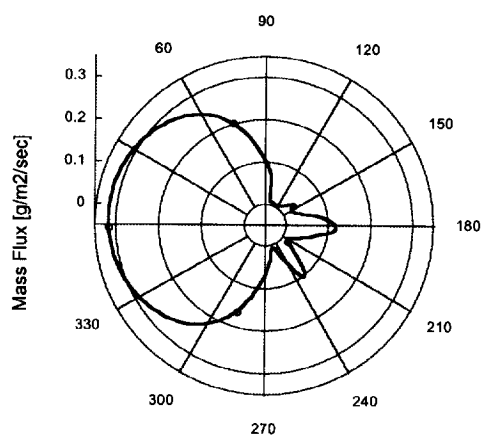
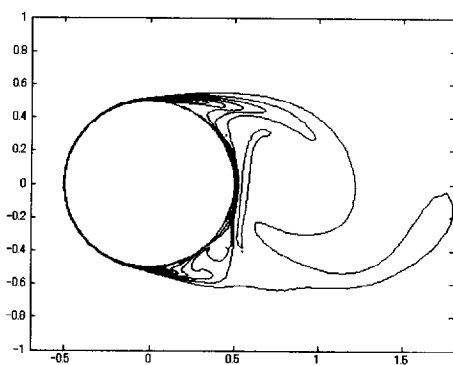
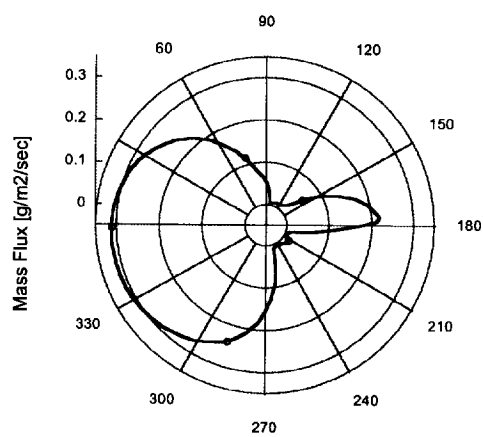
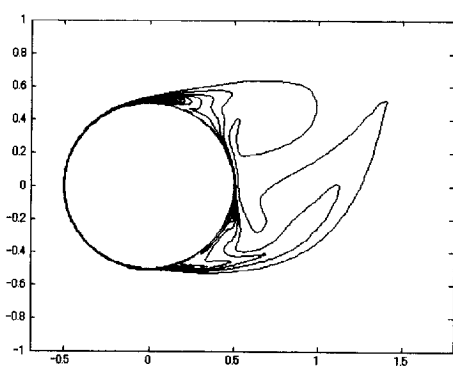
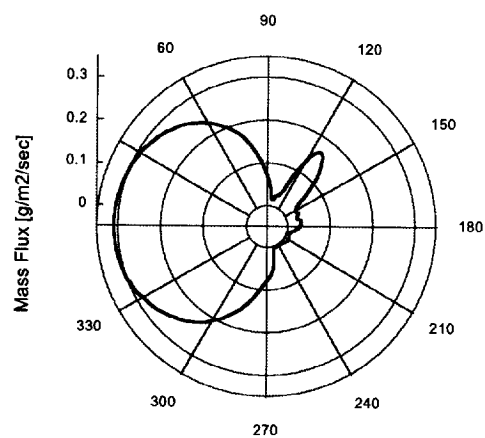
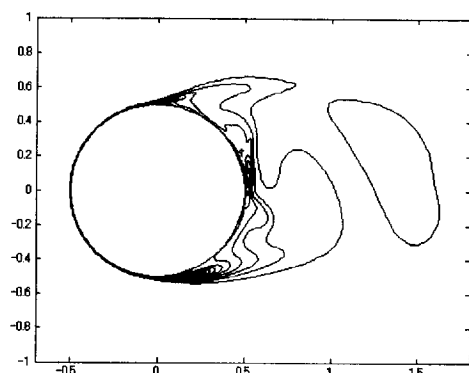
凝縮により水蒸気がミストに変わること、壁面近傍の流れの様子にも変化が現れる。第 5-7、5-8、5-9 図に、円柱表面温度がそれぞれ 240、120、210 K の場合の、 $\theta=75^\circ$  の位置における境界層内温度、水蒸気密度、ミスト密度分布を示す。円柱表面温度が 240 K の場合（第 5-7 図）、境界層内においてミストの発生は見られず、境界層外側から円柱表面まで水蒸気密度がなだらかに変化している。この水蒸気の勾配は濃度拡散によって支配されており、壁面における水蒸気濃度勾配が円柱への水蒸気質量流束を決定する。一方、円柱表面温度が 120 K の場合（第 5-8 図）、円柱側近でミストが急激に発生するため壁面付近（ $y < 0.0001$  m）では水蒸気密度が 0 となっている。この場合は水蒸気による質量流束はなく、代わりに発生したミストが壁面に付着することにより質量流束をもたらす。なお、ミストの密度が一様流中の水蒸気の密度を遙かに上回っているが、これは上流からの滞留によりミスト密度が上昇しているためであり、水蒸気とミスト密度の保存則の破綻を意味しない。円柱表面温度が 210 K の場合（第 5-9 図）は 240 K と 120 K の場合の中間に当たり、壁面付近で若干ながら水蒸気密度の勾配が緩やかになっている。これにより水蒸気の拡散による円柱表面への質量流束も若干ながら減少する。

第 5-10 図には、円柱表面温度が 120 K における境界層内の温度、水蒸気密度分布を、数値計算上恣意的に水蒸気の凝縮がないとして計算した結果と比較して示す。水蒸気の凝縮を考慮した場合の水蒸気密度分布より、壁面付近では凝縮により水蒸気が減少しているのがわかるが、これと同時に、凝縮を考慮しない場合に比べ温度が上昇しているのがわかる。これは凝縮潜熱の放出により起こる現象である。

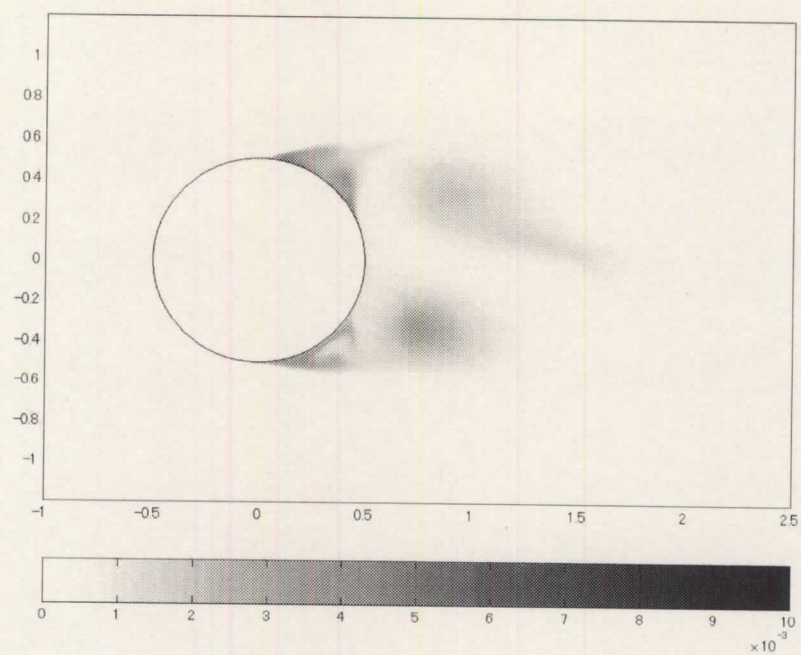
第 5-11 図に、円柱表面温度が 120 K の場合の(3-6)式で定義される質量増加率の分布（瞬間値）を示す。これが大きくなっている部分で水蒸気からミストへの相変化が激しく起こっている。図より、相変化は温度境界の縁で起きていることがわかる。円柱前



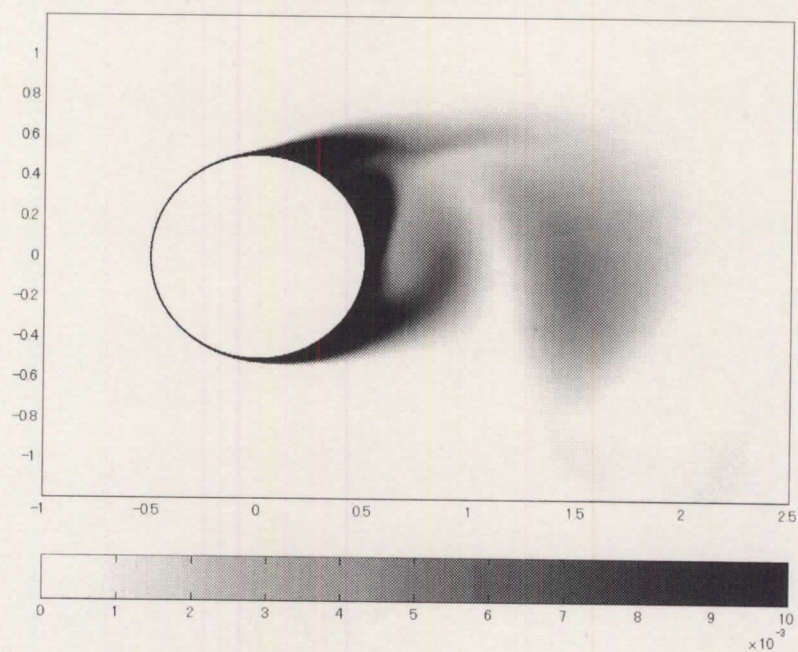
第 5-3 図，円柱表面温度 200 K の場合の温度分布（左）と速度ベクトル図（右）.



第 5-4 図, 円柱表面温度 200 K の場合のミスト密度分布 (左) と局所質量流束分布 (右, 瞬間値).

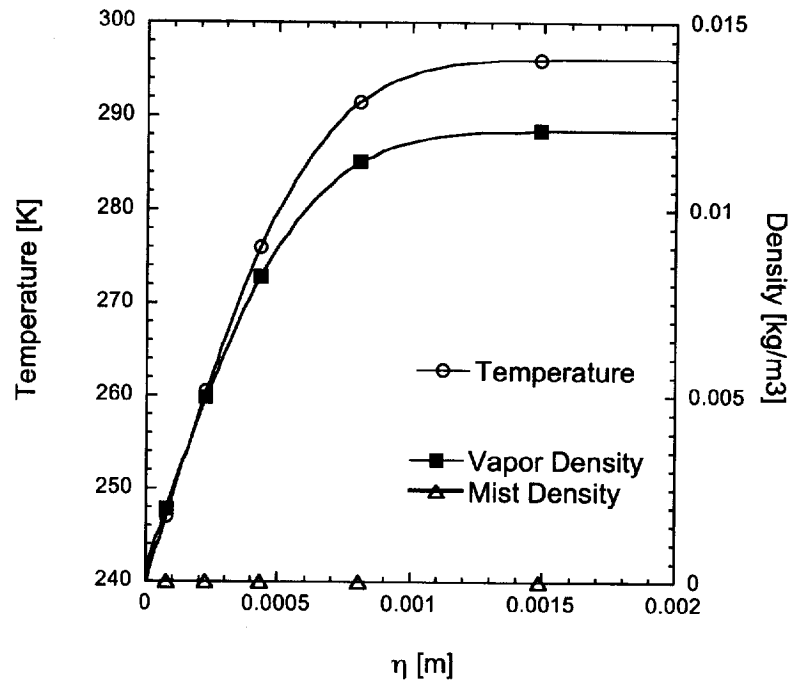


第 5-5 図，円柱表面温度が 220 K の場合のミスト密度分布.

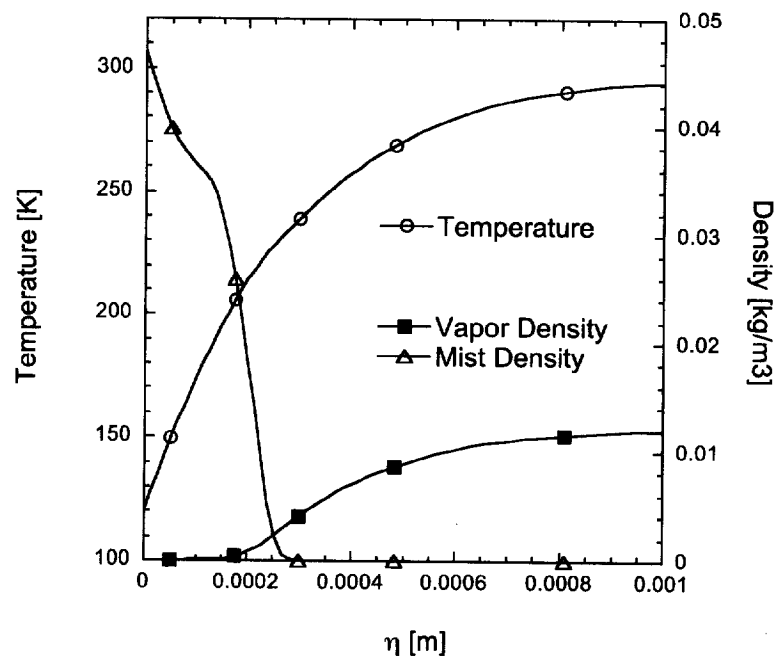


第 5-6 図，円柱表面温度が 200 K の場合のミスト密度分布.

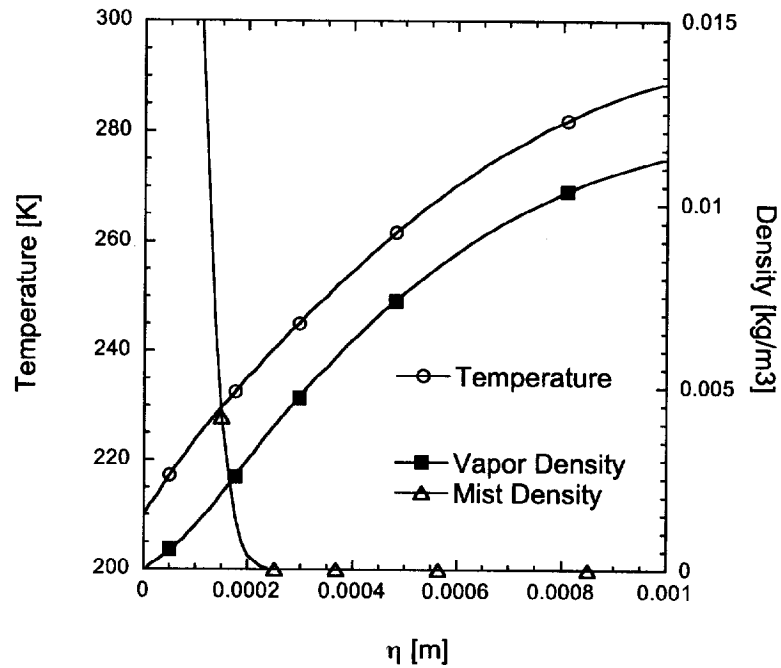




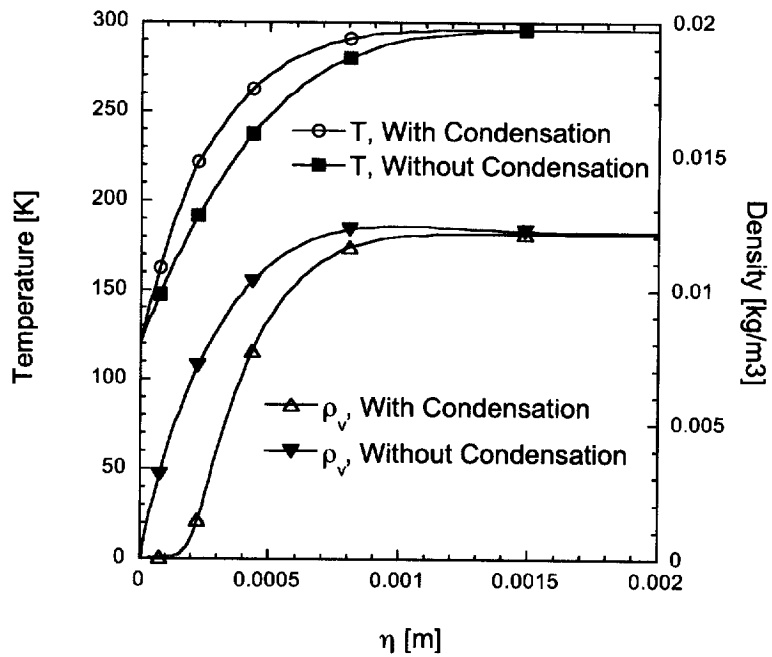
第 5-7 図，円柱表面温度が 240 K の場合の， $\theta=75^\circ$  の位置における境界層内温度，水蒸気密度，ミスト密度分布．



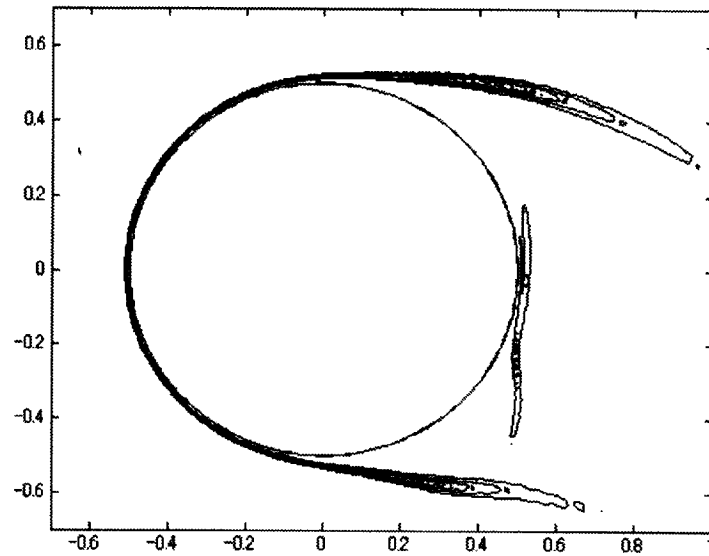
第 5-8 図，円柱表面温度が 120 K の場合の， $\theta=75^\circ$  の位置における境界層内温度，水蒸気密度，ミスト密度分布．縦軸（右）のスケールが第 5-7 図と異なることに注意．



第 5-9 図，円柱表面温度が 210 K の場合の， $\theta=75^\circ$  の位置における境界層内温度，水蒸気密度，ミスト密度分布。

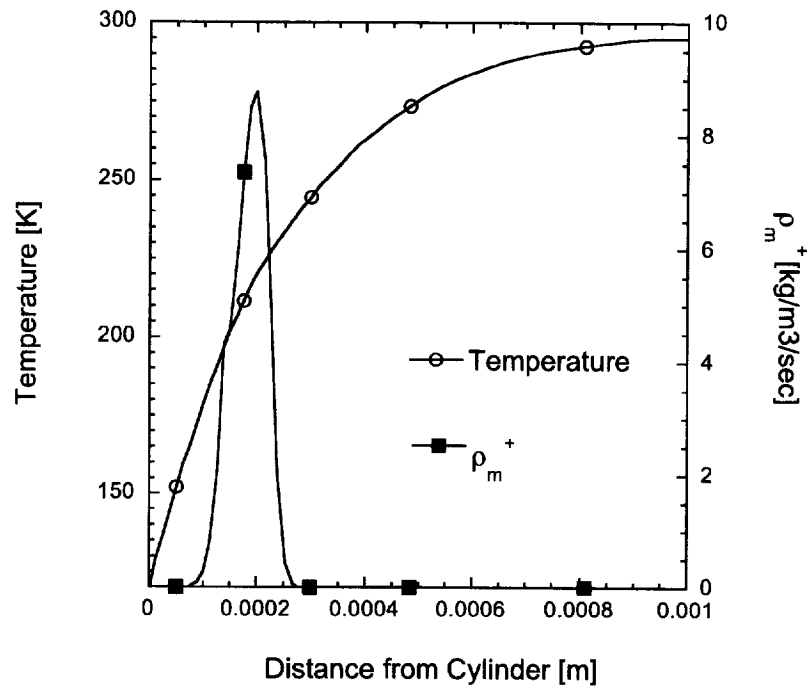


第 5-10 図，120 K における境界層内の温度，水蒸気密度分布．水蒸気の凝縮がないとして計算した結果との比較。

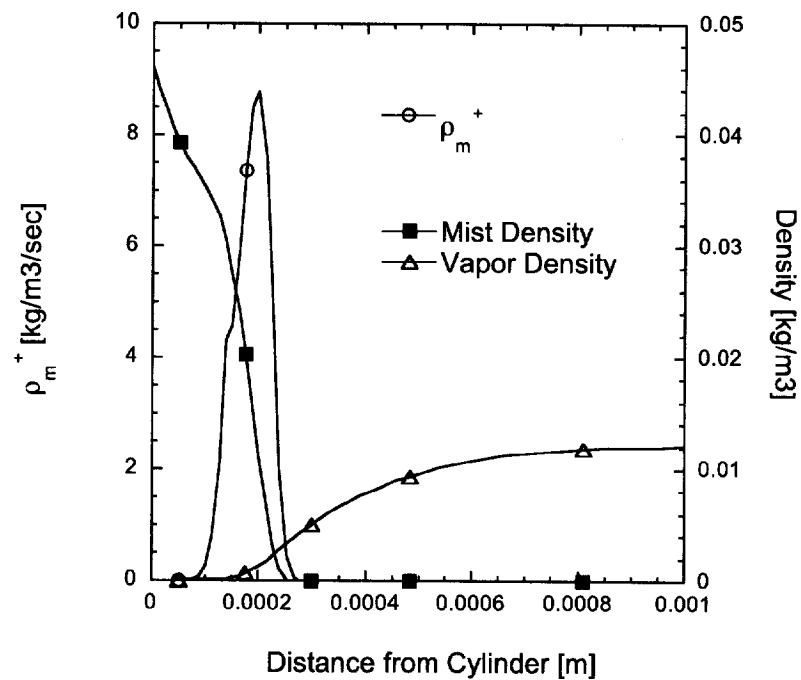


第 5-11 図, 円柱表面温度が 120 K の場合の質量増加率 (式 (3-6)) の分布.

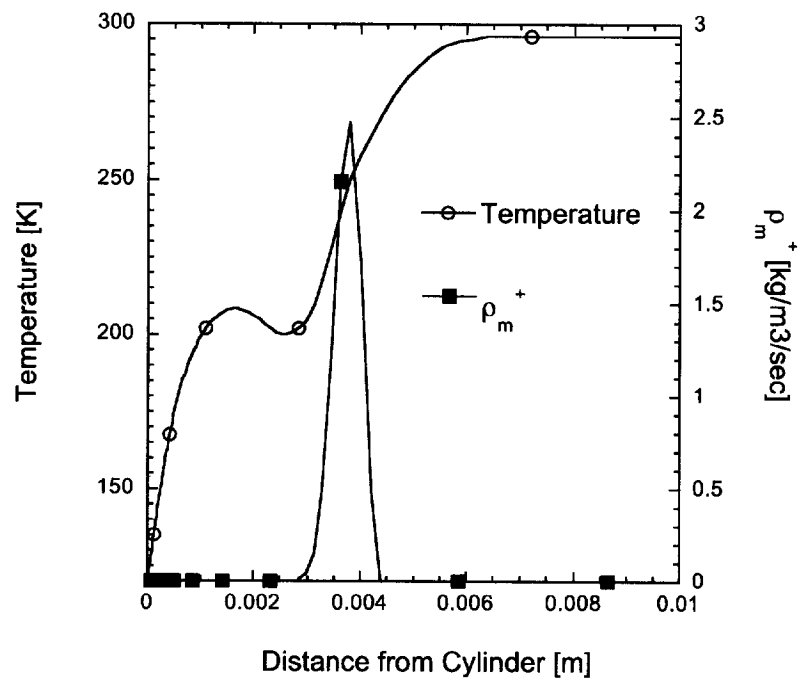
方では境界層が付着しているため円柱壁面の近傍で激しい凝縮がみられるが, 円柱後方では境界層の剥離により円柱近傍での凝縮は見られない. 第 5-12 図には同じく円柱表面温度が 120 K の場合の前方激み点位相における温度, 質量増加率(グラフ(a)), 水蒸気/ミスト密度 (グラフ(b)) の分布を示す. 凝縮核の生成および成長は厳密には壁面の直近ではなく, 壁面から少し離れた位置 (0.0002 m 程度) で起こっているのがわかるが, これは凝縮核生成率の式 (3-7) または (3-9) の性質によるためである. これらの式は第 3-2 図に示すとおり, 温度が高く, かつ過飽和度が高いときに大きな値を示すが, これらの条件を考えた場合にもっとも凝縮核生成率が高くなるのが第 5-12 図の 0.0002 m の位置になっていると思われる. この位置より壁面に近い位置では温度が低いために凝縮核生成率が低くなる. またこの位置より壁面から遠く温度が高い位置では, 過飽和度が低いために凝縮核生成率が低くなる. 第 5-13 図は同様に,  $\theta=135^\circ$  の位置における温度, 質量増加率(グラフ(a)), 水蒸気/ミスト密度 (グラフ(b)) の分布である. 第 5-12 図と比較して, 横軸のスケールが 10 倍になっている点に注意されたい. 境界層の剥離により, 相変化の発生位置が 0.004 m と約 20 倍になっている.



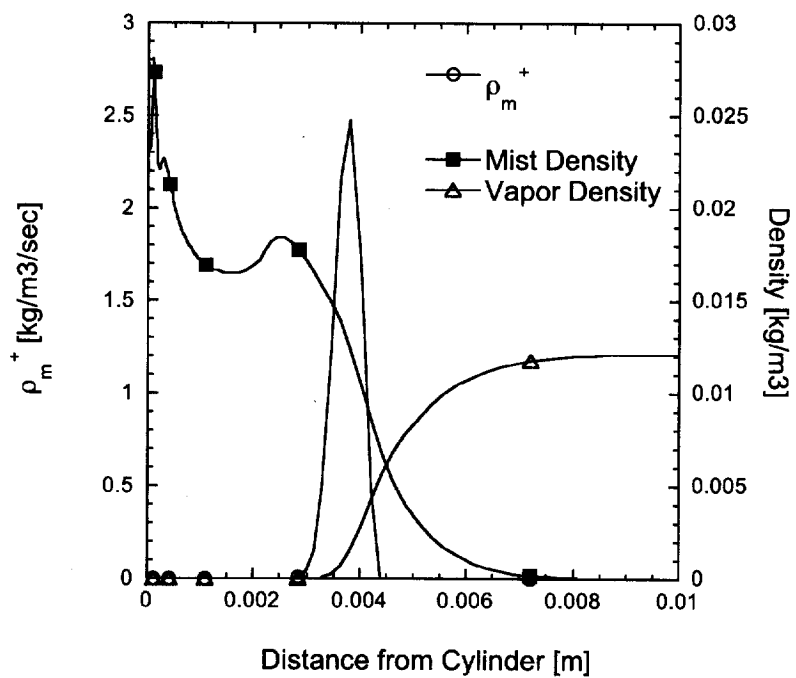
第 5-12(a) 図，円柱表面温度が 120 K の場合の前方激み点位相における温度，質量増加率．



第 5-12(b) 図，円柱表面温度が 120 K の場合の前方激み点位相における水蒸気／ミスト密度．



第 5-13(a) 図, 円柱表面温度が 120 K の場合の  $\theta=135^\circ$  における温度, 質量増加率.



第 5-13(b) 図, 円柱表面温度が 120 K の場合の  $\theta=135^\circ$  における水蒸気／ミスト密度.

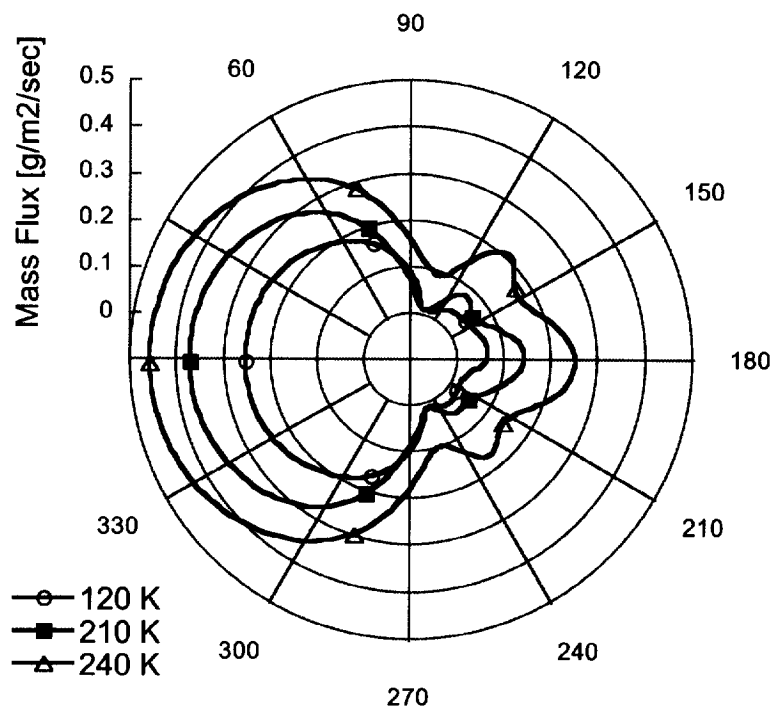
### 5.3.2 表面温度の質量流束への影響

#### 5.3.2.1 局所質量流束分布

第 5-14 図は円柱表面の温度がそれぞれ 120, 210, 240 K の場合の, 時間平均された局所質量流束の分布を示す. 図における質量流束は以下の式で示されるように水蒸気の拡散による項とミストの熱泳動による付着の項の和として計算される.

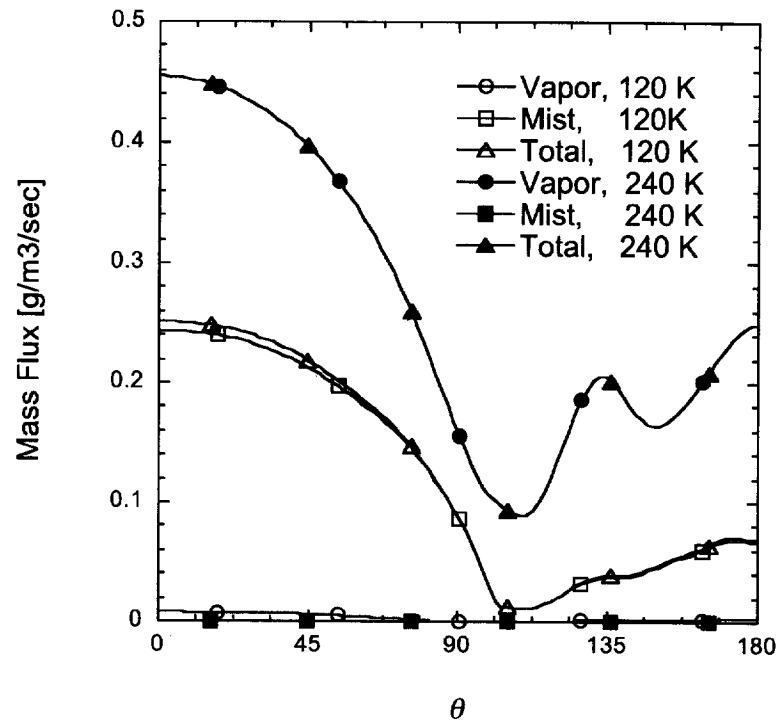
$$\dot{m} = \left( -D \frac{\partial \rho_v}{\partial \eta} \right)_{wall} + (\rho_m U_{T2})_{wall} \quad (5-1)$$

ここで  $U_{T2}$  は円柱方向の熱泳動速度成分を示す. 図では前方激み点位置を  $0^\circ$  にとり, 各位置における質量流束約 4 周期分を時間平均した. 第 5-15 図には円柱表面温度が 120 K および 240 K の場合の  $\theta=0\sim180^\circ$  の領域の質量流束を, 第 5-16 図には円柱表面温度

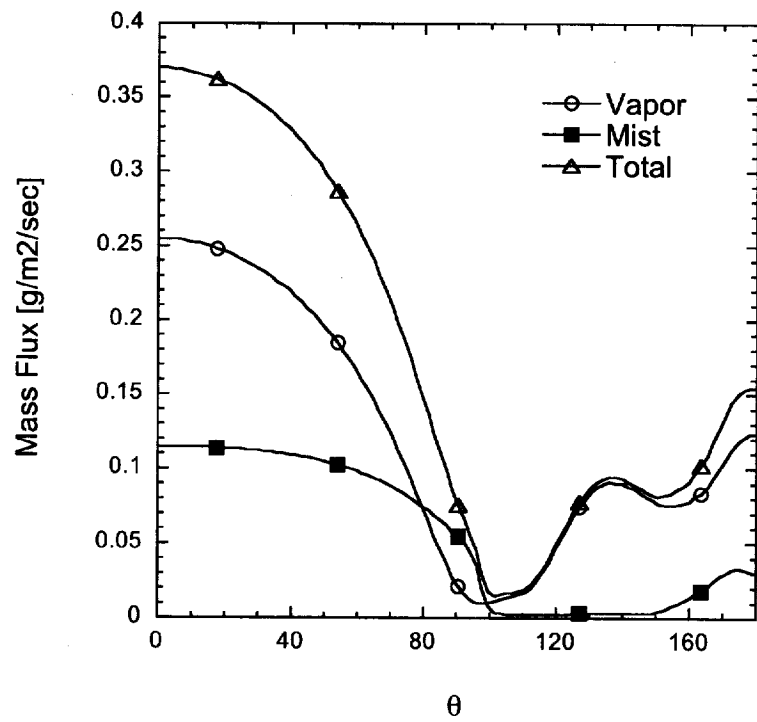


第 5-14 図, 時間平均局所質量流束の円柱表面温度依存性.





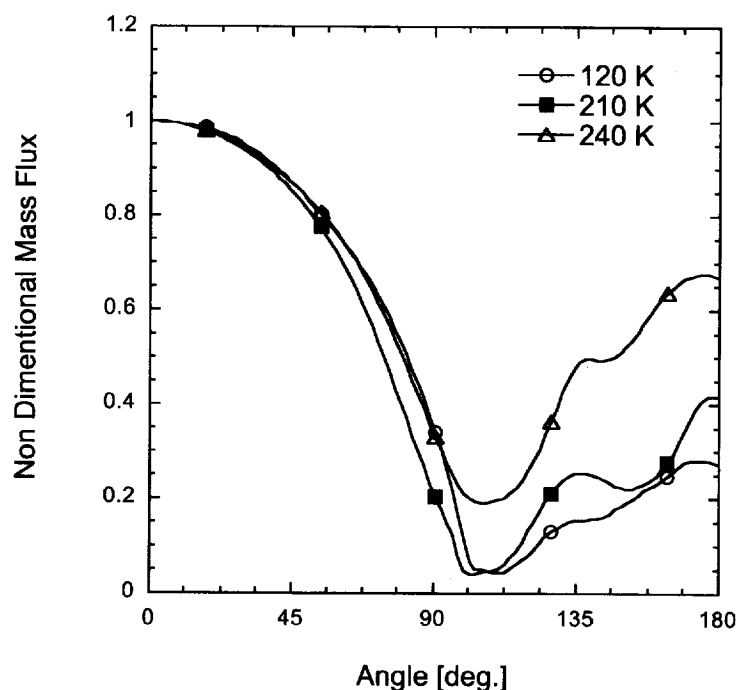
第5-15図, 円柱表面温度が120 Kおよび240 Kの場合の $\theta=0\sim180^\circ$ の領域の質量流束.



第5-16図, 円柱表面温度が210 Kの場合の $\theta=0\sim180^\circ$ の領域の質量流束.

が 210 K の場合の同領域の質量流束を示す。それぞれの図において、水蒸気の拡散による質量流束、ミストの付着による質量流束、上記 2 つを足した合計の質量流束を示している。円柱表面温度が 120 K の場合、円柱近傍で水蒸気がほぼ完全に凝縮しているため（第 5-12, 13 図）、全体の質量流束のほとんどをミストの付着による質量流束が占めていることがわかる。一方、表面温度が 240 K の場合、120 K の場合とは逆に水蒸気の拡散による質量流束が全体の質量流束とほぼ一致する。この場合ミストは全く発生しておらずすべての質量流束が水蒸気の拡散によるものである。表面温度が 240 K の場合、円柱の前方 ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$ ) のみならず後方 ( $90^\circ < \theta < 180^\circ$ ) でもカルマン渦により最大  $0.25 \text{ g/m}^2/\text{sec}$  程度の質量流束が見られる。第 5-16 図の 210 K の場合がこれの中間にあたり、水蒸気、ミストのそれぞれが質量流束の増加に貢献している。第 5-16 図で注目すべきは円柱の前方 ( $0 < \theta < 90^\circ$ ) と後方 ( $90 < \theta < 180^\circ$ ) の水蒸気およびミスト質量流束の構成比である。前方にくらべ後方においてミストの質量流束の割合が少ないことが見て取れる。

円柱表面温度が低下し主流中で水蒸気の凝縮が起こるようになると、特に後方で著しく質量流束の低下が起こる。第 5-17 図には第 5-14 図に示した 120 K, 210 K, 240 K の質量流束を、それぞれの前方激み点における質量流束で無次元化したグラフを示す。グラフは  $0^\circ < \theta < 180^\circ$  の領域のみを示している。第 5-17 図により、前方領域の質量流束



第 5-17 図、それぞれの前方激み点における質量流束で無次元化した 120 K, 210 K, 240 K の質量流束。

の分布は表面温度が変化してもほとんど影響を受けないのに対し、後方領域では円柱表面温度の低下と共に質量流束が減少していることがわかる。前方の質量流束の平均値に対する後方の質量流束の平均値の比は、240 K の場合の 2.25 に対し 120 K の場合では 5.56 と約 2 倍となった。95 K/220 K の表面温度をもつ円柱における着霜状況の違い（第 2-11 図）も、この質量流束の割合の変化が原因であると考えられる。

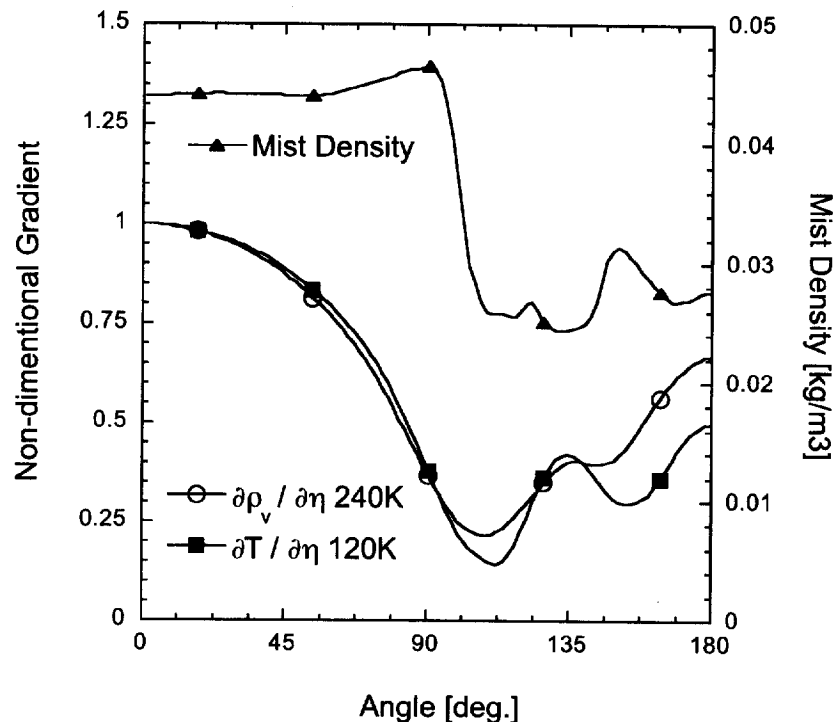
以下に、この前方/後方質量流束の割合の変化が、壁面付近のミスト密度分布の変化が原因であることを示す。上に述べたように円柱表面温度が 240 K の場合、円柱周りの質量流束はすべて水蒸気の拡散によるものであり、質量流束は以下のように式(5-1)の右辺第 1 項のみで書き表される。

$$\dot{m} = \left( -D \frac{\partial \rho_v}{\partial \eta} \right)_{wall} \quad (5-2)$$

一方表面温度が 120 K の場合、円柱の周囲で水蒸気はすべて凝縮してしまい、質量流束はミストの付着のみによるものになる。これは式(5-1)の右辺第 2 項

$$\dot{m} = (\rho_m U_{T2})_{wall} = \left\{ \rho_m \left( -c_T \frac{\nu}{T} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) \right\}_{wall} \quad (5-3)$$

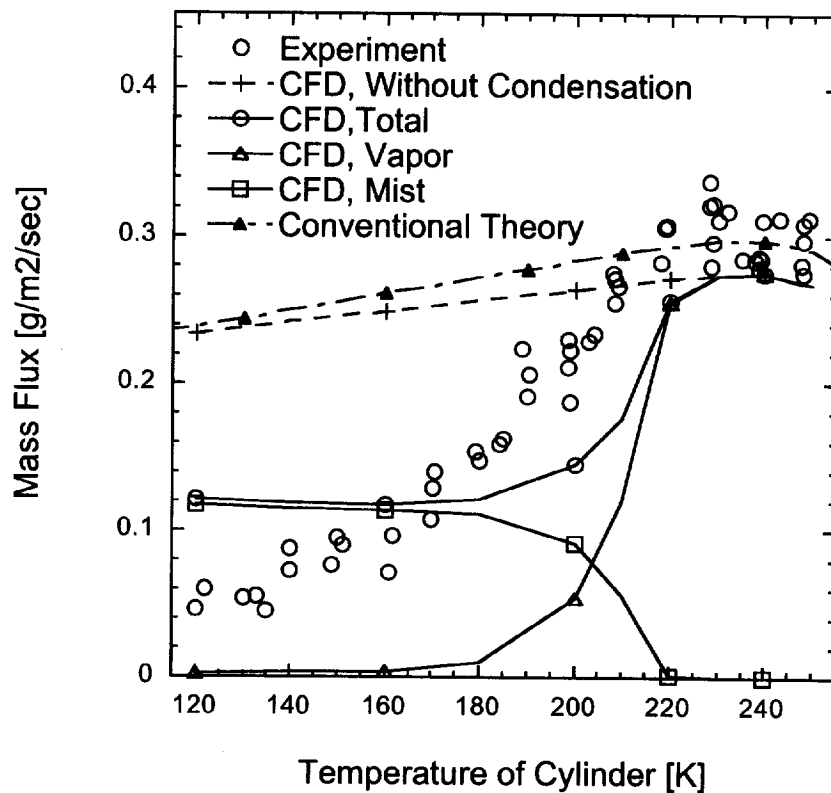
により計算される。この式の熱泳動速度には式(3-3)で示したように温度勾配の項が含まれる。(5-3)式において、係数 $-c_T \nu/T$ は円柱の表面温度で定められるため円柱の前後で変化しない。従って表面温度 120 K の場合の円柱前後の質量流束分布は、ミスト密度 $\rho_m$ および温度勾配 $\partial T/\partial \eta$ の分布によって決まる。第 5-18 図に、円柱壁面における、表面温度 240 K の場合の $\partial \rho_v/\partial \eta$ 、表面温度 120 K の場合の $\partial T/\partial \eta$ ならびに $\rho_m$ を示す。 $\partial \rho_v/\partial \eta$ 、 $\partial T/\partial \eta$ のグラフはそれぞれの前方澱み点における値で無次元化されている。 $\partial \rho_v/\partial \eta$  (240 K)、 $\partial T/\partial \eta$  (120 K) のグラフを比較すると、円柱後方においても双方に大きな差はみられない。一方 $\rho_m$ のグラフに着目すると、前方領域では 0.045 kg/m<sup>3</sup>程度であったミスト密度が、後方では 0.025 kg/m<sup>3</sup>程度まで減少している。これにより、第 5-17 図で示された円柱表面温度の低下による前方/後方質量流束の割合の変化が、おもに後流側円柱表面におけるミスト密度 $\rho_m$ の低下によるものであることがわかる。なお、第 5-18 図の円柱後方における壁面ミスト密度の低下は、境界層の剥離により凝縮の発生位置が遠方へ移動したこと（第 5-13 図）が原因と考えられる。熱泳動力の強さに影響する温度勾配は円柱壁面に近づけば近づくほど大きいため、凝縮の発生位置が後方へ移動すると熱泳動力が弱まり壁面に引きつけられずに後方へ流れ去る粒子が多くなる。その結果壁面におけるミスト密度が低下すると思われる。



第 5-18 図，円柱壁面における，円柱表面温度 240 K の場合の水蒸気密度勾配，および円柱表面温度 120 K の場合の温度勾配およびミスト密度。

### 5.3.2.2 空間平均質量流束の温度変化

第 5-19 図に，本計算による各円柱表面温度における時間空間平均された質量流束を，今回の実験で得られた結果と合わせて示す．図において点が実験データを示し，点線は数値計算上水蒸気の凝縮を考慮しなかった場合の質量流束計算結果および従来の  $Sh$  数を用いた理論式(2-3)による質量流束を，実線は水蒸気の凝縮を考慮した場合の質量流束を表している．なお，水蒸気の凝縮を考慮した場合には，水蒸気の質量流束，ミストの付着による質量流束，上記 2 つを加えたトータルの質量流束をそれぞれ示してある．また理論式(2-3)において係数  $c, m$  は点で示した実験データの 230～250 K の部分を用いてフィッティングして決定しており，それぞれ 1.063, 0.4478 である． $n$  については熱伝達と物質伝達の相関を考慮し従来の熱流束の経験式<sup>(15)</sup>で用いられている  $1/3$  を使用した．点線の水蒸気の凝縮を考慮しない場合の数値計算結果では，質量流束は円柱表面温度の低下と共に 250～240 K にかけてわずかに上昇した後 240～120 K にかけてなだらかな下降傾向を示す．250 K～240 K の上昇傾向は温度低下による境界層厚さの変化，および主流と壁面の水蒸気密度差の増大によるものであり，240 K 以降の下降傾向は主に拡散係数の低下によるものである．水蒸気の相変化を考慮しない数値計算では 200 K



第 5-19 図，本計算による各円柱表面温度における時間空間平均された質量流束．同時に本研究における実験で得られた質量流束についても示す．

以下の温度領域において実験値よりかなり大きな質量流束を見積もることとなる．グラフには同じく点線で従来の  $Sh$  数を用いた理論式(2-3)による質量流束を示しているが，この質量流束と水蒸気の凝縮を考慮しない場合の数値計算結果はほぼ同一の値を示す．一方，水蒸気の相変化を考慮した場合，質量流束は 220 K 付近から急激に低下したのち 180 K 付近で一定値を取る．水蒸気による質量流束のグラフにより，220 K 付近からの質量流束の低下が相変化による主流水蒸気の減少によるものであることがわかる．180 K 以下の領域では水蒸気による質量流束がほとんど 0 になり，代わってミストの付着による質量流束が支配的となっている．実験においても極低温領域で質量流束が 0 にならないのはこのミストの付着による質量流束のためと考えられる．なお，180 K 以下の領域において実験値と計算値で傾向の違いが見られるが，この点について次節で議論する．

### 5.3.2.3 180 K 以下の領域における実験値と計算値の差異に関する考察

第 5-19 図において，180 K 以下の領域では実験による質量流束と数値解析による質

量流束の間に少なからず差異が見られる。180 K 以下の温度領域において、実験結果は 180 K 以上の領域と同様に左肩下りの下降傾向にあり、その結果 120 K における質量流束は  $0.06 \text{ g/m}^2/\text{sec}$  程度まで減少する。一方数値解析による結果では、180 K 以下の領域においてはほぼ一定の値  $0.12 \text{ g/m}^2/\text{sec}$  を示す。このような差異をもたらす原因として以下の 5 つの要因を考え、それぞれについて検証する。

- ①凝縮核粒径分布を平均化したことによる誤差
- ②核発生のモデルの誤差
- ③熱泳動係数  $c_T$  の誤差
- ④壁面境界条件の実際の現象との誤差
- ⑤実験の計測誤差

#### 5.3.2.3.1 ①凝縮核粒径分布を平均化したことによる誤差

核成長のモデルに関して、(3-14)式で示されるような平均化された単一粒径モデルを用いたことに対する凝縮プロセスの変化に関しては 3.1.3 節で述べた。その結果第 3-7 図に示されたように場の温度や発生するミストの総質量に関しては問題のないことが確認されている。しかしこれ以外にも、実際のミスト粒子が粒子径分布をもつことにより粒子の輸送過程に変化をもたらし、最終的に質量流束に影響する可能性がある。特に熱泳動係数に関しては、第 3-1 図に示されたように径の小さな粒子ほど大きな熱泳動係数をもつため、単一粒径を用いた場合と粒子径に分布をもたせた場合で粒子に働く熱泳動力は違ったものになる。

単一粒径を用いた場合と粒子径に分布をもたせた場合の熱泳動による輸送の変化を確認するため、4.5.2 項で述べたような凝縮を含まない熱泳動流れの計算を行う。主流に一樣に分散した微粒子を配置し円柱周りに飛散させ、これらの粒子が熱泳動により円柱表面に引きつけられる様子を調査する。

4.5 節で用いた CFD 手法により、主流温度 293.15 K、壁面温度 146.575 K の場合の壁面における  $c_w/c_\infty$  を、粒径をパラメータとして変化させ計算した結果を第 5-2 表に示す。主流流速は 1 m/s、 $Re$  数は 1282 であり、計算に用いた格子は 4.5 節と同様である。粒径が変化することにより (3-4) 式で示される熱泳動係数が変化し、壁面における  $c_w/c_\infty$  に影響を及ぼしていることがわかる。熱泳動係数は  $Kn$  数の関数となっており、粒径の他平均自由行程を通じて温度の関数としても変化する。従って冷却円柱周りの温度境界層内部で熱泳動係数は一定ではない。このことを考慮し、第 5-2 表の粒径の  $c_w/c_\infty$  への影響を膜温度における熱泳動係数  $c_{Tm}$  の関数として多項式に近似すると、以下の (5-3) 式が得られる。

$$\frac{c_w}{c_\infty} = 1.0 - 0.15254c_{Tm} - 0.27597c_{Tm}^2 - 1.0915c_{Tm}^3 \quad (5-4)$$

第 5-2 表, 壁面における  $c_w/c_\infty$

$d [\mu\text{m}]$	$c_w/c_\infty$
0.1	0.7055
0.2	0.7384
0.4	0.8013
1.0	0.9012
2.0	0.9554

(5-4)式を用いれば, 数値計算を行うことなく(4-7)式より質量流束を計算することができる. 主流温度 293.15 K, 壁面温度 146.575 K, 流速 1 m/s,  $Re$  数 1282 の条件により各物性値を計算し(4-7)式に代入すると, 以下の(5-5)式を得る.

$$\dot{m} = 0.01196 \frac{c_w}{c_\infty} \rho_{p,\infty} c_{Tw} \quad (5-5)$$

飛散してくる粒子がある分布をもつ場合, 粒子の質量分率が低く互いの粒子の干渉が無視できると考えると, 粒子分布全体の質量流束はそれぞれの粒径領域に含まれる粒子の質量流束を足し合わせたものとして計算することができ, 以下の式が導かれる.

$$\dot{m} = \sum_i 0.01196 \frac{c_w}{c_\infty} c_{T,i} \rho_{p,\infty,i} \quad (5-6)$$

$i$  は粒径領域を示し, 本計算では  $10^{-9} \sim 10^{-5}$  m の領域を 100 領域に分割する. 飛散する粒子の分布として対数正規分布を考える<sup>(16)</sup>.

$$n_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi d \ln \sigma}} \exp \left[ -\frac{(\ln d - \ln d_m)^2}{2(\ln \sigma)^2} \right] dd n_{total} \quad (5-7)$$

ここで  $\sigma$  は標準偏差を,  $d_m$  は個数中央径 (CMD: Count Median Diameter),  $n_{total}$  は粒子の総量を示す. 粒子の質量は粒径の 3 乗に比例するため,  $\rho_{p,\infty,i}$  も 3 乗に比例した分布となる.



$$\rho_{p,\infty,i} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_p n_i \quad (5-8)$$

(5-4) と (5-8) 式を用いて (5-6) 式の質量流束をすべての粒径範囲について積分すれば全体の質量流束が求まる。これらの方法により、以下の2つの質量流束の違いを比較する。

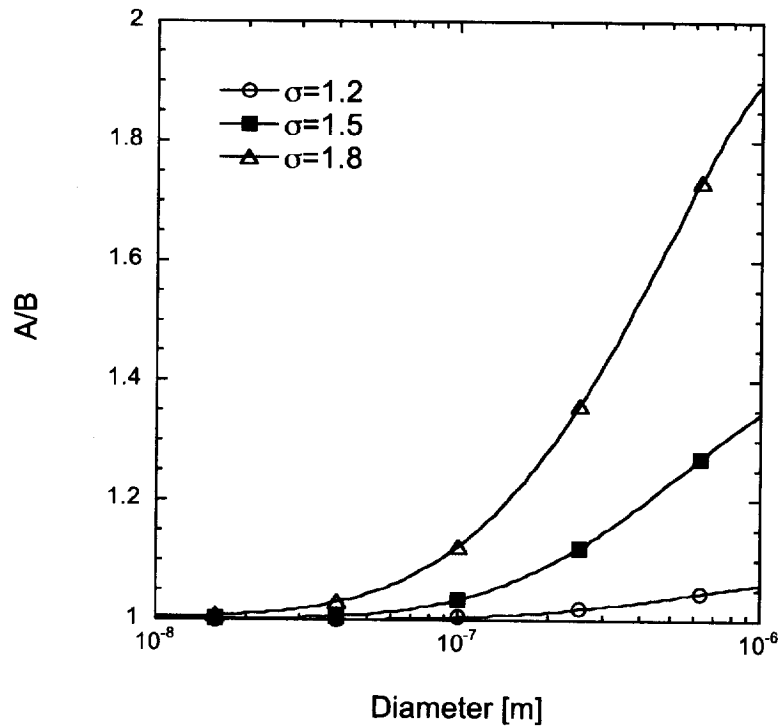
A, 対数正規分布の最大頻度を有する粒径のみが存在する場合 ((5-5) 式)

B, (5-6) 式により質量流束を計算する場合

A, B とも、全体の飛散粒子質量は等しいとする。すなわち、以下の式が成り立つとする。

$$\rho_{p,\infty,A} = \sum_i \rho_{p,\infty,i} \quad (5-9)$$

これらの結果を第 5-20 図に示す。図では3種類の  $\sigma$  による、A の場合の質量流束と B の場合の質量流束の比を示している。第 5-20 図より、A の方が B より常に大きな値を示すことがわかる。これは B の分布モデルにおいて大きい径の粒子ほど熱泳動係数が小さくなり (第 3-1 図)、大きい径の粒子の質量流束が減少するためである。また対数正



第 5-20 図, 粒子径に分布がある場合 (B) とない場合 (A) の, 質量流束の比。

規分布の広がり  $\sigma$  が大きければ大きいほど双方の違いも大きくなる。このことより、現在のAに近いモデルを採用している本研究における凝縮核モデルでは、実際の質量流束より大きな値を算出している可能性がある。ただし実際の凝縮核がどのような分布をしているかを実験的に調べることは非常に難しい。これまでに Young らによる論文に、タービンノズルにおいて計測された例が示されているが、実験手法等詳細については記載されていない<sup>(37)</sup>。Young らの論文のデータから  $\sigma$  を算出するとおよそ 1.7 程度であった。また 3 章の第 3-8 図における、過飽和場が完全に緩和した状態の粒径分布により  $\sigma$  を算出した場合およそ 1.4 程度になる。本流れ場における粒子の粒径は数値計算によれば  $0.5 \times 10^{-6}$  m 以下のオーダーである。これらの結果によれば、今回算出された 180 K 以下における熱泳動が支配的となる温度領域での質量流束は 1.2–1.7 倍程度になっている可能性がある。

#### 5.3.2.3.2 ②核発生のモデルによる誤差

核発生のモデルによる誤差として考えられるのは、凝縮核生成率を支配する (3-9) 式に起因する誤差と、臨界凝縮核半径を支配する (3-11) 式に起因する誤差である。(3-9) 式の凝縮核生成率に関しては、第 3-2 図に示すように過去に実験が行われ結果を比較することでその妥当性が確認されている。しかしこの実験により確認された凝縮核生成率は温度が 217 K まで、過飽和度が 25 程度までである。今回の数値解析においてはこれらの領域外についても使用しており、この部分に関しては実験的な裏付けはない。また、臨界凝縮核半径を支配する (3-11) 式に関しては熱力学の理論から導き出された式であり、これに関しては実験が困難なこともあり検証はされていない。特に、過飽和度が非常に大きくなった場合臨界凝縮核半径が計算上水分子の数個程度になる場合があり、この場合に (3-11) 式がそのまま適用できるかは疑問である。

#### 5.3.2.3.3 ③熱泳動係数 $c_T$ の誤差

熱泳動定数  $c_T$  の式 (3-4) は Talbot ら<sup>(17)</sup>により理論的な式を元に経験的な補正を行い求めた式である。Talbot らはこの式の補正を行う際 4.4.1 節で示したような加熱板周りの酸化アルミニウムの粉末の挙動を用いている。Talbot らの酸化アルミニウムと本研究における水蒸気液滴との違いは式 (3-4) において熱伝導率により表現され、理論的には問題ない。しかし②と同様検証が行われていないという点で誤差の要因となっている可能性は否定できない。

#### 5.3.2.3.4 ④壁面境界条件の実際の現象との誤差

均一核凝縮により発生した粒子が壁面に到達した場合の挙動については過去の文献<sup>(7)(16)</sup>で議論されている。この中で、壁面に到達したミストはすべて壁面に付着すると考えてよい、という記述がある。これは粒径の小さい粒子では主な付着力であるファンデルワールス力に対し、主な剥離力である重力や空気力が小さいためである。本実験にお

いては、壁面におけるミストの付着／剥離の状況を確認するため、CCD カメラによる拡大映像の取得を行った。カメラの倍率が十分でないことと、撮影速度が遅いためミストの付着／剥離状況については詳しい情報を得ることができなかった。しかし、少なくとも付着した霜が空気力により剥がされるといった現象は発生していないことが確認された。

#### 5.3.2.3.5 ⑤実験の計測誤差

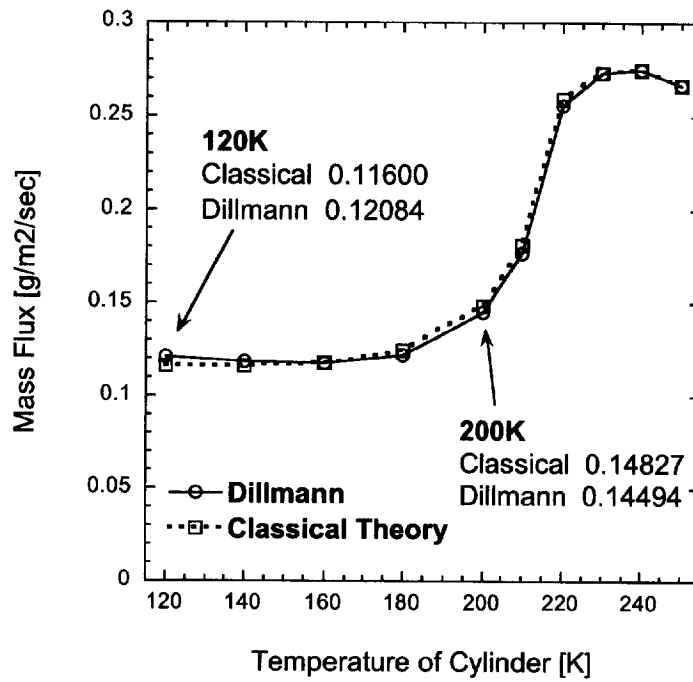
180 K 以下の領域における着霜量は非常に微量なため実験結果にはかなりのばらつきが発生する。しかし実験ではこの点を考慮し複数回の計測を行っており、この複数回の計測の結果を見てもこの領域における差異が計測のばらつきによるものであるとは考えにくい。

### 5.3.3 凝縮モデルの違いによる影響

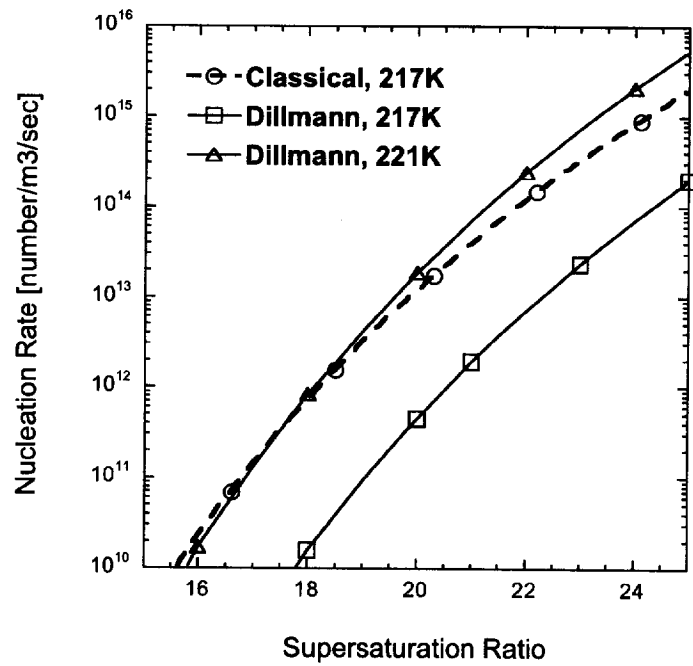
第 5-21 図は水蒸気の凝縮モデルの違いによる質量流束への影響を示している。図では古典凝縮論に基づくモデルによる計算結果と、本論文において使用した Dillmann らのモデルによる計算結果を比較している。3 章で述べたように、古典凝縮論に基づく凝縮モデルは実験値と比較してかなり大きな凝縮核生成率を示すといわれている。しかし今回の流れ場にこれらのモデルを適用した場合、第 5-21 図に見られるようにその差はほとんど現れなかった。この理由として臨界凝縮核生成率が温度に強く依存することが考えられる。第 5-22 図に、雰囲気温度 217 K の場合の古典凝縮論による凝縮核生成率と、雰囲気温度が 217 K, 221 K の場合の Dillmann らのモデルによる凝縮核生成率を示す。217 K における臨界凝縮核生成率は古典凝縮論の方が 1〜2 桁大きい。しかしこの 217 K における古典凝縮論による核生成率を 221 K における Dillmann らのモデルのものと比較するとほとんど違いがない。すなわち、1〜2 桁の核生成率の違いはわずか 4 K の温度変化により解消されてしまう。従って第 5-22 図の様に横軸を壁面温度にとり質量流束を比較した場合、モデルによる結果の違いは質量流束のグラフにほとんど影響を及ぼさない。前にも述べたとおり、Dillmann らのモデルは複雑であり計算負担増となるため、本計算の場合は古典凝縮論を用いて計算した方が効率的であると言える。

一般的に、どの凝縮モデルを使用すべきかは個々の問題によるが、たとえば非平衡凝縮流の問題としてよく取り上げられる膨張ノズルにおける凝縮などの場合でもモデルによる誤差は小さいと考える。等エントロピー膨張する超音速ノズルにおいて、凝縮が開始する温度がモデルの違いにより  $\Delta T$  の違いを生じたとすると、このときのマッハ数のずれ  $\Delta M$  は以下の式により計算できる。

$$\Delta M = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left( \frac{T_0}{T} - 1 \right)} - \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left( \frac{T_0}{T-\Delta T} - 1 \right)} \quad (5-10)$$



第 5-21 図，水蒸気の凝縮モデルの違いによる質量流束計算結果への影響。



第 5-22 図，雰囲気温度 217K の場合の古典凝縮論による凝縮核生成率と，雰囲気温度が 217K, 221K の場合の Dillmann らのモデルによる凝縮核生成率。

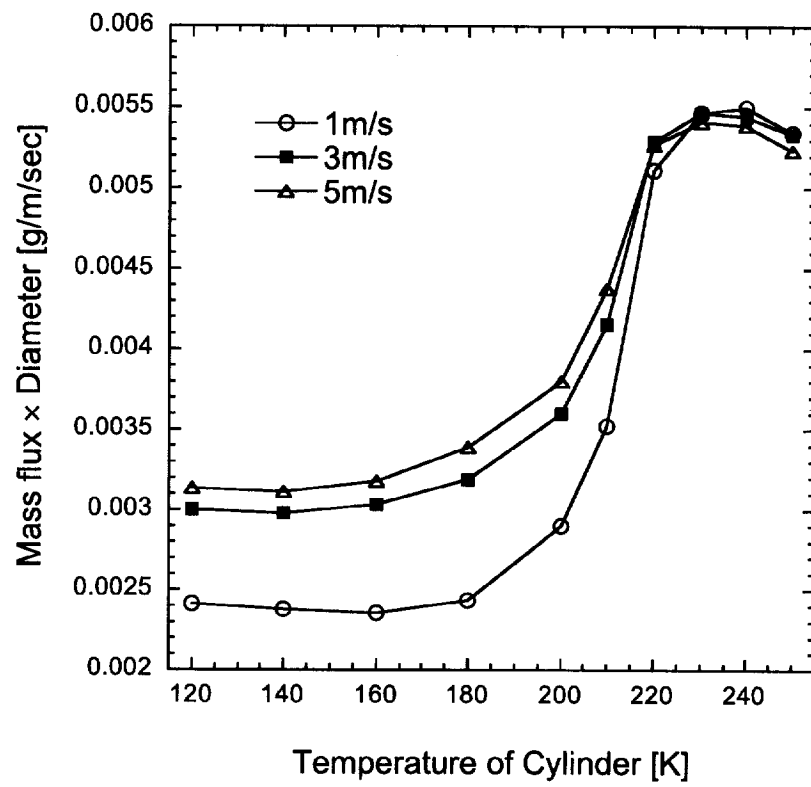
$T_0=293.15$  K の場合,  $\Delta T=4$  K として上式を計算すると凝縮の発生する温度 200 K 付近で  $\Delta M$  は 0.05 程度であり, ノズルの断面積  $\Delta A/A^*$  に変換しても 0.04 程度である. この程度の誤差が無視できる場合, 凝縮モデルとしてはより簡易な古典凝縮論によるモデルの方が有利であるといえる.

#### 5.3.4 質量流束の $Re$ 数依存性

一般に凝縮が生じない場合, 円柱周りの物質伝達は  $Re$  数の関数となる  $Sh$  数を通して以下のように整理される.

$$\dot{m} = Sh(\rho_{v,\infty} - \rho_{v,w}) \frac{D}{d} \quad (5-11)$$

従って  $Re$  数と水蒸気密度差が等しければ, 質量流束に円柱径をかけた値  $\dot{m} \times d$  は等しくなるはずである. しかし凝縮を生じる場合この値は異なってくる. 第 5-23 図は  $Re$  数を 1282 に固定し, 主流流速を増加させた場合の  $\dot{m} \times d$  を示す.  $Re$  数が固定されているため, 主流流速の増加は円柱径の減少を意味する. 図では上述のように異なる円柱径の質量流束を比較するため横軸を質量流束に円柱径をかけた値で評価している. 凝縮を生じない 210 K–250 K の領域では  $\dot{m} \times d$  は流速にかかわらずほぼ一定の値となる. しかし 210 K 以下の領域では, 主流流速の増加により質量流束の温度変化がよりなだらかになっていき流速により差異を生じる. これは流速の増加と共に流れの代表時間  $d/u_\infty$  が減少しミスト化が遅れ流れ場がより非平衡な状態に近づくためである. このため例えば円柱表面温度 120 K において, 主流速度が 1 m/s の場合水蒸気の拡散による質量流束はほとんど 0 になるが (第 5-19 図参照), 主流速度が 5 m/s の場合全体の 10 % 程度が凝縮しきれなかった水蒸気の拡散による質量流束として円柱表面に輸送されるため全体の質量流束も上昇する. このように水蒸気の凝縮を伴う流れでは, 物質伝達を  $Re$  数のみの関数として扱うことはできないことに注意しなければならない.



第 5-23 図,  $Re$  数を 1282 に固定し, 主流流速を増加させた場合の  $\dot{m} \times d$ .

## 5.4 まとめ

120～250 K の表面温度をもつ円柱周りの水蒸気の凝縮を含む数値解析により質量流束予測手法を構築した。結果として以下のことが明らかになった。

- (1) 水蒸気の凝縮およびミスト粒子の熱泳動による付着を考慮した数値解析により、円柱表面温度の低下と共に急激に減少するという特徴を持つ冷却円柱周りの質量流束を再現することができた。
- (2) 質量流束の成分としてミストの付着が支配的となるような低温領域では、円柱に対する質量流束は前方に集中する。これは後流側円柱表面のミスト密度が低下することが原因である。
- (3) 粒子の熱泳動による付着に起因する質量流束を計算するとき、粒子がある範囲の粒径分布をもつ場合の質量流束は、それらの分布の個数中央径粒子のみが存在する場合と比較しより小さな質量流束となる。
- (4) 数値計算中の凝縮モデルとして、古典凝縮論によるモデルと Dillmann らによる凝縮モデルの 2 種を採用し結果を比較したが、今回の流れ場では質量流束に大きな違いは現れなかった。
- (5) 水蒸気の凝縮が起こるような表面温度を有する冷却円柱周りの流れでは、流れ場が代表時間に支配されるため、物質伝達を  $Re$  数のみの関数として整理することができない。



## 第6章 結論

本論文では水蒸気の凝縮を伴う冷却円柱周りの物質伝達を研究対象とし、実験的研究ならびに数値計算により円柱周りの質量流束の測定および流れ場の理解を試みた。実験的研究では、これまで計測されたことのない表面温度 120–250 K の冷却円柱周りの質量流束を精度良く測定した。また数値解析では、低速流解析用の前処理を施した水蒸気の凝縮およびミストの熱泳動による移動を含む数値計算コードを作成した。以上の実験および解析により、以下の結論を得た。

- (1) 実験では冷却円柱表面温度の低下により、220 K 以下の温度では円柱近傍において水蒸気の凝縮が観察された。
- (2) 冷却円柱周りの質量流束は、表面温度の低下と共に 230 K 付近を極大点として下降に転じる。これは従来の経験式と異なる傾向である。
- (3) 円柱表面温度が低下すると円柱への質量流束は激減し、120 K の質量流束は 230 K の質量流束の約 1/6 となった。
- (4) 粒子と媒質である空気の色度差を考えないいわゆる均質流の仮定を施した数値解析により、熱泳動により影響を受ける粒子の挙動を精度良く再現できることがわかった。
- (5) 粒子が一様に散乱した主流中に置かれた冷却円柱周りの熱泳動による粒子の質量流束は、温度境界層の薄い前方側で大きな値をとる。また後流側でもカルマン渦による外部の温かい空気が円柱近傍に引き込まれることにより局所的に温度勾配が大きな箇所が発生し、質量流束の極大点が発生する。
- (6) 水蒸気の凝縮およびミスト粒子の熱泳動による付着を考慮した数値解析により、上記(2)のような特徴を持つ冷却円柱周りの質量流束を再現することができた。
- (7) 質量流束の成分としてミストの付着が支配的となるような低温領域では、円柱に対する質量流束は前方に集中する。これは後流側円柱表面のミスト密度が低下することが原因である。
- (8) 粒子の熱泳動による付着に起因する質量流束を計算するとき、粒子がある範囲の粒径分布をもつ場合の質量流束は、それらの分布の個数中央径粒子のみが存在する場合と比較しより小さな質量流束となる。
- (9) 数値計算中の凝縮モデルとして、古典凝縮論によるモデルと Dillmann らによる凝縮

モデルの2種を採用し結果を比較したが、今回の流れ場では質量流束に大きな違いは現れなかった。

- (10) 水蒸気の凝縮が起こるような表面温度を有する冷却円柱周りの流れでは、流れ場が代表時間に支配されるため、物質伝達を  $Re$  数のみの関数として整理することができない。

## 参考文献

- (1) 佐藤哲也, 棚次亘弘, 原田賢哉, 小林弘明, 富家純一郎: 極超音速空気吸い込み式エンジン用予冷却器 (プリクーラ) の開発研究, 日本航空宇宙学会論文集, **50** (2002), pp. 196-203.
- (2) Sato, T., Taguchi, H., Kobayashi, H., Kojima, T.: Development Study of Mach 6 Turbojet Engine with Air-Precooling, *Journal of the British Interplanetary Society*, **58**(2005), pp.231-240.
- (3) 福迫尚一郎, 稲葉英男: 低温環境下の伝熱現象とその応用, 養賢堂, 東京, 1996.
- (4) 大久保英敏, 田島収: 自然対流下における鉛直平板への着霜現象 (冷却面温度の影響), 冷凍, **58** (1983), pp. 3-11.
- (5) 大久保英敏, 田島収: 着霜現象に及ぼす冷却面表面温度の影響, 日本冷凍協会論文集, **12** (1995), pp. 285-294.
- (6) Barron, R. F., Han, L. S. : Heat and Mass Transfer to a Cryosurface in Free Convection, *Journal of Heat Transfer*, **87**(1965), pp.499-506.
- (7) 原田賢哉: 極低温冷媒を用いた空気熱交換器の着霜に関する研究, 東京大学博士論文, 1999.
- (8) Harada, K., Tanatsugu, N., Sato, T.: Development Study of a Precooler for the Air-Turboramjet Expander-Cycle Engine, *Journal of Propulsion and Power*, **17**(2001), pp.1233-1238.
- (9) 木村竜也, 佐藤哲也: 凝縮性物質を用いた空気予冷却器 (プリクーラ) の着霜軽減に関する研究, 日本航空宇宙学会論文集, **51** (2003), pp. 597-605.
- (10) 林勇二郎, 滝本昭, 西田好男: ミストの発生を伴う垂直平板間自然対流熱・物質移動 (第1報, 理論的研究), 日本機械学会論文集 (B編), **51** (昭 60-12), pp. 4030-4038.
- (11) 林勇二郎, 滝本昭, 河原誠二: ミストの発生を伴う水平平行平板間乱流熱・物質移動 (過飽和場の緩和と熱・物質伝達), 日本機械学会論文集 (B編), **49** (昭 58-8), pp. 1724-1733.

- (12) 滝本昭, 林勇二郎, 河原誠二: ミストの発生を伴う垂直平板間自然対流熱・物質移動 (第2報, 実験的研究), 日本機械学会論文集 (B編), **51**(昭 60-12), pp. 4039-4046.
- (13) 青木和夫, 服部賢, 澤田莊之: ミスト付着を伴う着霜現象, 第32回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 1995-5, pp. 173-174.
- (14) 中村元, 五十嵐保: レイノルズ数 120~30000 における円柱はく離領域の熱伝達特性, 日本機械学会論文集 (B編), **68**(2002), pp. 3122-3129.
- (15) 関信弘: 伝熱工学, 森北出版, 東京, 1988.
- (16) ウィリアムC. ハインズ, 早川一也訳: エアロゾルテクノロジー, 井上書院, 東京, 1985
- (17) Talbot, L. Cheng, R. K., Schefer, R. W., Willis, D. R.: Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer, *Journal of Fluid Mechanics*, **101**(1980), pp.737-758.
- (18) 奥山喜久夫, 吉沢昭宣: 気相における粒子の生成・成長の機構, エアロゾル研究, **3**(1988), pp. 6-22.
- (19) Dillmann, A., Meier, G. E. A.: A Refined Droplet Approach to the Problem of Homogeneous Nucleation from the Vapor Phase, *Journal of Chemical Physics*, **94**(1991), pp.3872-3884.
- (20) 石坂浩一, 井小萩利明, 大宮司久明: 超音速湿り蒸気流の高解像度差分解法, 日本機械学会論文集 (B編), **60**(1994), pp. 3887-3892.
- (21) 藤川重雄, 深野徹: 混相流体の諸現象と界面の物理, 日本機械学会論文集 (B編), **68**(2002), pp. 1834-1840.
- (22) Villsanen, Y., Strey, R., Reiss, H.: Homogeneous Nucleation Rate for Water, *Journal of Chemical Physics*, **99**(1993), pp.4680-4692.
- (23) 高橋幹二: エアロゾル学の基礎, 森北出版, 東京, 2004.
- (24) Liou, M.: A Sequel to AUSM: AUSM+, *Journal of Computational Physics*, **129**(1996), pp.364-382.

- (25) 藤井孝蔵：流体力学の数値計算法，東京大学出版会，東京，1994.
- (26) Edwards, J. R., Liou, M.: Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flows at All Speeds, *AIAA Journal*, **36**(1998), pp.1610-1617.
- (27) Weiss, J. M., Smith, W. A.: Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Time-Accurate Flows on Unstructured Meshes, 25<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference, 94-2209, 1994.
- (28) 向井純一，榎本俊治：前処理法による非定常低速流れの数値解析の精度，航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2003 論文集，宇宙航空研究開発機構 特別資料 JAXA-SP-03-002, pp. 137-142.
- (29) Rogers, S. E., Kwak, D.: Upwind Differencing Scheme for the Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, **28**(1990), pp.253-262.
- (30) Dougherty, N. S., Holt, J. B., Liu, B. L., O'Farrell, J. M.: Time-Accurate Navier-Stokes Computations of Unsteady Flows: The Karman Vortex Street, AIAA Paper 89-0144, 1989.
- (31) Jiang, Y., Chen, C. P.: Multigrid Solution of Unsteady Navier-Stokes Equations Using a Pressure Method, AIAA paper 90-1522, 1990.
- (32) 喜冠南，鳥越邦和，川端克宏，鈴木健二郎：複合座標格子系による物体まわりの熱流体非定常数値解析，日本機械学会論文集（B編），**61**（1995），pp. 1796-1803.
- (33) Goren, L. S., Thermophoresis of Aerosol Particles in the Laminar Boundary Layer on a Flat Plate, *Journal of Colloid and Interface Science*, **61**(1977), pp.77-85.
- (34) Epstein, M. et al., Thermophoretic Deposition of Particles in Natural Convection Flow From a Vertical Plate, *Journal of Heat Transfer*, **107** (1985), pp.272-276.
- (35) Garg, K. V., Jayaraj, S., Thermophoretic Transport of Aerosol Particles in Cross Flow over a Cylinder, AIAA paper, AIAA-88-0656 (1988).
- (36) Garg, K. V., Jayaraj, S., Thermophoretic Deposition in Crossflow over a Cylinder, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **4** (1990), pp.1171-1177.
- (37) Young, J. B., Two-Dimensional, Nonequilibrium, Wet-Stream Calculations for Nozzles and Turbine Cascades, *Journal of Turbomachinery*, **114** (1992), pp.569-579.

## 謝辞

本研究は佐藤哲也助教授，坪井伸幸助教授の指導の元に行われた．また非公式ながら棚次亘弘教授，小林弘明助手にもご指導をいただいている．小杉健郎教授，林光一教授，小川博之助教授，高木亮治助教授の各先生方には審査を通じて貴重なご意見をいただいた．その他，本研究を遂行するに当たり内外の方々から多くの指導，助言をいただいている．ここに記して感謝の意を表する．