電場を利用した対流熱伝達の制御と促進

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/30612

電場を利用した対流熱伝達の制御と促進

多　田　幸　生

平成４年５月提出

①

博士論文

電場を利用した対流熱伝達の制御と促進

金沢大学大学院自然科学研究科

多田　幸生

目　次

第1章　緒　論

1.1 まえがき　1- 1
1.2 従来の研究　1- 3
1.3 本研究の目的と概要　1- 6

第２章　伝熱促進の基礎概念と電気流体力学効果

2.1 緒言　2- 1
2.2 単相気流における伝熱促進の基礎　2- 2
2.2.1 熱交換における効率　2- 2
2.2.2 各種伝熱促進技術の分類　2- 3
2.2.3 伝熱促進の考え方　2- 5
2.3電気流体力学(EHD)効果と伝熱促進　2-14
2.3.1 物理系　2-14
2.3.2 コロナ放電によるイオン風　2-16
2.3.3 固気混相流熱伝達のEHD制御　2-19
2.4 結言　2-23

第３章　イオン風を利用した伝熱促進

（その1 流れと直交するワイヤ電極を設置した場合）

3.1 緒言　3- 1
3.2 EHD場における流れと熱伝達の数値解析　3- 2
3.3 実験装置および方法　3- 7
3.4 電場特性　3-11
3.5 流れ場の特性　3-14
3.5.1 イオン風による二次流れの形成　3-14
3.5.2 EHD力と流れパターン　3-17
3.5.3 電極配列と流れ　3-18
3.6 熱伝達特性　3-20
3.6.1 熱伝達率に及ぼすEHD効果　3-20
3.6.2 電極配列と伝熱促進　3-23
3.6.3 放電極性と伝熱促進　3-26
3.7 結言　3-28

第4章　イオン風を利用した伝熱促進
（その2 流れと平行にワイヤ電極を設置した場合）
4.1 緒言 4-1
4.2 EHD場における流れと熱伝達の数値解析 4-2
4.2.1 物理モデルおよび基礎方程式 4-2
4.2.2 数値解法 4-4
4.3 実験装置および方法 4-14
4.4 流れ場の特性 4-16
4.4.1 イオン風による縦渦の形成･発達 4-16
4.4.2 電極配置と縦渦の相互干渉 4-20
4.4.2 速度および乱れ度 4-22
4.5 熱伝達特性 4-24
4.5.1 気流温度分布 4-24
4.5.2 局所熱伝達率と伝熱促進機構 4-26
4.5.3 電極配列と伝熱促進 4-28
4.6 結言 4-30

第5章　固気混相流のEHD制御と伝熱促進
5.1 緒言 5-1
5.2 実験装置および方法 5-3
5.2.1 実験装置 5-3
5.2.2 実験方法 5-6
5.2.3 供試粒子の物性 5-9
5.3 EHD場における粒子の運動特性 5-11
5.3.1 粒子挙動の観察 5-11
5.3.2 粒子帯電量 5-15
5.3.3 粒子運動の機構とモデル化 5-21
5.3.4 結果と考察 5-27
5.4 EHD場における固気混相流熱伝達 5-32
5.4.1 局所熱伝達率 5-32
5.4.2 熱伝達特性に及ぼす各種操作条件の影響 5-33
5.5 伝熱促進の機構と粒子効果 5-34
5.6 結言 5-37

第6章　電場利用による伝熱促進の総合評価
6.1 緒言 6-1
6.2 摩擦係数 6-2
6.3 電場付与に伴う流動および電力損失 6-7
6.4 伝熱促進に対する総合評価 6-10
6.5 結言 6-16

第7章　結　論 7-1

参考文献

記　号

C_D ：抵抗係数
d_e ：等価直径 m
d_p ：粒子直径 m
E ：空間電界＝－grad$V$
E_1：粒子のヤング率 Pa
E_2：平板電極のヤング率 Pa
e ：ワイヤ電極のダクト中心線からの偏心量 m
f ：摩擦係数＝$\Delta P/[(L/de)(\rho U_m^2/2)]$
H ：試験ダクトの平板間隔 m
I_0 ：試験ダクトの平板間を横切る電流値 A
h ：試験ダクトの平板間隔の半分＝$H/2$ m
K ：イオンモビリテイ m^2/VS
L_x ：試験部の流れ方向長さ m
L_z ：試験部のスパン方向長さ m
P ：ワイヤ電極間ピッチ m
Pr ： プラントル数
J_W ：壁面上の電流密度 A/m^2
m_P ：粒子質量 $=\rho_P \pi d_P^3/6$ kg
Nu ：ヌッセルト数$=\alpha H/\lambda$
Nu_0 ：単相気流のヌッセルト数
$\dot{N}_P$ ：単位面積当たりの粒子の壁面衝突頻度
q ：粒子帯電量 C
q_0 ：粒子の初期帯電量 C
q_1 ：粒子の最大再荷電量 C
q_{glass} ：ガラス粒子の再荷電量 C
q_{metal} ：金属粒子の再荷電量 C
q_E ：ワイヤ単位長さ当りのコロナ放電に伴う内部発熱量 W/m
q_w ：壁面熱流束 W/m^2
Re：レイノルズ数$=U_m H/\nu$
R_{EHD}：EHDレイノルズ数
Re_P：粒子レイノルズ数$=u_r d_P/\nu$
T ：温度 K
T_m ：混合平均温度$=T_0+2q_w x/(\rho C_P H U_m)$ K
T_0 ：試験部入口温度 K
t ：時間 s
U_e：EHD特性速度 m/s
U_m：平均主流速度 m/s
u：気流のx方向速度成分 m/s
u_P：粒子のx方向速度成分 m/s
u_r ：粒子の気流に対する相対速度
$=\sqrt{(u-u_P)^2+(v-v_P)^2}$ m/s
V：電位 V
V_0：印加電圧 V
v：気流のy方向速度成分 m/s
v_P：粒子のy方向速度成分 m/s
v_P^* ：粒子の 壁面衝突速度 m/s
W_E：単位伝熱面積当たりの消費電力 W/m^2
W_P：単位伝熱面積当たりのポンプ動力 W/m^2
x ：流れ方向距離 m
y ：壁面垂直方向距離 m
y^*：縦渦中心の流路壁面からのy方向距離 m
$y+$ ：$=y^*/(H/4)$
z ：スパン方向距離距離 m
z^*：縦渦のスパン方向の中心距離 m
$z+$：$=z^*/(P/2)$
α ：熱伝達率 $= q_w/(T_w-T_m)$ W/m^2K
Γ ：ローディング比
ε ：誘電率 F/m
λ ：熱伝導率 W/mK
μ_k：動摩擦係数
ν ：動粘性係数 m^2/s
ν_1：粒子のポアソン比
ν_2：平板電極のポアソン比
ρ ：密度 kg/m^3
ρc ：空間電荷密度 C/m^3
$\rho c0$：ワイヤ電極上での空間電荷密度 C/m^3
σ_e ：導電率 Ωm

τ_C ：電荷の緩和時定数 $=\varepsilon/\sigma_e$ s

ψ ：流れ関数

ω ：渦度$= (\partial u/\partial y) - (\partial v/\partial x)$

ΔP ：試験部入口と出口における静圧差

添字

f ：気相に関する値

P ：粒子相に関する値

～：無次元量

無次元量

$\tilde{u}=u/U_e$

$\tilde{U_m}=U_m/U_e$

$\tilde{v}=v/U_e$

$\tilde{V} = v/V_0$

$X = x/h$

$Y = y/h$

$\tilde{\rho_c}= \rho_c/\rho_{c0}$

$\tilde{\psi} = \psi/(U_e \cdot h)$

$\tilde{\omega} = \omega \cdot h/ U_e$

$\tau = t \cdot U_e / h$

第1章　緒　　論

1.1 まえがき

エネルギー問題ならびに地球温暖化に代表される環境問題は，自然と人間との調和を示唆し，そのためのキー・テクノロジーはエネルギーの有効利用であることを強調する．なかでも，最終的な需要形態としての割合が最も大きい，熱エネルギーの効率的な利用はとりわけ重要であり，それには伝熱促進技術の進展による熱交換器の高性能化が不可欠である．科学技術のめざましい進展は，高性能でコンパクトな各種熱交換器の開発をもたらしてきた．しかしながら，エネルギーと環境に対して一段と高まる厳しい要求に応えるためには，伝熱の促進だけでなく伝熱の制御性にも優れる熱交換技術の確立が求められている．日本機械学会では「複合系の伝熱制御調査研究分科会」を設置し，この問題について積極的な調査・検討を開始している．

伝熱促進の方法は，一般に受動的(Passive)なものと能動的(Active)なものとに分類されるが，伝熱の制御においては能動的な手法が前提となる．その中にあって，近年注目されている電場を利用する方法は，場に存在する空間電荷あるいは誘電体の分極に基づく力を利用するものであり，電気流体力学(Electrohydrodynamics : EHD) 的な効果に基づく比較的高い伝熱促進が期待できる上に，熱制御に対する高応答性，低騒音，低振動，簡単な構造などの特徴を有する．1991年に米国リノ市で開催された第3回ASME-JSME 熱工学合同会議では，初めて電場を利用した伝熱促進技術に関するセッションが設けられ，活発な議論が展開されている．

電場による対流熱伝達の促進は，対象とする流体，即ち気体と液体でかなり異なる．気体の場合には，針あるいはワイヤ電極回りの不平等電界によりコロナ放電を生じさせ，放電極から発生したイオンがクーロン力の作用で電界中を移動し，気体分子と衝突することによって生ずる流れ，即ちイオン風（Ionic wind）の効果が支配的となる．他方，液体の場合には，電界中の温度分布による誘電率または電気伝導度の勾配による力や電歪力が支配的となる．

「電場を利用した対流熱伝達の制御と促進」に関する本研究は，気体単相流を対象とする．単相気流に対するイオン風をはじめとする電気流体力学的な現象についてはかなり解明されつつあるが，それを利用した伝熱促進法は必ずしも一般的に実用化されるに至っていない．これは静電気学と流体力学の境界領域に位置するこの種の問題の体系化，

とりわけ伝熱促進を主眼とする強制対流場に対する研究が立ち遅れていることが最大の原因である．したがって，電場の特徴を生かした効果的な伝熱促進を図るためには，強制対流場における各種のEHD現象ならびにによる伝熱促進機構の解明，さらには性能評価に関する研究を先行させる必要がある．本研究は以上の観点に立って進めるものであり，コロナ放電によるイオン風，ならびに電場が付与された固気混相流による対流熱伝達の制御と促進について一連の議論を展開するものである．

1.2 従来の研究

流れ場に電場を付与・複合した電気流体力学(EHD)が独立した学問体系をなしはじめたのは，宇宙ロケットや静電発電機にEHD現象の応用が着目された1960年代であり，比較的新しい．1969年にはTaylorの提唱により第1回EHDシンポジウムがM.I.Tで開催されており，今日まで現象の基礎から応用にわたる多くの報告がなされている．1970年代には熱工学の分野においても，電気力による流体運動などが伝熱促進技術として取り入れられ始めている．ここではEHD現象を気相中のに電荷に働くクーロン力を利用したものに限定して，コロナ放電によるイオン風と固気混相流における粒子挙動ついての従来の研究を概観する．なお，電場を利用した伝熱技術の全般について矢部[1-1][1-2]，菊地ら[1-3][1-4]，またイオン風については足立ら[1-5]による解説がある．

【イオン風を利用した伝熱促進】

研究の歴史はかなり古く，1709年，Hauksbeeが荷電された管を顔に近づけた時，弱い風を感じたことに始まる．その後，Chattok[1-6]が平行平板電極系におけるイオン風圧力と放電電流の関係を実験的に証明した．Robinson[1-7]は，この様な現象を放電に伴って放電極から発生するイオンが電極間の電位差に基づき移動する際に中性分子と衝突して生じる流れと考え，一次元理論解析に基づき，イオン風の速度とコロナ放電電流の関係を報告している．その後，足立ら[1-8]はシュリーレン法により針およびワイヤ電極からのイオン風を可視化観察している．しかし，イオン風流れをEHD的な考え方に基づき明確にしたのはYabeら[1-9]であり，単一ワイヤー平板電極系において一対の循環流を形成するイオン風が，二次元の渦度と流れ関数を用いた数値解析により明らかにされている．これによりイオン風はマクロ的にはかなり解明されたと言える．

このようなイオン風を，一次的あるいは二次的に利用した対流伝熱の促進に関する研究も数多く報告されている．静止場を対象とした実験的なものとして，針ー平板電極系に対するKiblerら[1-10]，Windishman[1-11]，慈道ら[1-12][1-13]，荒木ら[1-14]の研究，複数の針状電極ー円管外表面系に対する今野らの一連の研究[1-15]~[1-19]，ワイヤーワイヤ電極系に対するFrankeら[1-20][1-21]の研究，また解析的･実験的なものとして，単一および複数ワイヤー平板電極系のYabeら[1-22]の研究があり，いずれもイオン風による伝熱促進効果が示

されると共に，印加電圧，電極形状と配置，気体の種類・圧力などの各種パラメータの影響が明らかにされている．切削加工における冷却技術としての研究も村田[1-23]によりなされている．

強制対流場におけるイオン風の二次的利用に関する研究は次の通りである．まず，水平加熱平板上の境界層流れを対象として主流と直交して複数のワイヤ電極を配置した場合の熱･物質移動を取り扱ったSadekら[1-24]の報告，主流と平行な複数のワイヤ電極配置を取り扱ったVelkoffら[1-25]の実験的な研究がある．また，熱交換器と関連して基本的な内部流れを扱ったものもいくつかみられる．Mizushinaら[1-26]は管中心に細線電極を持つ加熱円管内の空気流を対象とし，伝熱面となる管壁へ向かってイオン風が生じると，速度･温度とも伝熱面近傍で勾配が大きくなり，熱伝達の促進とそれに伴う圧力損失の増加が生じることを示した．またイオン風による流れの撹乱効果を渦動粘性係数に組み込む半実験的な定式化により無次元パラメータを導出し，それをもとに熱伝達率と圧力損失に対する実験式を提示している．近年では，OhadiとNelson[1-27]により円管内流に単一および複数のワイヤ電極を挿入し，二次流れを積極的に誘起させることにより熱伝達の向上を図る試みがなされている．この他，Robinson[1-28]は，円管内流に設置した中心ワイヤ電極が放電面かつ伝熱面となる系を対象とし，比較的大きな流速下においても伝熱促進効果が得られたとしている．

他方，電気集塵装置を想定した研究においても，イオン風と主流の干渉が流れ場の問題として取り扱われている．Yamamotoら[1-29]は，ダクト流とイオン風が共存するEHD場に対して差分法による数値解析とシュリーレン法による流れの可視化観察を行い，壁面近傍のセル上の循環二次流れが形成されることを明らかにしている．さらに，Leonardら[1-30]やDavidson[1-31]は負極コロナ放電によるイオン風が気流乱れを増加をさせることを報告しているが，その機構が解明されるには至っていない．

以上のようにコロナ放電によるイオン風について，静止場を対象にその発生機構はかなり解明されてきている．しかし，二次的な流れとしてのイオン風と主流とが複合した流れならびに対流熱伝達については，流路や電極配置などの幾何学的な形状，速度場・温度場・電場などの操作条件と関連してその挙動は極めて複雑である．したがって，主流とイオン風が共存するEHD流れの基本的構造，およびそれに基づく伝熱促進機構の究明が必要である．

【EHD固気混相流による伝熱促進】

固気混相流熱伝達に対する電場効果の利用に関する研究はごく最近になってからであり，ダクト流を対象としたMinとChao[1-32]，円管内流を対象としたBologaら[1-33]，および吉田ら[1-34]の研究が報告されている．MinとChaoは直径30μmのガラスビーズを用いて交流電場（振幅10kV，周波数0～60Hz）による伝熱促進について調べ，電場の周波数が粒子の壁面上の滞在時間（接触時間）と関連して重要であること指摘している．Bologaらは，電気抵抗の高い誘電性の粒子と電気抵抗の低い導電性の粒子の2種類を用いて伝熱実験を行い，導電性の粒子は電極への衝突時に急激な誘導再荷電により反発力を受けて対向電極へ移動するため，より大きな伝熱促進効果が得られるとしている．吉田らは，円管内の軸対称電界に流入した帯電ガラス粒子による伝熱促進効果について実験を行っている．ローディング比ならびに印加電圧の増加とともにNu数および圧力損失が増加する傾向が明確にされたが，この場合，粒径およびRe数から判断して，接触伝熱よりも粒子－気流間の相互作用による乱流構造の変化が伝熱促進の主因であるとしている．また，単一の帯電粒子が軸対称電界中で壁面到達する過程が解析された．

以上のように，この分野での研究報告は数少ない上に，粒子の種類，印加電圧や主流速度，ローディング比などの操作条件，電極配置を含む装置幾何形状などのパラメータにより制御される動的な粒子挙動と伝熱促進機構の関連性が一般性をもって論ぜられるには至っていない．

1.3 本研究の目的と概要

本研究は，種々の能動的な手法の中にあって，電場による電気力を利用する方法が消費動力も少なく熱伝達の制御性に優れているとの観点にたって，コロナ放電によるイオン風，ならびに気流中に分散させた固体粒子のEHD制御により，対流熱伝達の制御と促進を追究したものである．論文は7章で構成されており，以下にその概要を述べる．

第1章「緒論」では，従来の研究を概観し，本論文の目的と概要が述べられている．

第2章「伝熱促進の基礎概念と電気流体力学効果」では，まず，単相気流の伝熱促進を図るためにはどのような考え方に基づくべきかが分析され，(1)前縁効果，(2)境界層・熱抵抗層の薄膜化，(3)局所的な流体の入れ換えによる界面の更新，(4)混相流の粒子効果の4つの考え方が適用例と共に述べられている．次いで，(2)～(4)に基づいて電場を利用するものとして，本論文で対象とする3つの物理系が提示されている．さらに，各物理系において生ずる電気流体力学(EHD) 効果として，気流中のコロナ放電によって生じるイオン風と，電場が付与された固気混相流が取り上げられ，伝熱促進の機構とそれを追究するための課題が述べられている．

第3章「イオン風を利用した伝熱促進（その1 流れと直交するワイヤ電極を設置した場合）」では，壁面に平行で流れに直交する複数のワイヤ電極が設置されたダクト流を対象に，コロナ放電場の特性，イオン風とダクト流とが干渉する複合対流場の特性，および壁面熱伝達が実験的・理論的に追究されている．

まず，電場特性として，ポアンソの方程式と対流電流の連続の式を数値計算することにより，ダクト内の電位および空間電荷密度の分布を理論的に明らかにすると共に，実験によりその妥当性が検証されている．

次いで，シュリーレン法による流れの可視化とクーロン力を外力とするNavier-Stokesの方程式の数値解析を行うことにより，電場の付与によって生ずるイオン風がダクト内の壁面近傍にセル状の二次流れを形成することが明らかにされると共に，その流れパターンがクーロン力の強さを表す無次元パラメータR_{EHD}および主流の慣性力を表すReと関係づけて議論されている．

さらに，層流域から比較的低Re数の乱流域において熱伝達が向上することなど熱伝達特性の詳細が操作条件，電極配置，ならびにコロナ放電の極性と関係づけて追究されている．

第4章「イオン風を利用した伝熱促進（その2 流れと平行にワイヤ電極を設置した場合）」では，流れと平行なワイヤ電極がスパン方向に一定間隔で設置されたダクト流を対象に流動・伝熱実験を行い，EHD場ならびに温度場に対する数値解析結果との比較検討により，流れの構造とそれによる伝熱促進の機構が追究されている．

電場の付与により，流れ方向を軸とする縦渦がスパン方向に並び，それが流れ方向に発達・成長する複合流が形成されることが煙トレーサ法により明瞭に捉えられている．そして，この渦運動がもたらす伝熱壁近傍の流速の増加および熱的な混合効果が伝熱促進の主因であることが定量的に明らかにされている．また，消費電力に対する伝熱促進効果の向上を意図して，流路内のワイヤ電極の配置を種々変化させた伝熱実験の結果が述べられている．

第5章「固気混相流のEHD制御と伝熱促進」では，粒子の壁面衝突や境界層の撹乱などの伝熱促進の要因を内在する固気混相流に電場を利用し，粒子運動をEHD的に制御する手法により，壁面熱伝達の向上が追究されている．

具体的にはガラス粒子あるいは金属粒子を供した実験結果が述べられており，粒子の挙動の観察と粒子帯電量の測定により，粒子の電気抵抗がそのEHD制御における重要なパラメータであることがまず明らかにされている．この結果をもとに壁面衝突における再荷電を考慮した粒子運動モデルが提示され，それに基づく解析結果と実験結果との比較によりEHD場における粒子の運動機構が明らかにされている．

次いで，熱伝達実験により，電場付与に伴って流路の両加熱壁面のほぼ全域にわたって熱伝達が向上することが示されると共に，伝熱促進の機構が粒子の壁面衝突頻度と関係づけて論じられている．また，伝熱促進率はクーロン力の強さを表す印加電圧ならびに活動する粒子数と関係するローディング比の増加につれて増大することなど，各種操作条件の影響が実験的に追究されている．

第6章「電場利用による伝熱促進の総合評価」では，第3章，第4章で対象としたコロナ放電によるイオン風，および第5章で対象とした電場が付与された固気混相流に対して，流動損失と電力損失を考慮した総合的な伝熱性能の評価が行われ，電場利用の有用性が検討されている．その結果，コロナ放電現象では電気エネルギーから運動エネルギーへの変換効率が低いため，イオン風を利用する方法は受動的手法と比較して低い性能にとどまることが明らかにされている．また，流れに対してワイヤ電極を平行に配置することにより，その直交配置と比較して消費電力に対する伝熱促進効果の向上が期待できることが示されている． これに対して，固気混相流に対して電場を付与する方法は，単相流を上回る効率で伝熱促進を実現でき，伝熱促進法として有用であることが明らかにされている．

第7章「結論」では，本論文での各章で得られた結論が総括して述べられている．

第2章　伝熱促進の基礎概念と電気流体力学効果

2.1 緒　言

単相流熱伝達は沸騰・凝縮など相変化を伴う熱伝達に比べて伝熱性能が劣ることから，その伝熱促進法に対するニーズも多く，各種の熱機器に対する応用例が報告されている．対流熱伝達に関する研究レビュー[2-1)~(2-10)]や成書[2-11)]も数多く報告されており，それらは次のように分類される．

(1)各種の伝熱促進法の基本原理についての解説

（受動的方法[2-1)~(2-4),(2-11)]，能動的方法[2-1)(2-4)(2-5)(2-6)]）

(2)伝熱性能の評価法に関する報告[2-1)(2-2)(2-7)(2-8)]

(3)伝熱性能を比較した実例の報告[2-1)(2-9)]

(4)機器を開発・設計する立場から各種の適用例を中心とした解説[2-10)]

(1)は多様な手法を理解し，新たな技術開発を進めていくうえで欠かせないものである．(2)は各手法の優劣や限界などを定量的に明らかにするうえで有益な指標を提供している．また，それらを遂行した(3)の結果は，促進原理を含めて技術の進展すべき方向性を与えることに寄与している．(4)は研究成果を技術として役立てることに貢献している．

本章では，まず(1)の解説をもとに各手法に共通する伝熱促進を図るための基本的な考え方について述べる．次に，それらに基づいて電場を利用するものとして，本論文で対象とする3つの物理系を提示する．最後に，各物理系において生ずる電気流体力学(Electrohydrodynamic: EHD) 効果として，気流中のコロナ放電によって生じるイオン風と，電場が付与された固気混相流を取り上げ，伝熱促進の機構とその高効率化を追究するための課題について述べる．なお，(2)の報告については第6章で議論する．

2.2 単相気流における伝熱促進の基礎

2.2.1 熱交換における効率

伝熱促進技術とは流体と伝熱面との間における単位時間・面積当りの熱移動量を増加させるための技術である．図2.1に示されるように2つの流体が伝熱壁を隔てて熱交換されるとき，交換熱量Q は次式で与えられる．

$$Q=K\cdot A\cdot \Delta t \tag{2-1}$$

ここでΔtは温度差，Aは伝熱面積，Kは熱通過率である．このうちΔtはあらかじめ与えられていることが多く，また，エネルギ有効利用の見地から小さく取るべきであり，したがってQを増加させるためにはつぎの2つの方法が考えられる．

(1) 有効伝熱面積Aを大きくする．

(2) 熱通過率Kを向上させる．

さらに(2)については熱通過率Kが次式で表されることからわかるように，関与する高温および低温流体側の熱伝達率α_1, α_2 および伝熱壁の熱伝導による抵抗δ/λの3つ項のうち支配的な因子を中心に改善する必要がある．

$$K=\frac{1}{\alpha_1}+\frac{\delta}{\lambda}+\frac{1}{\alpha_2} \tag{2-2}$$

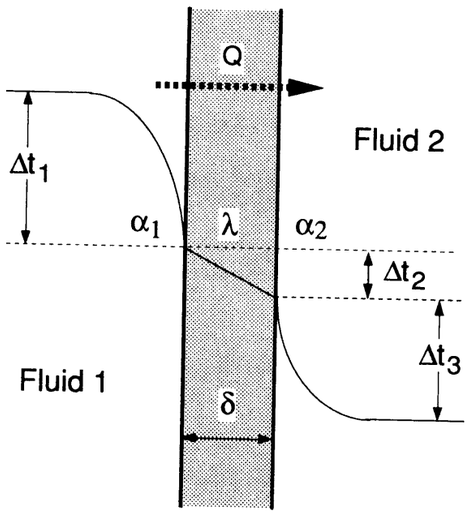


図2.1　高温流体から低温流体への熱通過

一般に空気式熱交換器では低温側流体が空気となり，その伝熱特性は悪く，空気と液あるいは蒸気との間で熱交換を行わせる場合，空気側の熱伝達率α_2は他の側に比べて1/10～1/100程度である．しかしながら，空気は水などと比べて場所によらずいつでも手軽に利用でき，無料で使用量に制限がなく，伝熱面の腐食や汚れも比較的少ない等が利点であり，空気式熱交換器は大量生産される自動車用ラジエータから発電所等のコンデンサにいたるまで様々な分野で種々の用途に用いられている[2-12]．以上により，空気流に対する伝熱促進が不可欠となる．

2.2.2 各種伝熱促進技術の分類

伝熱促進技術に関するBergles[2-1]の分類は広く知られている．すなわち，促進技術は補助的な動力投入を必要とする能動的方法(Active technique)，必要としない受動的方法(Passive technique)，両者の組み合わせからなる複合的な方法(Combined technique)の3種類に大別されている．しかし，ここでは，熱交換技術における各手法の役割を明確にする意味で，それらを機器形状，作動流体，操作条件のカテゴリーに分類して表2.1に示す．これより，各手法と促進効果の関係が伝熱モードと関連づけて明らかとなる．すなわち，機器形状として表面に加工を施す方法は，主に伝熱面積の増大を意図したものであるため，すべての伝熱モードに対して有効であり，最も実用的である．これと比較して，機器形状として物体を挿入する方法は，主流の構造を変えることに促進機構が依存するので，強制対流の場合において有効となる．作動流体の特性を変える方法は，各伝熱モードに対する適合性が様々であり，選定が重要となる．操作条件の点から促進を図る方法は，主流の状態（自然，強制対流）にかかわらず効果が期待でき，また伝熱の制御が可能となる．一般に複雑な構造になりがちなこの方法のなかにあって，本論文で対象とする電場利用は針，線，金網などの電極と変圧器があれば実現できる簡単な手法であり，また高い制御性が期待できるものとして位置づけられることがわかる．

表2.1　各種伝熱促進法

分類		伝熱促進法	単相流	凝縮	沸騰	輻射
機器形状	表面加工	表面処理		∘	∘	□
		表面粗さ	◎ 5 (3)	∘	◎	■
		各種フィン	◎ 5 (3)	◎	◎	■
		中断フィン	◎ 1			
		溝，波形	○ 3 (2)	◎	◎	
	挿 入	ねじれテープ	○ 2	○	○	□
		置換ミキサ	○ 2	○	◎	
		乱れ促進体	○ 3			
		流動層	○ 4			
		充填層，多孔体				■
		排除板		◎		
作動流体		粒子・粉末	○ 4			□
		気泡・ミスト	◎ 4		∘	□
		複合成分		◎		
		直接接触	○	◎	◎	
操　作		伝熱面回転	◎ 2	∘	∘	
		伝熱面振動	◎ 2		◎	
		流体振動	◎ 3		◎	
		噴射・吸込	◎ 2	∘	◎	
		静電場	◎ 2,3	◎	◎	

効 果

∘：単相自由対流，プール沸騰，体積力凝縮に効果的
○：単相強制対流，チャンネル沸騰，対流凝縮に効果的
□：放射特性の改善　■：伝熱面積の拡大

伝熱促進機構

1.前縁効果
2.境界層，熱抵抗層の薄膜化
3.局所的な流体の入れ換えによる界面の更新
4.混相流の粒子効果
5.伝熱面積の拡大

2.2.3 伝熱促進の考え方

単相気流の対流熱伝達においては，流体の壁面付着性と上流状態の下流への持込みが境界層を発達させ，これが伝熱速度を低下させる．表面加工などにより伝熱面積を拡大する手法を除くと，表2.1中に記号で示すように伝熱促進の考え方は，

(1) 前縁効果
(2) 境界層・熱抵抗層の薄膜化
(3) 局所的な流体の入れ換えによる界面の更新
(4) 混相流の粒子効果

に分類される．以下ではそれぞれについて詳述する．

(1) 前縁効果

図2.2に平板フィンおよび中断フィンにおける局所熱伝達率の流れ方向を示す．平板上に前縁から発達する温度境界層は下流に進むにつれて次第に厚くなり，そのため熱伝達率が低下する．流れが層流の場合には局所熱伝達率α_x，および伝熱平板全体の平均熱伝達率$\bar{\alpha}$は次式で与えられる．

$$\alpha_x=0.332\sqrt{\frac{u_\infty}{\nu x}}Pr^{\frac{1}{3}} \tag{2–3}$$

$$\bar{\alpha}=\int_0^L \alpha_x dx\,/L=0.664\sqrt{\frac{u_\infty}{\nu L}}Pr^{\frac{1}{3}} \tag{2–4}$$

すなわちα_x，$\bar{\alpha}$は距離xの1/2乗に逆比例して減少し，前縁からの距離が小さい方が$\bar{\alpha}$は大きくなる．これが前縁効果であり，図2.2(b)に示される中断フィンはそれを活用した代表例である．この形式のフィンでは前縁から発達する境界層が途中で切断されるため全体として高い熱伝達率が得られる．図2.3には空調用熱交換器の形状を示す[2-13]．同図(a)は狭い間隔で並べたプレート状のフィン群を管列が貫通する構造で，冷媒が管内を空気が管外を流れる．伝熱面（境界層）の中断を目的に，フィン面の一部はプレス加工によってある角度を持たせて起こされたルーバ構造となっている．同図(b)はコルゲートフィンの形状を示す．このように近年では，加工技術の向上と利用目的の多様化に伴って，伝熱面積の拡大や境界層の中断による前縁効果だけでなく，乱れ生成の効果をも意

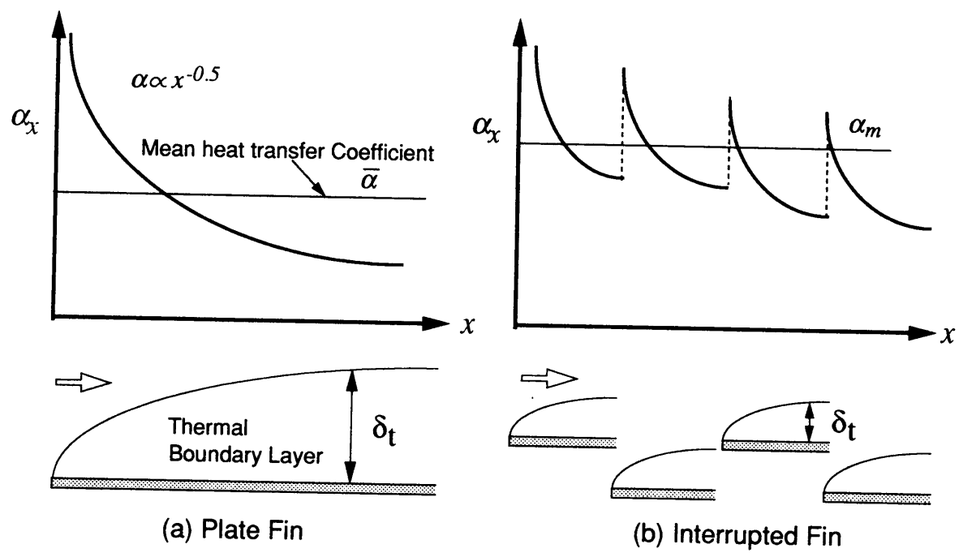


図2.2　前縁効果による伝熱促進

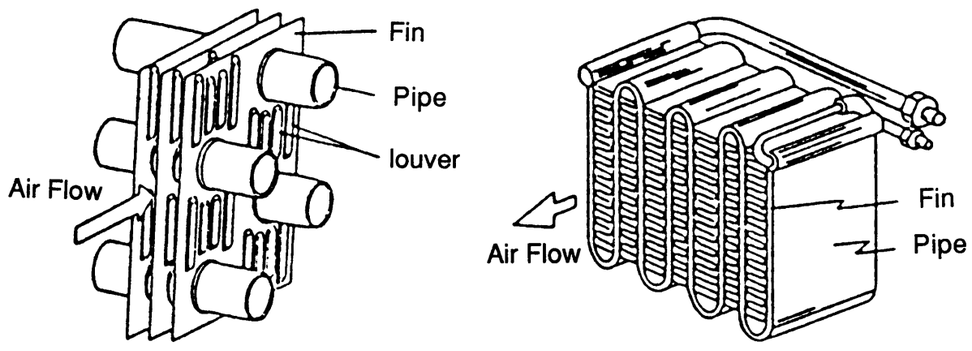


図2.3　空気式熱交換器[2-13]

(2) 境界層・熱抵抗層の薄膜化

主流速度を増して，直接的に境界層を薄くする方法は最も簡単である．しかし，通常の熱交換器では次式からわかるように，流速uの増加は熱伝達率αの増加以上に流体輸送動力W_Pの増大を招くことになり，得策ではない[2-14]．

$$\alpha \propto u^n \qquad n<1 \tag{2-5}$$

$$W_P \propto u^m \qquad 2<m<3 \tag{2-6}$$

そこで，旋回流によって境界層を薄くしたり，二次的な流れによって流路断面内の熱輸送を活発にし結果的に壁面近傍の熱抵抗層を薄くする方法は効果的であり，基本的な考え方の一つとなる．(1) の前縁効果も全体としては境界層の薄膜化であるが，ここでの手法は境界層や熱抵抗層に直接的に働きかける点が異なる．図2.4に代表例を示す．同図(a)に示されるねじれテープは管内流の伝熱促進に有効であり，シェルアンドチューブ型熱交換器などに利用されている．同図(b)は管内流に接線方向に流れを吹出したものであり，旋回により境界層は薄く中心部では逆流が生ずる．熱伝達率は吹き出し直後で高く，接線速度成分が弱まる軸流への移行とともに低下し，それは吹出し流と主流との運動量比で決まる[2-15]．付加運動量が比較的小さいので，軸方向の吹出し位置や吹出し孔の数を変えるのも一考であるが，制御性はあまり高くない．同図(c) は浮力，遠心力，コリオリ力，電磁力などの体積力が流路と直交して作用する場合であり，流れは不安定になり二次流れが生じ，結果的に熱伝達は増加する[2-16]．また同図(d)は管内が回転する二重円管の例で，Ta数の増加により環状クエット流はテーラー渦流へと遷移し，熱伝達率は急激に増加する．回転数による伝熱制御は容易であり，また，乱流化しがたい高粘性流体の伝熱促進にも有効である[2-17]．

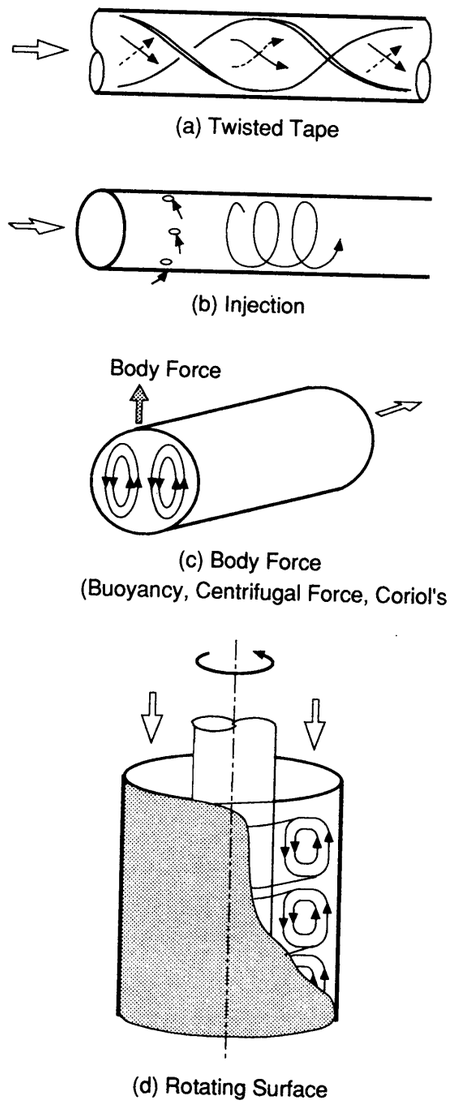


図2.4　境界層・熱抵抗層の薄膜化による伝熱促進

(3) 局所的な流体の入れ換えによる界面の更新

図2.5は乱流境界層を示したものである．乱流においては，流体の平均運動に不規則に変動する渦運動(eddy motion) が重ね合わされており，渦運動により局所的に流線を横切る流体塊の入れ換えが起こり，運動量と熱輸送が活発化する．このような機構の利用は伝熱促進の基本的な考え方の一つとなる．流れ中でy方向に隣り合う層間のせん断応力τと伝導熱流束q_yは

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) - \rho \overline{u'v'} \tag{2-6}$$

$$q_y = - k \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y}\right) + \rho C_p \overline{v'T'} \tag{2-7}$$

で表される．流体塊の入れ換えによる運動量の変化量が式(2-6)の右辺第2項に付加された変動速度成分の二重積の項（レイノルズ応力）であり，また，熱エネルギーの変化量が式(2-7)の右辺第2項（乱流熱流束）である．これらの項のうち後者の増大が熱伝達の向上に有効に寄与する．

図2.6はレイノルズ応力の輸送方程式をもとに乱れの発生と消滅の関係を示したものである[2-18]．平均流からエネルギーを得て直接に生成されるのは$\overline{u'^2}$のみであり，他の成分$\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$はそれらが再配分されて生成される．このようにして生成された$\overline{v'^2}$と平均流の$(\partial\bar{u}/\partial y)$の相互作用によってレイノルズ応力$-\overline{u'v'}$が発生し，さらにレイノルズ応力$-\overline{u'v'}$と平均流の速度勾配$(\partial\bar{u}/\partial y)$との相互作用によって$\overline{u'^2}$が生成される．すなわち，$\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $-\overline{u'v'}$の形成する三角形によってせん断乱流のエネルギーの平衡が保たれている．次に，乱流熱流束$\overline{vT'}$は$\overline{v'^2}$と平均温度勾配$(\partial\bar{T}/\partial y)$との相互作用で生成され，これがさらに温度勾配を発生させる．図2.6から，乱流熱流束$\overline{vT'}$を増大させるためには$\overline{v'^2}$を増加させることが必要であることがわかる．但し，$\overline{v'^2}$の増加はレイノルズ応力$-\overline{u'v'}$の増加を伴い，したがって伝熱のみを促進することは一般には難しい．

上記の考え方に基づく手法の例として，タービュレンスプロモータ（乱れ促進体）を図2.7に示す．伝熱面上に適当な間隔で設置した突起（あるいは促進体）は流れの剥離と再付着を発生させ，これにより主流乱れを増大させて熱伝達の向上を図る．熱伝達率の増加は再付着点付近で最も顕著であり，突起物直後では逆に低下し，流動抵抗も増大する．したがって，(2)の薄膜化は壁面全体にわたるものであるが，タービュレンスプロ

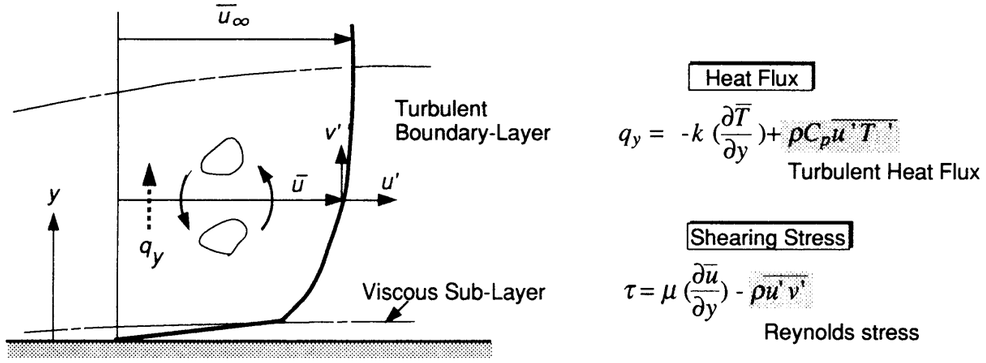


図2.5　局所的な流体の入れ換えによる界面の更新

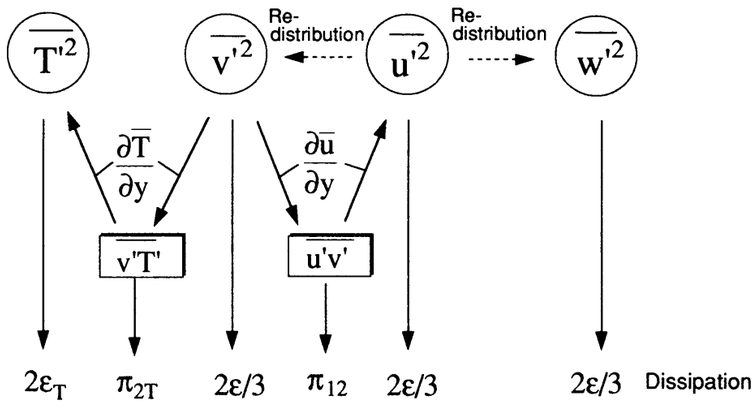
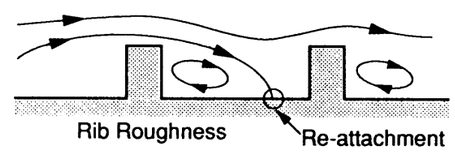
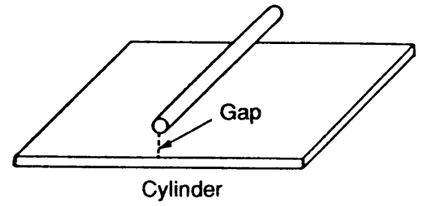
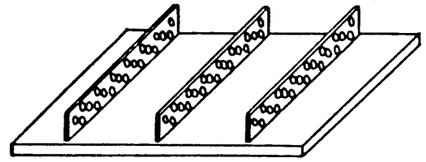


図2.6　乱れの発生と消滅の関係

モータによる伝熱促進は局所的なものであり，トータルとしての向上を意図したものとなる．対応策としては，同図に示されるように促進体と伝熱面との間に隙間を設けたり[2-19]，多孔板やスリット板[2-20]などの形式が提案されている．なお，促進体を用いる方法の他に，変形流路をもちいた乱流の内部構造の制御により伝熱促進を図る試みが行われている[2-21]．







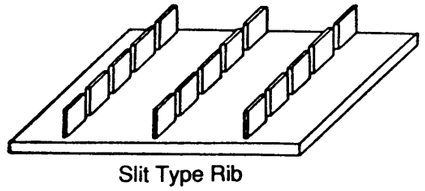


図2.7　局所的な流体の入れ換えによる界面の更新
（図中の図面は文献(2-18)より引用した）

(4) 混相流の粒子効果

伝熱促進に対する粒子効果を図2.8に示す．同図(a)に示されるように気流中に固体粒子が分散した固気混相流では，単相流にみられない次のような機構に基づき，より良好な伝熱特性が得られる[2-22]．

1)粒子と伝熱面との接触に伴って熱が移動する(接触熱伝導).

2)粒子-気相間の相互作用により気流の乱れが生成される．ただし，乱れの増減は粒子径と主流の持つ乱れスケール（例えばコロモゴロフ(kolmogorov)の最小渦のスケール）の関係などに依存する．

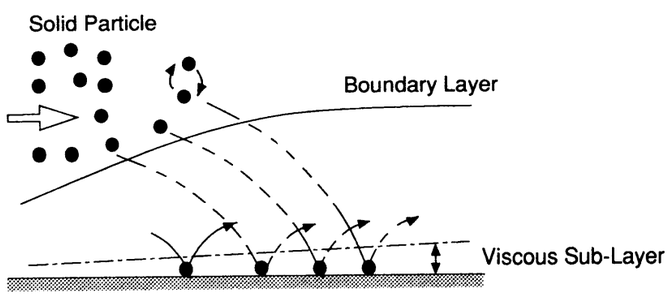
3)粒子には壁面上で粘着条件がないため，壁面近傍でより大きな速度で流動し気流を加速する．

4)粒子の存在により媒体の熱容量が増加する．また，粒子濃度分布を空間的に制御することにより媒体の熱容量を局所的に制御し得る．

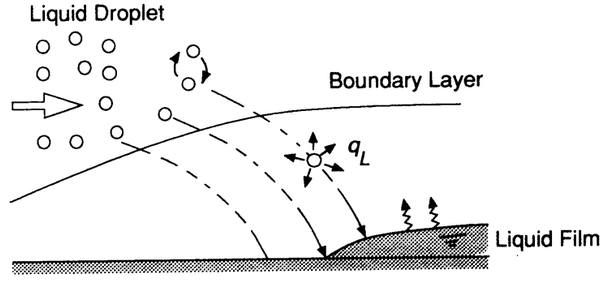
5)高温域における輻射の射出・吸収能が向上する．

1)については，粒子径が小さくなるほど，また粒子の壁面への衝突頻度と接触時間を増加させるにつれてその効果は増大する．また2)については，通常の内部流では粒子と気相の運動方向は一致しているため，低ローディング比のもとでは粒子はむしろ乱れを抑制することが多いが[2-23][2-24]，例えば，管内にスパイラルリボンを挿入して流れに旋回を与えたBabcock&Wilcox社の実験に見られるように[2-25]，粒子の運動方向と時間平均的な流線が異なる場合には，両相間の慣性の差による乱れ生成が生じる．また，3)，4)の効果は粒子が壁面近傍に集中化することにより顕著となる．

同図(b)の液滴粒子はその気流中での蒸発，壁面での衝突・蒸発による顕熱ならびに潜熱効果を持ち，単相気流に比して10～20倍の伝熱促進をもたらす[2-26]．一般に気流の非衝突面側への液滴供給が難しく，電場などの利用が伝熱の制御性を高めることになる．



(a) Disturbance in Boundary Layer



(b) Latent Heat and Sensible Heat

図2.8　混相流の粒子効果による伝熱促進

2.3 電気流体力学効果と伝熱促進

2.3.1 物理系

前節で述べられたように単相気流による伝熱促進は，(1) 前縁効果，(2)境界層あるいは熱抵抗層の薄膜化，(3)局所的な流体の入れ換えによる界面の更新，(4)混相流の粒子効果の利用が基本的な考え方となる．本論文では，上記(2)～(4)に基づいて電場を利用する3つの物理系について熱伝達の促進と制御を追究する．図2.9は，3つの物理系をそれらと類似な受動的方法と対比して示したものである．

同図(a) は (2)の考え方に基づくものであり，ダクト流に流れと平行に配列した複数のワイヤ電極からのイオン風を付加したものである．イオン風は縦渦を形成し，それらはストリーク構造をもつ流れに発達し，やがて渦列相互の干渉により乱流へと移行する．流れ構造に依存する熱伝達率は，渦列の発達を空間的に規定する電極配列を含む装置の幾何形状のもとで，各種操作条件をパラメータとして制御される．電圧は放電開始と絶縁破壊の範囲で調節され，さらに流れ方向の変化をもたせることができれば，応答性などの点で優れているだけに高い制御が期待できる．この物理系は第4章で取り扱われる．

同図(b) は(3)の考え方に基づくものであり，タービュレンスプロモータを模擬して，複数のワイヤ電極からのイオン風を流れに垂直に，かつ非連続的に吹き付けたものである．形成される複合流の構造は主流の慣性力を表す*Re*数とイオン風の強さを表す電界強度とで関係づけられる．ワイヤ直下の下流側と上流側に回転方向の異なる一対の渦が形成され，*Re*数の影響が強くなるとそれらは漸次消滅し，ついにイオン風に支配されないダクト流となる．熱伝達率はワイヤ下流側で高い周期分布となり，ワイヤの最適配列（ピッチ，壁面との距離）のもとで電圧により制御される．これについては第3章で検討する．

同図(c) は(4)の考え方に電場を利用することにより，対流熱伝達に対して直接的・間接的な効果を持つ粒子の運動を制御・向上させ，伝熱の制御と促進を図るものである．粒子の帯電，電界中での運動，壁面での粒子の衝突・反発などの挙動，ならびに熱伝達率が，粒子の種類，ローディング比，レイノルズ数，印加電圧に対して制御されることになる．詳細は第5章で検討する．

以上，本論文で対象とする3つの物理系が提示された．次に，各物理系において基礎

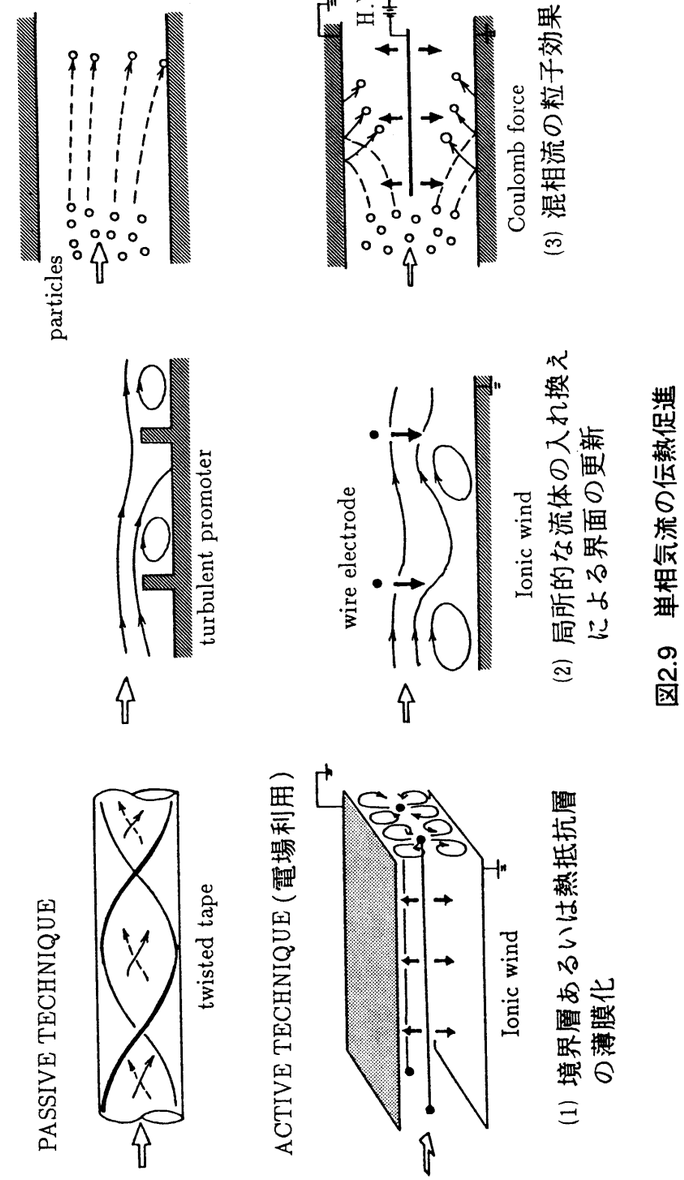


図2.9 単相気流の伝熱促進

となる電気流体力学(EHD)現象として，イオン風，および電場が付与された固気混相流について詳述する．

2.3.2 コロナ放電によるイオン風

誘電率εの流体に電場が付与されたとき，流体に働く電気力は次式で与えられる[2-27]．

$$\vec{f_E} = \rho_c \vec{E} - (1/2)E^2 \nabla\varepsilon + (1/2)\nabla(E^2 \rho\, \partial\varepsilon/\partial\rho) \qquad (2\text{-}8)$$

第1項は，電荷密度ρ_cの真電荷に働くクーロン力でありイオン風や帯電粒子の制御において主要な項となる．第2項は，誘電率εの空間的変化により働く力，第3項は電界強さの空間的変化により働く力で，電歪力と呼ばれる．第2，3項を合わせて誘電体の分極に基づく力を表し，液体の場合に重要な項である．式(2-8)からわかるように，流体に電気力が作用するためには，(1)真電荷，(2)誘電率の空間変化，(3)電界強度の空間勾配，のいずれかを流体中に形成する必要があり，コロナ放電による流体の電離あるいは導電率の空間勾配などにより真電荷を発生させたり，温度依存性の利用による誘電率の空間変化を与えるなどの方法が採られる．

気体の誘電率は真空中の誘電率に等しく，またその温度依存性も小さいので誘電率勾配による力や電歪力は十分小さくなり，気体に対して働く電気力としては，気体中に存在する電荷に働くクーロン力が主となる．本節では気体に対する代表的な現象として，負極コロナ放電に伴って発生するイオン風について説明する．

空気またはガスは通常宇宙線や放射線によってわずかながら電離され，1cm^{2}当り2×10^2～10^3個程度の電子と正イオンを含んでいる．図2.10に示されるように，気流中に置かれたワイヤあるいは針状電極を負極として直流高電圧を印加すると，この両者は電極近傍の強い電界中では共に強く加速されるが，電子の方がはるかに大きな平均自由行程を持つので，1自由行程内に電界より受け取るエネルギーははるかに大となり，電子が気体分子に衝突し，分子を電離して正イオンと電子を作る（衝突電離）．さらに電離によって生じた新しい電子は次々と衝突電離を繰り返して電子なだれ(electron avalanche)を起こす．しかし，放電極から僅かに離れると電界強度は急激に低下し衝突電離は停止するため，電離域は放電極表面の狭い空間に制限される．衝突電離により生じた電子群は，正イオンよりも約1000倍もモビリティが大きいので極めて迅速に電離域を出て，電子付着性を持つガス分子（例えばO_2, H_2O, CO, N_2）に衝突付着し，負イオンとなって接地電

に向かう．この移動過程において，負イオンは中性の気体分子に衝突し運動エネルギーを与える結果，流体の運動，すなわちイオン風が生じる．一方，正イオン群は放電極に吸収されると同時に，衝突のエネルギーによって電極表面から2次電子を放出し（γ作用）放電が持続することになる．

以上の機構で生じるイオン風は，ファンなどの利用できない奥まった部分や狭い空間，よどみ域などの伝熱促進，物体の一部だけを冷却したい場合など，局所集中型の電圧で制御できる小型のファンとして特に有効である．表2.2にイオン風を利用した伝熱促進における主要なパラメータを示す．本論文では，電極としてワイヤ電極を，流路としてダクトを，流体として空気を用い，表2.2に示されるその他のパラメータの影響について第3章，第4章で追究する．

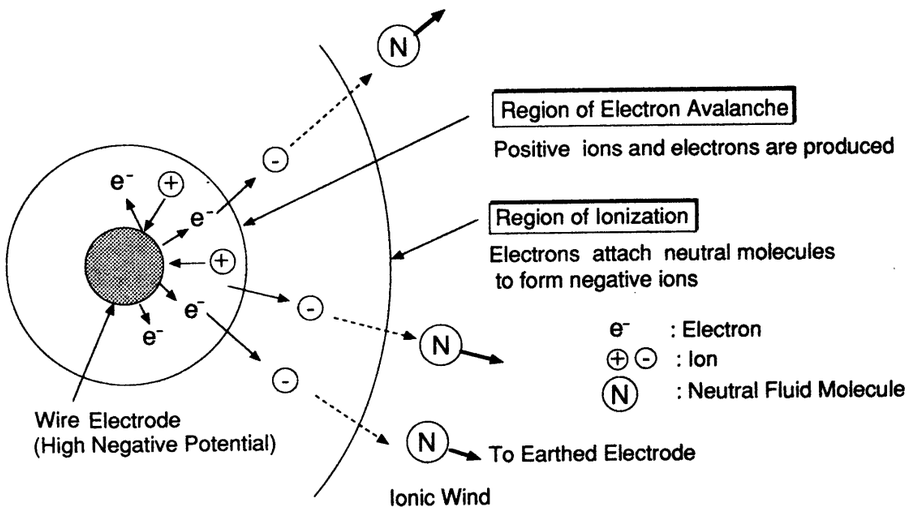


図2.10　負極コロナ放電によるイオン風の発生機構

表2.2　イオン風を利用した伝熱促進におけるパラメータ

電場	電極	種類　（ワイヤ，針，金網） 配置形式 ― 方向（主流と平行，主流と平行） 　　└ 位置（電極のピッチ，偏心量）
	放電極性	正，負極
	印加電圧	コロナ開始電圧～火花放電開始電圧
流れ場	流路形状	円管　（管径，長さ） ダクト　（ダクト高さ，長さ，幅）
	主流速度	（層流，乱流）
	流体の種類	空気 誘電液体（変圧器油，シリコン油，フレオン系冷媒）

2.3.3 固気混相流熱伝達のEHD制御

2.2.3(4)で述べられたように，粒子の壁面衝突や境界層撹乱など伝熱促進の要因を内在する固気混相流に対して 直交平等電場を利用することにより熱伝達の向上を追究する．図2.11に平等電場，流れ場，温度場，および粒子濃度場の相互作用の関係を示す．平等電場を付与した場合，気体の電離に基づくイオンの生成が起こらないため，イオン風は発生しない．したがって，電場の作用は直接的には帯電粒子に働くクーロン力を主体とするが，間接的には粒子を媒体として図中の白ヌキ矢印で示される現象に及ぶことになる．

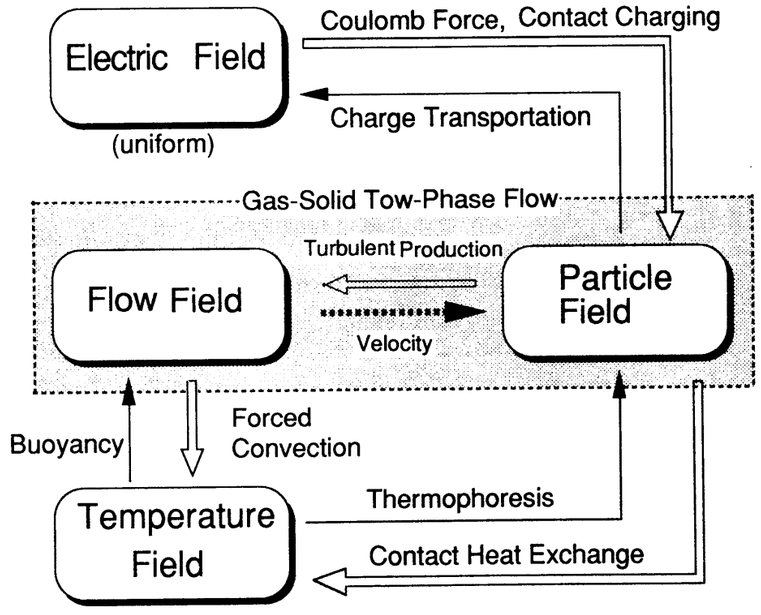


図2.11　固気混相流における場の相互作用

次に，電場が付与された固気混相流における粒子挙動と伝熱機構を図2.12に示す．気流により搬送される帯電粒子は帯電量qと電界Eの積で与えられるクーロン力$F_E=qE$を受けて電極壁面へ移行し，壁面と衝突反発する．この時，条件によっては粒子の再荷電が起こる．伝熱機構は図に示されるように気流による対流熱伝達q_{conv}，および粒子－壁面間の接触熱伝導の効果q_{cond}よりなる．

$$q=q_{conv}+q_{cond} \tag{2-8}$$

さらに壁面近傍における気流温度の勾配と関係するq_{conv}は，粒子－気流間の相互作用による気流乱れの生成や粒子による気流の加速などの効果からなる．

以上を総合して，混相流熱伝達においては電場による粒子運動を制御・向上させることにより，q_{conv}とq_{cond}の総和を増大させることが要求され，この課題を追求する上で電場が付与された流れ場（EHD場）を飛行し，壁面衝突に到る粒子の挙動，壁面衝突・接触期間における粒子電荷の放出と再荷電，直接的・間接的な粒子効果と熱伝達の関係などが基本的な問題となる．なお同図には，予想される伝熱促進機構と各種の操作パラメータの関係を付記する．

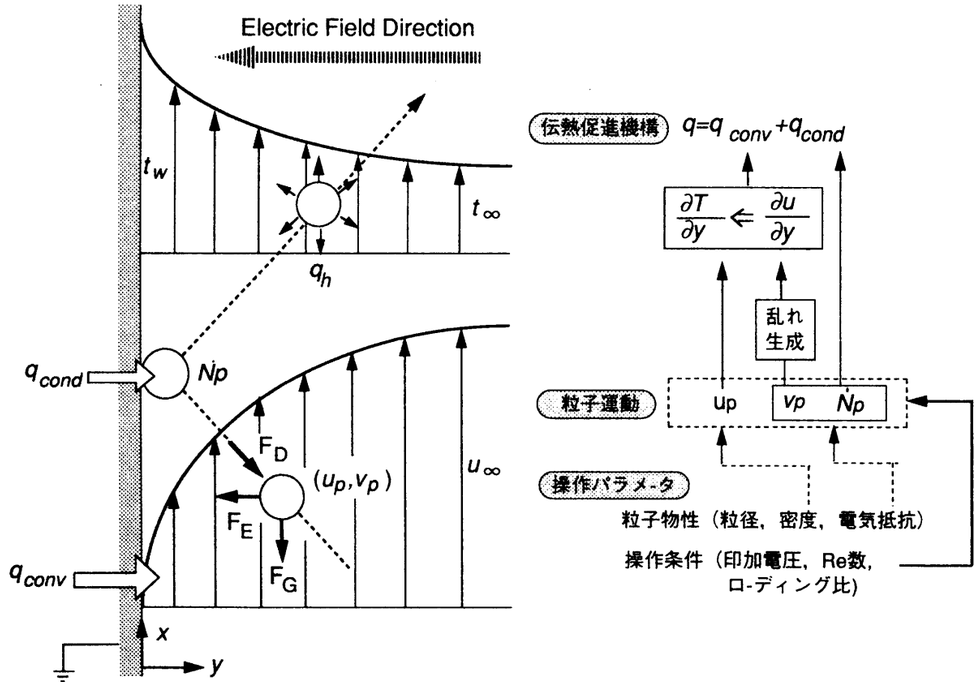


図2.12　EHD 場における粒子運動と伝熱促進機構

a.粒子の飛行と壁面衝突

気流中に懸濁した粒子群は図2.12中に付記したように流体抗力F_D，重力F_G，およびクーロン力F_Eなどを受け，気流とは異なった運動をして電極壁面へ衝突する．本研究では粒子軌跡の観察とモデル化のもとでの単粒子運動の解析を行うことにより，この挙動を追求する．

b.粒子の壁面衝突におけるEHD挙動

壁面衝突した帯電粒子はその固有電気抵抗により著しく差異のある挙動を示す．粒子の電気抵抗が低いときには，平板電極に到着後，粒子は直ちにその電荷を失うのみならず，次の瞬間に主電界による静電誘導で平板電極の極性に逆荷電して逆方向の電気力を受け空間に飛び出す．また粒子の電気抵抗が高いときには，粒子が電荷を保持する時間が長く，平板電極表面に付着し，その堆積層が形成された場合には層内に過大な電位降下が生じ，逆電離に至る．以上の粒子挙動の差異は電場による伝熱促進効果に大きな影響を及ぼすと考えられる．本論文では，電気抵抗の異なる2種類の粒子（ガラス，青銅）を用いた流動・伝熱実験とガラス粒子の粒子帯電量の測定結果をもとに，この問題について検討する．

c.粒子効果と熱伝達

対流熱伝達に対する粒子効果は，熱物性やふく射特性の向上を除くと，粒子の壁面衝突に伴う伝導伝熱がもたらす直接的な伝熱促進効果と，粒子の境界層の撹乱による間接的な効果からなる．

まず，前者の直接的な効果については，その目安となる指標として，SunとChen[2-28]による異なる初期温度の２つの球が接触するときの非定常一次元熱伝導問題の解を適用できるとすれば，単一粒子の壁面衝突に伴う接触熱伝導量q_pは次式で与えられる．

$$q_P=\frac{0.87(T_{w0}-T_{P\infty})\cdot A_c\cdot t_c^{0.5}}{(\rho_W C_W k_W)^{-0.5}+(\rho_P C_P k_P)^{-0.5}} \tag{2-10}$$

ここで，添字Wは壁面，添字Pは粒子を表わし，ρは密度，Cは比熱，kは熱伝導率である．また，A_cは最大接触面積，t_cは接触時間であり，壁面時の壁面垂直方向の速度をv_p*として，次式で与えられる．

$$A_c = 1.36\,\rho_P^{0.4}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\cdot d_P^2\cdot v_P^{*0.8} \tag{2-11}$$

$$t_c = 2.94\left\{\frac{5}{4}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\pi\rho_P\right\}^{0.4}\left(\frac{d_P}{2}\right)\cdot v_P^{*0.2} \tag{2-12}$$

式(2-10)～(2-12)を総合すれば，粒子の壁面衝突速度の増加，あるいは粒子の熱物性パラメータ $\rho_P C_P k_P$ および壁面の熱物性パラメータ $\rho_W C_W k_W$ を大きくすることが，接触熱伝導効果の向上につながることがわかる．

次に間接的な効果については，理論的な取り扱いが確立されるのには至っていないが，粒子－気流間の相対速度差を大きくすることが有効であると考えられる．

以上から，電場により粒子の壁面・衝突を活発化することにより直接的・間接的な粒子効果のいずれも増大させることが可能であり，このような考え方のもとで電場利用による混相流熱伝達の促進・制御について第5章で追究する．また，直接的・間接的な粒子効果を分離・評価することは難しいが．本論文では，粒子の壁面衝突頻度を測定し，熱伝達率との相関について考察する．

2.4 結　言

単相気流の伝熱促進における基本的な考え方として，(1)前縁効果，(2)境界層・熱抵抗層の薄膜化，(3)局所的な流体の入れ換えによる界面の更新，(4)混相流の粒子効果について述べられた．また，この結果をもとに本論文で対象とする物理系として，(1)流れと平行な複数のワイヤ電極が設置されたダクト流，(2)流れと直交するワイヤ電極が一定間隔で設置されたダクト流，(3)直交平等電場が付与された固気混相ダクト流，の3つが提示されるとともに，各系において生ずるEHD現象の基礎が述べられた．

第3章　イオン風を利用した伝熱促進

（その1　流れと直交するワイヤ電極を設置した場合）

3.1 緒　言

電場を利用した伝熱促進法は，場に存在する空間電荷あるいは誘電体の分極に基づく力を利用するものである．このうち気流場においては空間電荷によるクーロン力が支配的であり，通常はワイヤあるいは針状電極からのコロナ放電によってイオンを発生させ，これが電界の作用下で移動し気体分子と衝突することによって生ずる流れ，すなわち，電気流体力学的な流れの発生としてのイオン風を利用する．

イオン風を利用した対流伝熱の促進に関する従来の研究としては，Yabeら[3-1]の下向き加熱平板とワイヤ電極，今野ら[3-2]の水平加熱円管と針状電極の系に対する報告が代表的なものであるが，いずれも静止場を対象とした，いわゆる，イオン風支配の流れを取り扱ったものである．他方，強制対流熱伝達の場にコロナ放電を付加した場合，主流とイオン風が干渉する複合対流伝熱となる．これについてはMizushinaら[3-3]の円管内部流，Velkoffら[3-4]の水平平板上の境界層流れを対象とした研究があり，流れに平行に設置されたワイヤ電極から伝熱壁に向かって流れるイオン風が主に主流乱れを増加させ，これが熱伝達を向上させること，および一方では壁面摩擦を増大させることなどを報告している．すなわち，ここでの伝熱促進は，従来の伝熱技術に電場を組み合わせた複合伝熱技術に他ならないが，イオン風を適正に利用するためには，EHD複合流と伝熱促進機構のさらなる詳細を追求する必要がある．

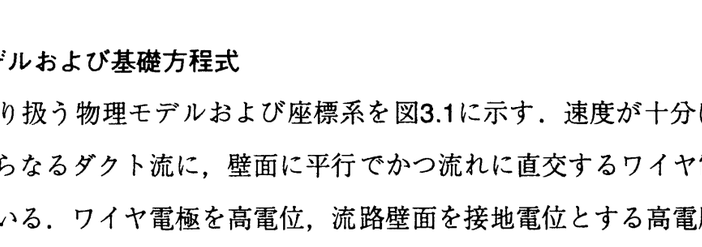
本章では以上の観点にたって，壁面に平行で流れに直交する複数のワイヤ電極が設置された平行平板間のダクト流を対象に，電場の特性，イオン風とダクト流とが干渉する複合対流場の特性，および壁面熱伝達について実験的・理論的に明らかにする．この様な系を対象とした理由は，従来取り扱われていないということもあるが，ダクト流が熱交換器における基本的な流れの一つであり，それに二次的な流れとして一定間隔で流れを撹乱するイオン風は，単相流における代表的な伝熱促進体とも言えるタービュレンス・プロモータに類似性をもっているためでもある．なお，主流速度はダクト流が層流から乱流状態を含む0～4m/sの範囲とし，コロナ放電に伴うワイヤ電極からの発熱が熱伝達に及ぼす影響，さらにはワイヤ電極の極性の差異についても検討された．

3.2 EHD場における流れと熱伝達の数値解析

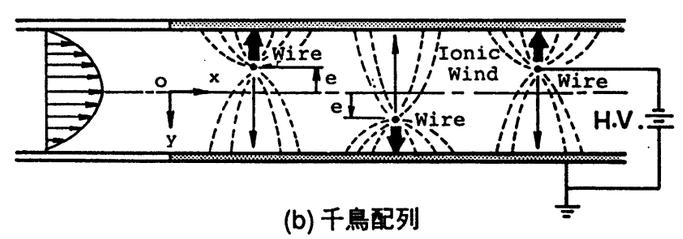
(1) 物理モデルおよび基礎方程式

本節で取り扱う物理モデルおよび座標系を図3.1に示す．速度が十分に発達した加熱平行平板からなるダクト流に，壁面に平行でかつ流れに直交するワイヤ電極が等間隔に設置されている．ワイヤ電極を高電位，流路壁面を接地電位とする高電圧を印加することによりコロナ放電が発生し，同時に各ワイヤから壁面へ向かうイオン風は流れ方向に一定間隔で二次的な流れを起こし，これにより気流－壁面間の熱交換が促進される．ワイヤ電極の配列としては，図3.1(a)で示されるように流路中心線上に間隔一定でワイヤが設置された中心配列，および図3.1(b) で示されるように流路中心線から偏心量 e だけ交互に偏心させて設置された千鳥配列を対象とする．

電場，流れ場，および温度場について，それぞれ次のような取り扱いのもとで解析する．まず電場中におけるイオンの移動速度は流体の速度よりも約2桁大きく，イオンの移動は流れ場の影響をほとんど受けないことから，電場は流れ場とは独立な解析が可能となる．したがって，2.3.2(1)で述べられたように放電極近傍の衝突電離域を除けば気相電離による生じた単極性の空間電荷が分布する電界問題として解析される．次に，電界の作用によって流路壁面（接地電極）へ向かうイオンの衝突を受けて流体の流れが発



(a) 中心配列



(b) 千鳥配列

図3.1　物理モデルおよび座標系（直交ワイヤ電極配置）

生すると考え，空間電荷に基づくクーロン力が付与された流体の輸送現象として流れ場が解析される．温度場については，対流成分によるエンタルピの輸送現象として解析される．解析に際し以下の仮定を置く．

1) コロナ放電場はアークの変動のない二次元の放電場であり，イオンの拡散の効果は無視できる．
2) 流れは二次元の定常流で，流体は非圧縮性の粘性流体とし，物性値は温度に対して一定とする．
3) 流れ場に対して，静電界力が及ぼす影響は，空間電荷に作用するクーロン力に比較して小さいことから無視できる．
4) 放電に伴うワイヤ電極からの熱の発生は無視できる．

以上により，図3.1の座標系のもと基礎方程式は次式で与えられる．ここで，電場と流れ場は，Yabeら[3-1]，YamamotoとVelkoff[3-5]による電気流体力学な定式化によった．

電場：

（ポアソンの方程式）

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}=-\frac{\rho_c}{\varepsilon} \tag{3-1}$$

（対流電流連続の式）

$$\rho_c^2=\varepsilon\left(\frac{\partial \rho_c}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial x}+\frac{\partial \rho_c}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial y}\right) \tag{3-2}$$

流れ場：

（渦度輸送方程式）

$$\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \tau}=\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial X}\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial Y}+\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial Y}\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial X}+\frac{1}{R_{EHD}}\left(\frac{\partial \tilde{\omega}^2}{\partial X^2}+\frac{\partial \tilde{\omega}^2}{\partial Y^2}\right)+\left(\frac{\partial \rho_c}{\partial X}\frac{\partial V}{\partial Y}-\frac{\partial \rho_c}{\partial Y}\frac{\partial V}{\partial X}\right) \tag{3-3}$$

（流れ関数方程式）

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial y^2}=\tilde{\omega} \tag{3-4}$$

温度場：

（エネルギー収支式）

$$u\frac{\partial T}{\partial X}+v\frac{\partial T}{\partial Y}=\frac{1}{R_{EHD}\,Pr}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2}\right) \tag{3-5}$$

ここで，電場は流れ場とは独立に式(3-1)(3-2)で与えられ，流れ場は電場による影響として式(3-3)の右辺第4項に，電荷密度ρcのイオンに作用するクーロン力を含んだ形で与えられている．なお，式(3-3)(3-5)中のR_{EHD}は次式で示すようにEHD特性速度Ueを代表速度とするレイノルズ数で，電場が流れ場に与える影響を表す無次元パラメータである．

$$R_{EHD}=U_E \cdot h/\nu \tag{3-6}$$

$$U_e=\sqrt{\rho_{c0} \cdot V_0/\rho} \tag{3-7}$$

図3.2に境界条件を示す．流入境界(x=0)のψとωはポアゼイユ流れの解により，壁面境界(y=h)におけるωはすべりのない条件により，壁面温度は等熱流束の加熱条件により各々与えている．

(2) 解法

解法は差分法により行い，壁面近傍をより細かく分割した不等間隔メッシュを用いた．まず電場については，図3.2に示されるようにその対称性から放電部の1/4 (x=0～P/2, y=0～h) を計算領域とし，点電荷源と仮想するワイヤ電極での電荷密度ρ_{co}を仮定した上で，式(3-1)中のVをSOR法により，ついで式(3-2)のρ_cをワイヤ電極からの後退差分法により解き，次式で得られる平板電極（流路壁面）上での電流値が実験値と等しくなるまでρ_cの値を更新しながら繰り返し計算を行った．図3.3(a)に以上の手順をフローチャートで示す．

$$I=\int J_w dx = -K\int \rho_c \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)_{y=h} dx \tag{3-8}$$

次に，流れ場については，渦度輸送方程式(3-3)にその不安定性を取り除くための2次の風上差分[3-6]を適用し，ダクト上半分の領域（図3.2）を対象に解析された．図3.3(b)はその手順を示したものであり，流れ関数方程式(3-4)のψをその都度SOR法で解き，求まったψと既に得られている電場(ρ_c, V)に基づき式(3-3)の時間ステップを進めてωを求めた．ここで，時間ステップは渦度輸送方程式における差分近似式の安定性の要請から次式で与えた．

$$\Delta t=\frac{0.8}{\left|\frac{2}{R_{EHD}}\left(\frac{1}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}\right)+\frac{|u|}{\Delta x}+\frac{|v|}{\Delta y}\right|} \tag{3-9}$$

以上の手順をψが次式で与えられる収束条件を満たし，定常状態となるまで繰り返した．

$$\left|\frac{\tilde{\psi}_{i,j}^{(n+1)}-\tilde{\psi}_{i,j}^{(n)}}{max\left|\tilde{\psi}_{i,j}^{(n+1)}\right|}\right| < 10^{-4} \tag{3-10}$$

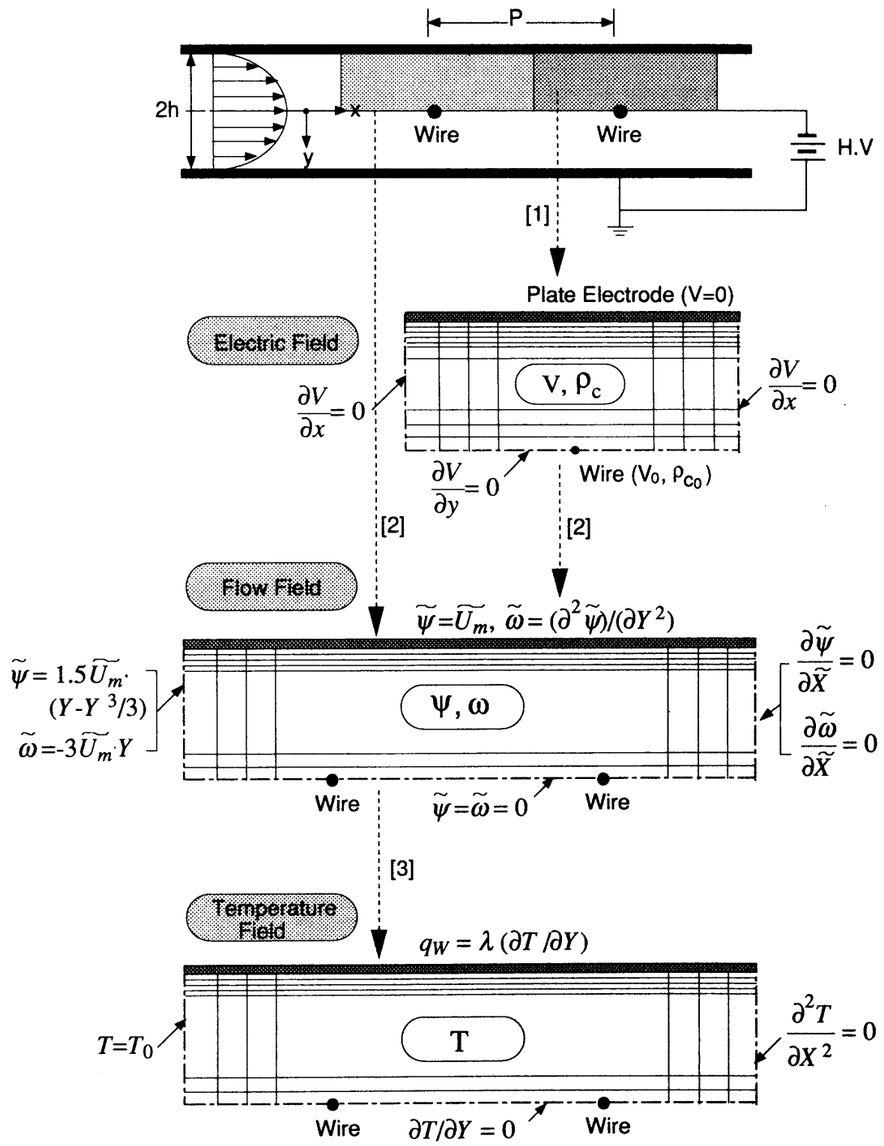
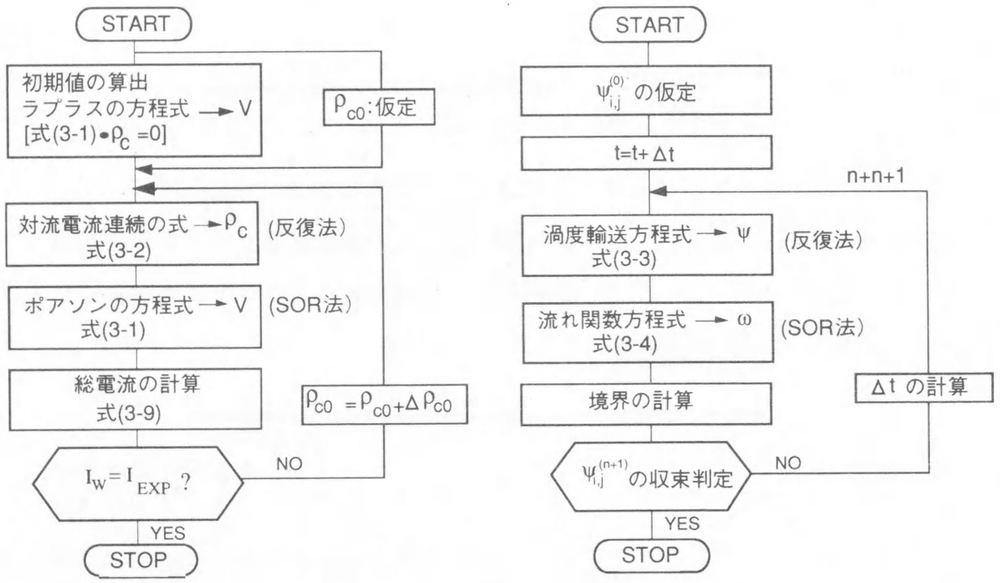


図3.2　境界条件

温度場は，式(3-5)の対流項に2次の風上差分を適用し，既に求められた流れ場(ψ，ω)を用いて計算を行った．なお，計算では，ダクト長さ140mm，平板間隔2h=30mmとし，ダクト上半分の領域に対する差分格子の分割はx方向に180分割，y方向に19分割(y=0～14mmの間を14等分割，y=14～15mmの間を5等分割）とした．また，イオンモビリティは乾燥空気中の負イオン(15℃，1atm)に対する値 2.23×10-4m^2(V・S) とした[3-6]．



(a) 電場の解析　　(a) 流れ場の解析

図3.3 解析フローチャート

3.3 実験装置および方法

実験装置の全景写真ならびに概要をそれぞれ図3.4，図3.5に示す．装置は低流速でも安定した流れの得られる吸込み型の風胴を用い，送風機により吸引された空気は，整流格子，助走ダクトを通過後，速度が十分に発達した層流または乱流状態の流れとなって図3.6に示す試験部に流入する．試験部は2枚の試験平板によって挟まれた平行平板ダクト(幅226mm×高さ30mm×長さ480mm)であり，ワイヤ電極となるϕ 0.2mmのニッケル線がアクリル製の支持部により間隔40mmで流路スパン方向に張られ，支持部を種々の高さのものと取り替えることにより所定の偏心量に設定された．試験平板としては図3.4に示されるように伝熱実験用，壁面上の圧力測定用，電流密度測定用の3種類のものが製作され，実験に応じて取り替えられた．

実験は，試験部においてコロナ放電を発生させ，主流速度0～4m/s，印加電圧0～12kV，ワイヤ偏心量0～7.5mmの範囲で各々変化させて行い，定常状態のもとで，壁面上の電流密度および空間電位分布の測定，シュリーレン法による流れの可視化観察，壁面での圧力分布，さらには熱伝達率の測定が行われた．なおワイヤ放電極の極性に関し

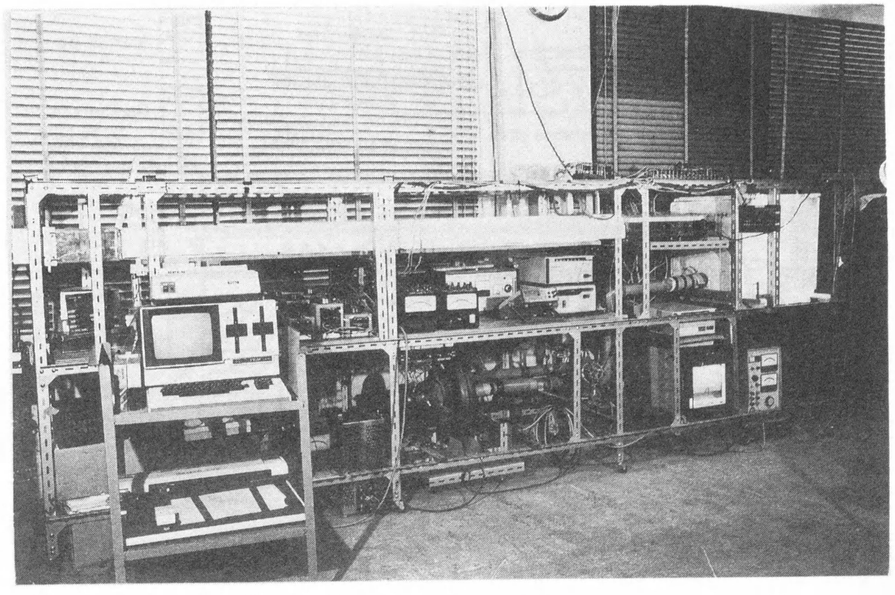


図3.4　実験装置全景

ては，後述するようにワイヤ上にコロナ輝点が散在し一様なコロナ放電とは言えないが，より高電圧まで安定したコロナ放電が得られることからワイヤを負極として高電圧を印加した．また中心配列については正極のコロナ放電を用いた伝熱実験を一部行った．以下に各測定法の詳細について述べる．

平板電流密度の測定は，図3.5(c)に示されるように絶縁剤(シリコン樹脂)により8mmごとに分割された銅板電極(t=2mm)をベークライト板に接着したものを試験平板として用い，各分割銅板に流れる電流を測定して平板上の電流密度分布を求めた．

空間電位の測定は静電プローブ法により行い[3-7]，その方法を図3.7に示す．電場空間に挿入したプローブ電極に高電圧電源を用いて電圧を徐々に印加し，プローブ電極に流れる電流値が零になったときの印加電圧の値をその点の電位とする方法である．測定はプローブ電極を読み取り顕微鏡台に取付けて移動させ，プローブ電極への放電を避けるためワイヤ電極近傍を除く空間域について行った．

壁面での圧力測定は，アクリル板に接地電極となるニクロム箔(t=20μm)を接着し，流れ方向に5mm間隔で合計25個の圧力測定孔(ϕ0.5mm)が設けられている平板（図

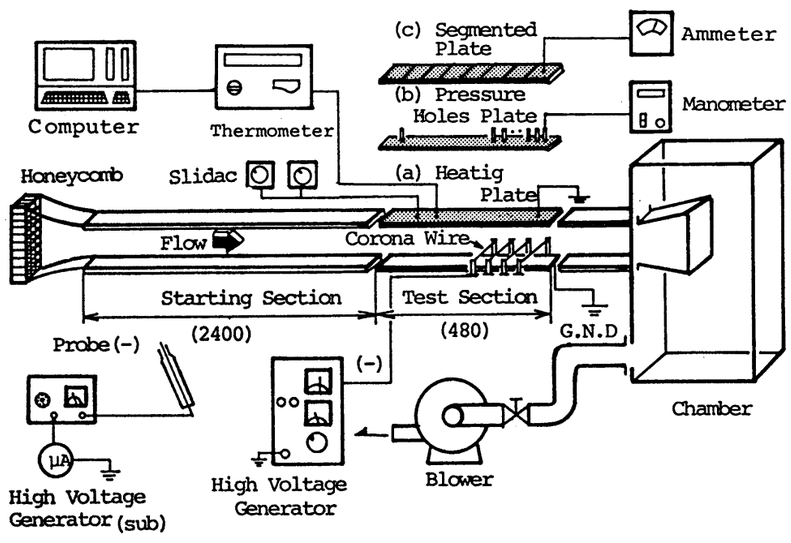


図3.5　実験装置概要

3.4(b))を用いて行った．圧力分布は，各位置での測定圧力Pと，電場の影響を受けない試験極部入口から上流20mmの位置での基準圧力P_0との差ΔPにより評価した．

熱伝達率は，ダクト両壁面を加熱平板（図3.6）を用いて構成し，等熱流束の加熱条件のもとで，加熱壁面から空気流への熱伝達率が測定された．加熱平板は伝熱面かつ接地電極面となる銅板(t=1mm)，加熱用ヒータとなるニクロム箔(t=20μm)，およびニクロム箔からダクト裏面への熱損失を防止するための12個の補償ヒータ(ラバーヒータ)などを重ね合わせた多層構造よりなり，ニクロム箔への通電により等熱流束の加熱条件が実現される．壁面温度の測定は銅板の裏面に取付けた23対の銅－コンスタンタン熱電対(ϕ0.2mm)により行い，また補償ヒータの加熱量は補償ヒータと加熱用ニクロム箔の間に挿入されたベークライト板(t=5mm)の表裏に埋設された12対の熱電対をもとに調整された．

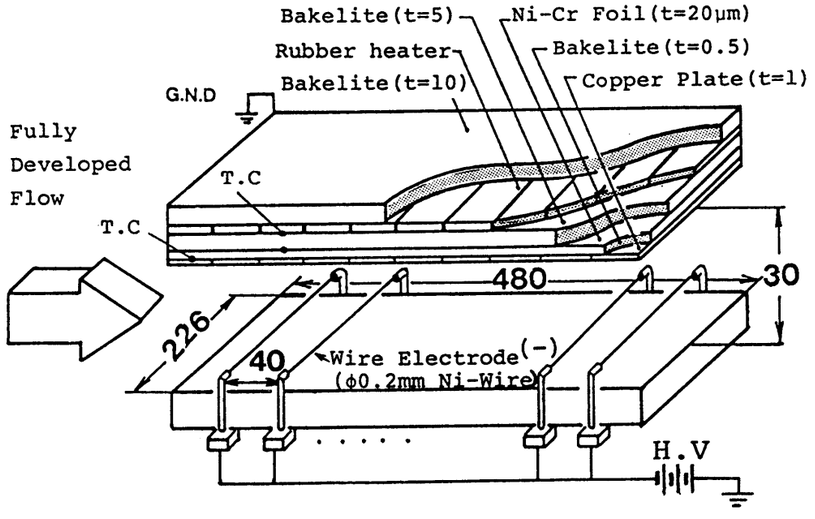


図3.6　試験部概要

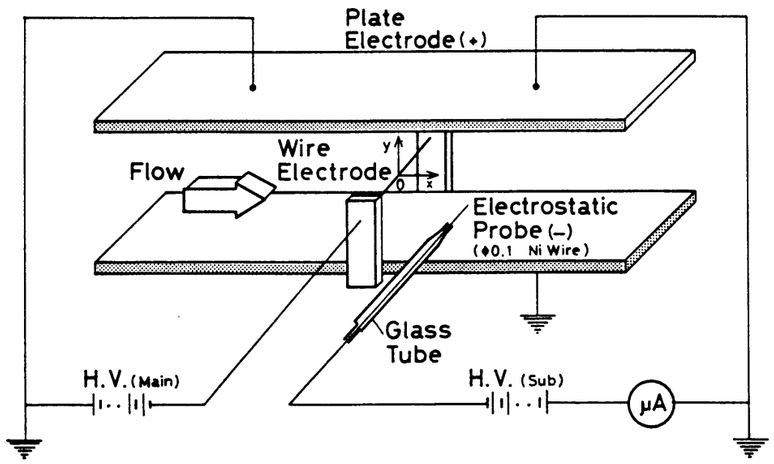


図3.7　静電プローブ法による空間電位の測定

3.4 電場特性

電場特性として電位および空間電荷密度の解析結果を単一および2本のワイヤ電極の場合を例に図3.8に示す．いずれもワイヤ電極近傍で高く，放電極から遠ざかるにつれて放射状に低下する空間分布となっている．解析結果の妥当性を検証するため，ダクトの各x断面における電位分布の測定結果を図3.9に示す．プローブ電極の挿入によって多少の電界の歪みが生じているものの，解析値 (実線) は実験値とよく一致していることがわかる．図3.10は，ダクト壁面 (平板電極) 上で測定された電流密度の分布を示したものである．各印加電圧において，電流密度はワイヤ電極直下の位置で最大となる．実験値は実線の解析値に比べて電極下の位置で若干低い値となるがほぼ一致している．これらの結果から，ここでの解析の妥当性が明らかと言える．また，図3.11中に破線で付記した単一ワイヤ電極の場合の解析値と比較すると，複数のワイヤ電極を配置した場合には，各ワイヤ電極回りに形成される電場の干渉により電極回りの電位勾配が小さくなり，このため電流密度は低下する傾向を示す．このような電場の干渉の影響について検討するため，2本のワイヤ電極間隔Pをパラメータに印加電圧とコロナ放電電流の関係を測定した結果を図3.12に示す．これより，電極間隔が狭くなるにつれて同一電圧に対する電流値は次第に低下すること，また電場の干渉はワイヤ電極間隔が2.6h (h:ダクト半幅) よりも狭くなると顕著に現れることがわかった．

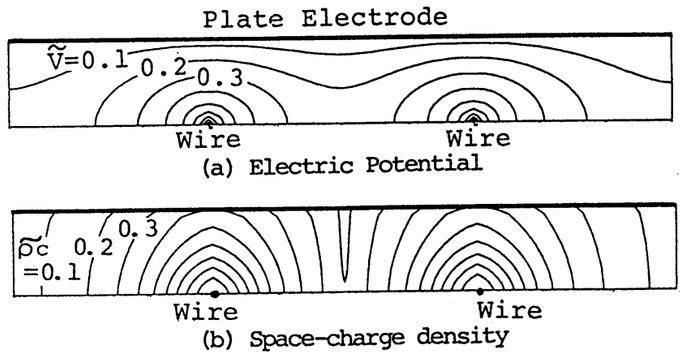


図3.8　空間電位および電荷密度分布 (V_0=8kV)

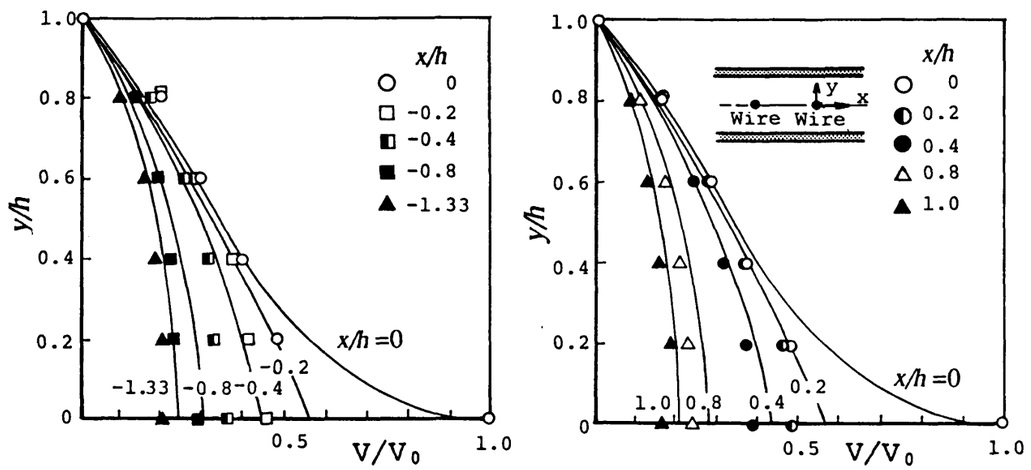


図3.9　空間電位分布(V_0=8kV)

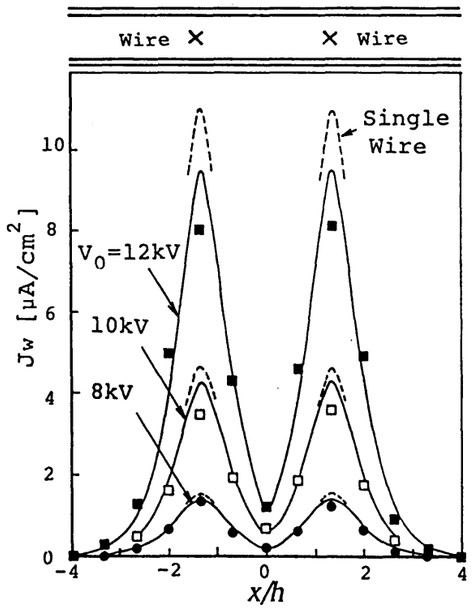


図3.10　壁面電流密度分布

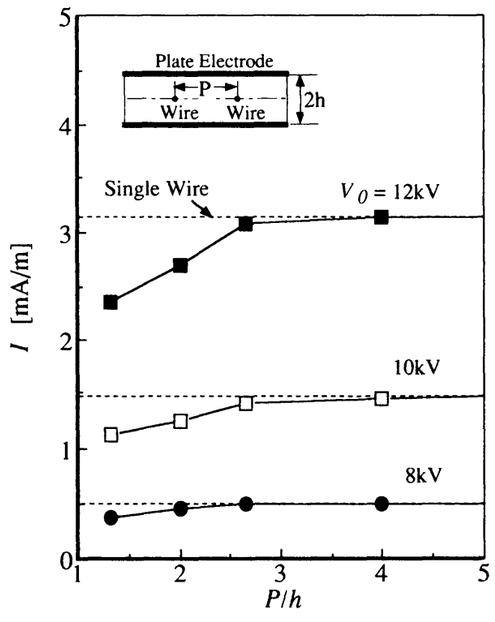


図3.11　コロナ放電特性（ワイヤ間隔の影響）

次に，電場特性に及ぼすワイヤ電極の配列の影響について，同一電流の条件で比較して図3.12，図3.13に示す．図3.12から，ワイヤ電極が偏心するにつれて，偏心する側の空間で等電位線が次第に密となり，離れる側の空間で粗となっていくことがわかる．これと対応して図3.13に示される電流密度は，中心配列と比較して，ワイヤの偏心側で電位勾配が大きくなるため増加し分布の局所性がより強まり，逆に離れる側で低下しより平坦な分布となる．図中に実線で示される解析値は実験値と良く一致しており，本解析の妥当性がここでも確認される．以上より，ワイヤ電極の偏心配列に伴って偏心側の空間にコロナ放電の集中化が生じることが明らかとなった．

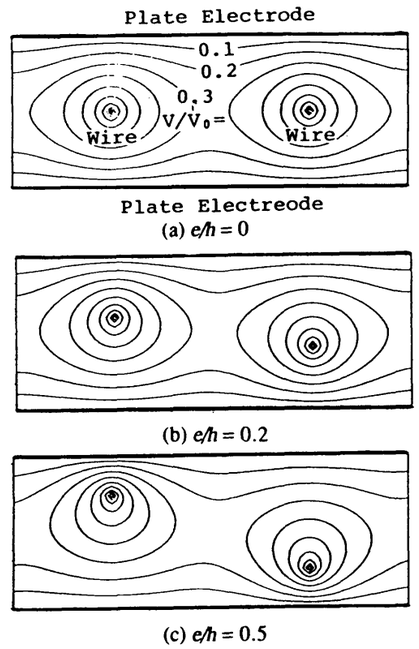


図3.12　空間電位分布

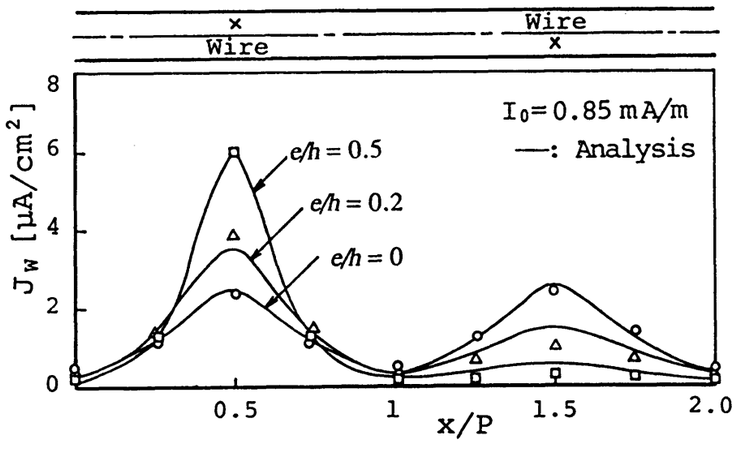


図3.13　壁面電流密度

3.5 流れ場の特性

3.5.1 イオン風による二次流れの形成

図3.14，図3.15に単一および複数のワイヤ電極を配置した場合のダクト内の流れの解析結果，シュリーレン縞写真，および壁面圧力分布の測定結果を示す．シュリーレン縞写真は密度差のない状態で縦縞となるように調整したものであり，密度差は内蔵したヒータによりダクト壁面を若干加熱することにより発生させた．また，同図(a)(b)の条件では解析結果は定常な状態をとらないため，計算途中での結果を示した．以下，解析結果とシュリーレン写真とを対比し，ダクト内の流れについて説明する．まず(a)の静止場においては，各ワイヤ放電極から発生するイオン風が一対の相反する回転方向を有するセル状の流れを形成する．主流の付加により，イオン風と主流とが干渉する複合対流場となるが，主流速度が比較的小さい(b)(c)では，主流よりもイオン風の影響が強いため，ワイヤよりも下流に位置する時計回りの二次流れは弱められながらも存在している[イオン風支配の流れ]．しかし，主流速度が増加し主流の慣性力が強まると，同図(d)のように時計回りの二次流れはやがて消滅し，壁面近傍に反時計回りのセル状の二次流れのみを伴う流れとなる[半イオン風支配の流れ]．さらに主流速度が増加すると，半時計回りの二次流れも弱まり，イオン風の影響はほとんど現れない流れとなる[ダクト流支配の流れ]．

このような複合流はYamamotoとVelkoff[3-5]によって観察されたものと同様であるが，主流速度が0.3 m/s 以下の低流速下で変動の大きい乱れた流れがワイヤの上流側で観察された(同図(b))．これは二次流れによる不安定流れであり，主流の増加とともに渦の非対称化が進み安定な流れへと移行する．

一方，壁面での圧力分布もイオン風の影響によりいずれも各ワイヤ直下の付近でピーク値を有するものとなる．そして主流速度の増加につれてピーク値は減少すると共に，その位置も僅かに下流へ移行する傾向を示す．また複数のワイヤ電極を設置した場合(図3.15)には，単一ワイヤのみの場合(図3.14)と比べて圧力値はより高くなる傾向を示し，各ワイヤごとに生ずる二次流れの相互干渉の影響がみられる．解析値(実線)は実験値に近い値となっているが，若干のずれがある．これについては，上下のセル状二次流れの非対称性，コロナ輝点の形成に伴うワイヤ線上からの放電の不均一性による乱れの

発生，各ワイヤ毎の放電量のばらつき，などが主な原因と考えられる．

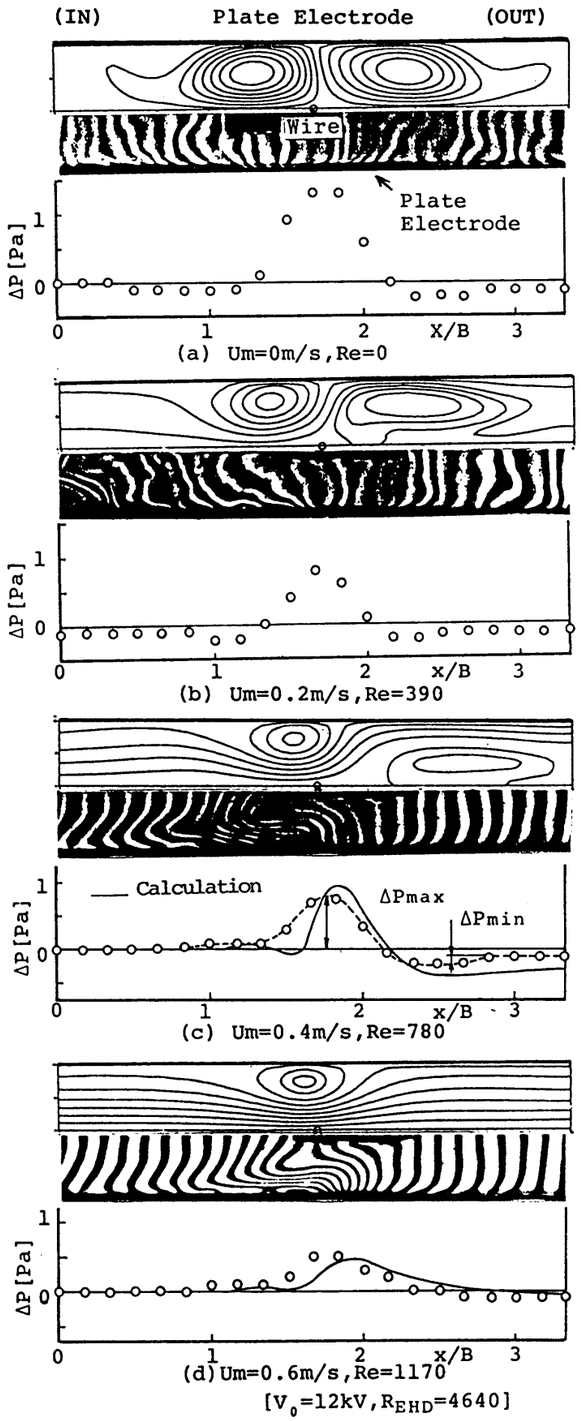


図3.14
ダクト内の流れ
(単一ワイヤ電極)

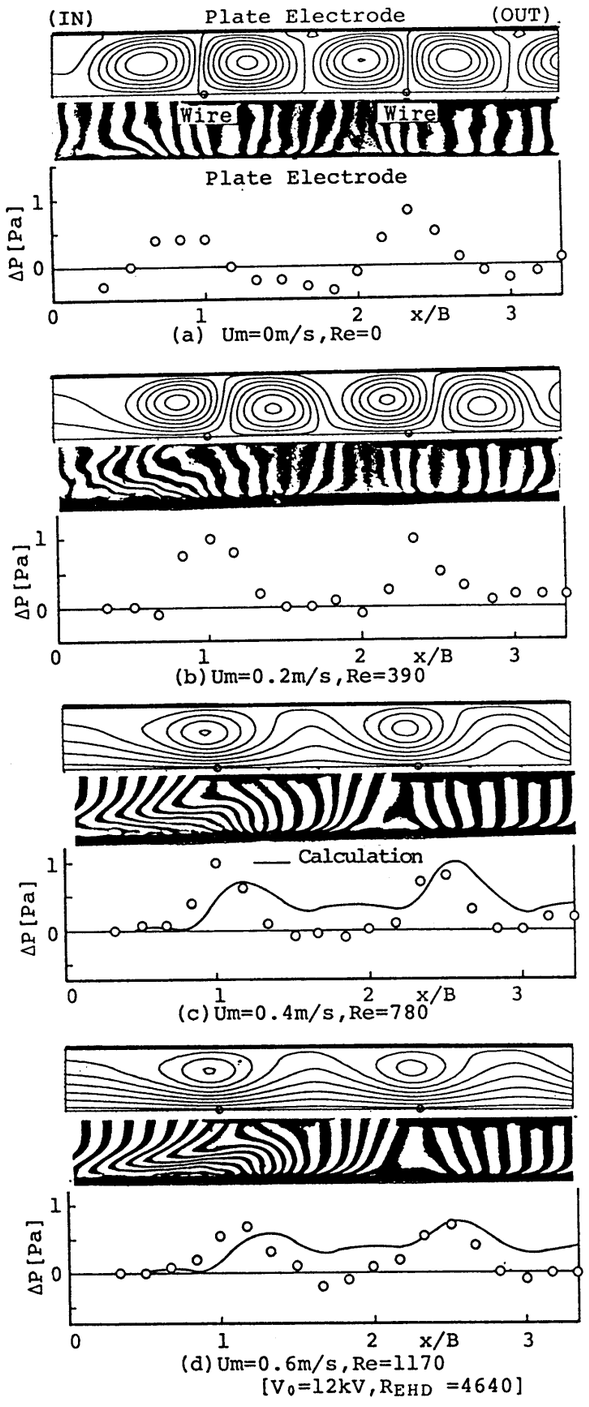


図3.16　ダクト内の流れ（複数のワイヤ電極）

3.5.2 EHD力と流れパターン

以上により，イオン風とダクト流とが干渉する複合流を，[I] イオン風支配の流れ(図3.14, 3.15(b)(c))，[II] 半イオン風支配の流れ(同図(d))，および[III]ダクト流支配の流れ，に大別して考えることにする．これらの流れの移行条件を厳密に与えることは難しいが，目安として次の条件によった．まず，図3.14の圧力分布に着目すると，ワイヤの下流に発生する二次流れと対応してワイヤの下流で負圧となる領域が現れていることから，その負圧力分ΔP_{min}=0の条件を流れ[I] から流れ[II]へ移行する臨界条件とした(図3.14 (c)参照)．次に，壁面近傍に発生する二次流れは完全に消滅することはないと考えられるが，流速の増加につれてその影響は次第に小さくなることから，ここでは圧力のピーク値ΔP_{max} =0の条件を流れ[II]から流れ[III]へ移行する臨界条件とした．以上のようにして単一ワイヤ配置について決定された各流れパターンの発生条件を，イオン風の強さを表す印加電圧(無次元数ではR_{EHD})とダクト流の慣性力を表す主流速度(無次元数ではRe)との関係で図3.16に示す．同図より，低Re数下のイオン風支配の流れから，Re数の増加に伴って，半イオン風支配の流れ，さらにダクト流支配の流れの領域までがR_{EHD}と関係づ

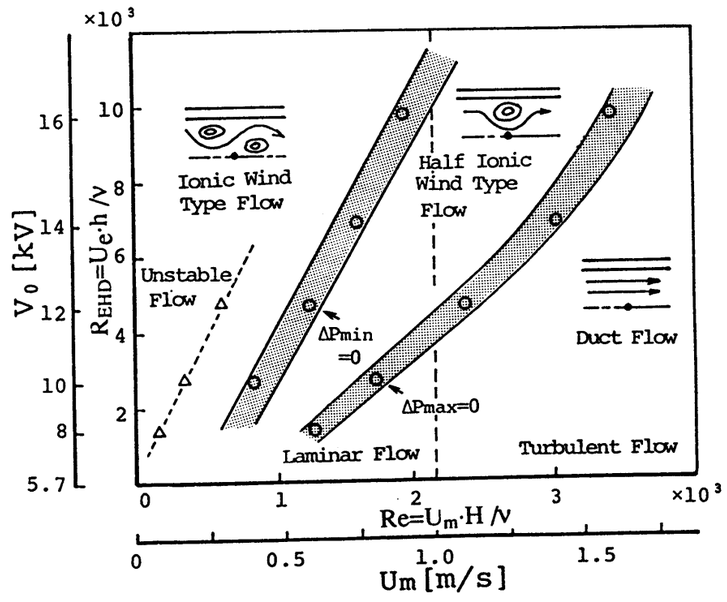


図3.15　EHD力と流れの関係

けられ，各流れ状態の移行は，流れの不安定性などによりある幅をもっているが，ほぼ直線的な関係を示している．これより印加電圧(R_{EHD})が高くなるにつれてイオン風が強まるため，より大きな流速(*Re*)で各流れの移行が生ずることがわかる．なおイオン風支配の流れの領域において，より低流速・高イオン風下では前述のシュレーレン可視化法により観察された流れの不安定現象が生ずる．この発生条件も破線で併せて示すが，同様な傾きの直線的な関係となっている．

3.5.3 電極配列と流れ

本節では千鳥配列されたワイヤ電極からのイオン風を伴う流れ場の特性を中心配列の場合と比較検討し，電極配列と流れの関係について明らかにする．図3.17に，EHD場における流れ(流線)に対する解析結果およびダクト上方壁面での圧力分布を，主流の層流域を対象に，主流速度とコロナ消費電力を一定としワイヤ電極の偏心量を変化させて示す．ダクト内の流れは放電により生ずるイオン風と主流が複合した流れとなる．同図(a)で示される中心配列の場合には，3.5.1でも示されたように上下両方の壁近傍に各ワイヤと対応してセル状の二次流れを伴った対称な流れとなるのに対して，ワイヤ電極が偏心するにしたがって，偏心側の空間へ放電によるイオン風が集中する結果，同図(b)(c) に示される

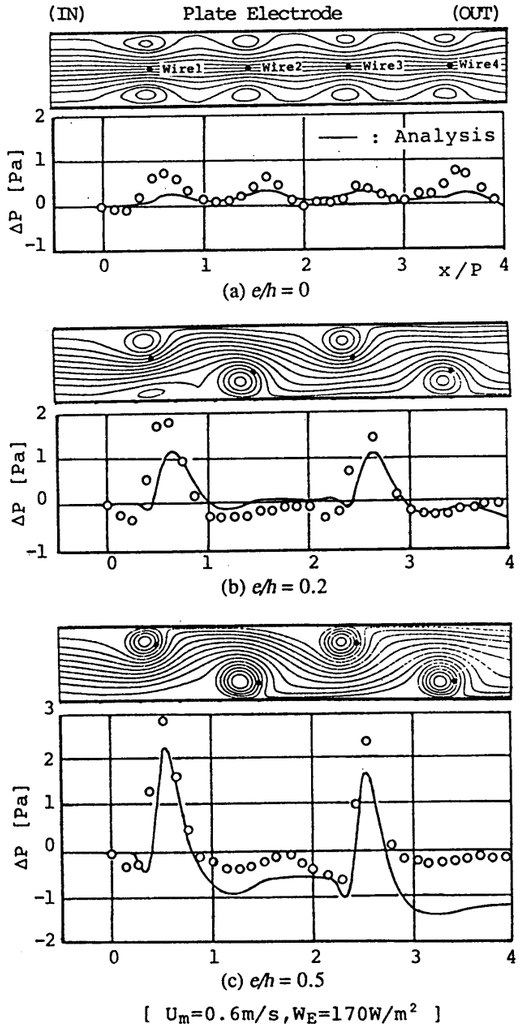


図3.17　ダクト内の流れと壁面圧力分布

ように次第に主流は偏向し，偏心した側の壁面近傍にのみセル状の二次流れを伴った流れとなる．また偏心量が増すにつれて，二次流れはより強く安定したものとなり，主流の偏向も顕著となる．

壁面での圧力のピーク値は，偏心量の増加に伴って偏心側 (Wire 1,3) で次第に増加，離れる側 (Wire 2,4) では減少しており，ワイヤ電極の偏心に伴うコロナ放電の集中化によってイオン風も偏心側の空間に集中したものとなることがわかる．また同図(a)～(c)の比較から，その強さはコロナ消費電力を一定とすると，ワイヤ電極の偏心量が大きくなるにしたがって増加することが明らかと言える．図中に実線で示す解析値は，負イオン風の非一様性による乱れの影響および数値計算の不正確さなどのために実験値と比べて若干のずれが生じるものの，ピーク値の位置を含めて全体としては一致している．

3.6 熱伝達特性

3.6.1 熱伝達率に及ぼすEHD効果

(1) コロナ放電に伴う内部発熱の影響

コロナ放電現象では，放電に費やす電気エネルギーの大部分が熱に変換される．放電に伴う内部発熱量の測定結果をワイヤ１本当りのコロナ消費電力との関係で図3.18に示す．併せて水科ら[3-3]の実験結果を一点鎖線で付記する．実験は，内蔵した補償ヒータの調節により流路壁面を断熱状態に保ちながらコロナ放電を発生させ，試験部入口温度T_0と通過後の空気溜出口での温度T_eを測定したものであり，発生熱量は次式から算出された．

$$q_E=\rho C_p H U_m(T_e-T_0) \tag{3.11}$$

同図から，コロナ消費電力の約75%程度が熱に変換されていることがわかる．そして，残りのエネルギーがイオン風としての運動エネルギー，化学エネルギー，および光等に変換されていると考えられる．

したがって，主流－伝熱面間の温度差が比較的小さい対流伝熱場においては，放電に伴う内部発熱による気流の温度上昇が無視できず，熱伝達率の低下につながる．このような影響は，平均的には単位時間当りの通過流量が少ない低流速下で，また発熱は主に電位差の大きなワイヤ近傍で生じると推測されることから，局所的にもワイヤ近傍の流れが伝熱面へ向かう流れパターンとなる低流速下でより顕著に現われると予想される．以下では，このような内部発熱の影響をコロナ放電の効果に含めて評価することとし，したがって内部発熱による気流の温度上昇分の補正は行わず，次式により熱伝達率を算出した．

$$\alpha=\frac{q_W}{T_W-T_m(x)} \tag{3.12}$$

$$T_m(x)=T_0+\frac{2q_W\cdot x}{\rho C_P H U_m} \tag{3.13}$$

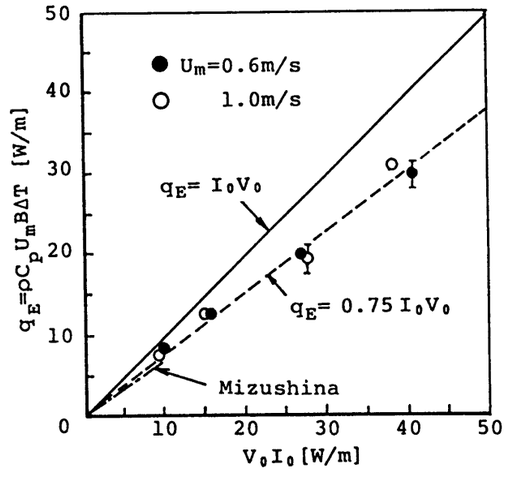


図3.18　コロナ放電による内部発熱量

(2) 熱伝達率

図3.19に，局所熱伝達率の分布をワイヤ放電極を設置した試験ダクト後半以降について示す．コロナ放電の開始直後の印加電圧(6kV)では，イオン風は弱く不安定であり，熱伝達率の分布は平坦なものとなっている．しかし，印加電圧がより高く，すなわちイオン風が強まるにしたがって，熱伝達率は増加し，同時に局所性が現れてくるのがわかる(7, 8kV)．この時，熱伝達率はワイヤ電極の上流 (二次流れ前方の淀み点) 付近で一旦低下した後，ワイヤよりも下流で最大となり，その後減少する分布となる．破線は印加電圧8kVに対する解析値であり，より明確な局所性を示すが，実験値に比べてかなり小さい値となる．これについては，放電が各ワイヤ線上に散在するコロナ輝点に集中する結果，イオン風がワイヤ線上からの非一様な流れとなるため生じる乱れの効果が主因となって，実験値が解析値より高い熱伝達率を示すと推測される．

次の，温度発達域における各放電部当たりの平均熱伝達率を*Re*数との関係で図3.20に示す．ここで，熱流束は層流域ではq_w=100w/m^2，乱流域ではq_w=200w/m^{2}とし，ワイヤ放電極を試験部入口から260mm の位置より40mm間隔で6本設置し，その第4番目の放電部について平均することにより，温度が十分に発達した領域での平均熱伝達率を求めた．

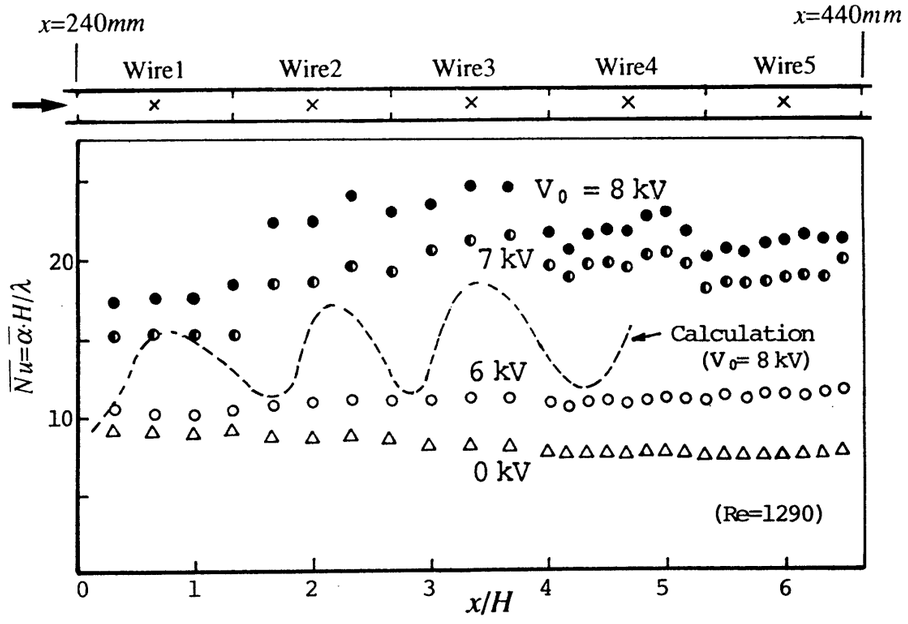


図3.18　局所熱伝達率

同図において，まず電場を付加しない場合(Δ印)，層流域では試験ダクトの長さが短く，温度境界層の発達が不十分なため，熱的に十分発達した等熱流束下の二次元流路における値(Nu= 8.23)よりもかなり大きな値となるが，乱流域ではDittus-Boelterの実験式と良く一致していることから，ダクトの特性は伝熱実験において妥当なものと判断した．次に，電場を付与した場合，温度場は本試験ダクト内で十分に発達した．同図から，熱伝達率は電場の付与により向上し，印加電圧が高いほどイオン風は強まるため，その伝熱促進効果も大きくなることがわかる．このような熱伝達の促進は，3.5で明らかにされた二次流れの形成に伴う境界層厚さの減少，およびイオン風による流れの乱流化の促進によるものと推察される．流れ場との関係では，熱伝達率はRe数にあまり依存せず，また高Re数の領域ではイオン風の効果が減衰し，伝熱促進は殆ど期待できなくなることがわかる．したがって，イオン風はタービュレンスプロモータ等による伝熱促進が期待できない層流域から，比較的低Re数の乱流域において有効であると言える．

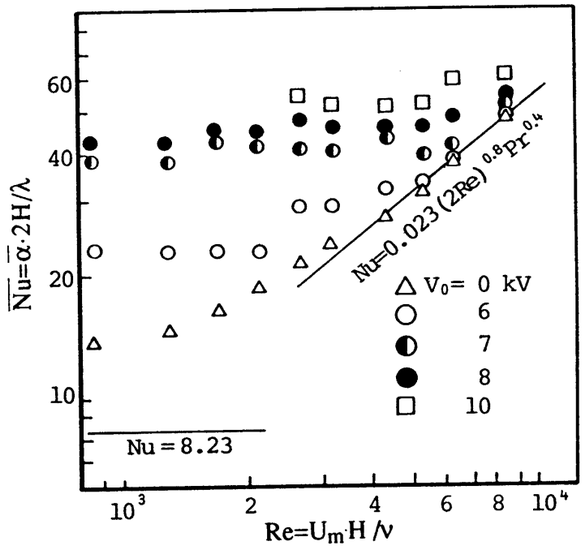


図3.20　平均熱伝達率

3.6.2 電極配列と伝熱促進

前節では，基本的な系の一つとして，負極性を持つワイヤ電極が中心配列されたダクト流を対象に，熱伝達特性が印加電圧および主流速度と関連づけて明らかにされた．しかしながら，伝熱促進に対するイオン風の効果は，二次流の付加による境界層構造の変化によるものであり，そのためワイヤ電極を伝熱流路壁により接近させるなど，電極配列の最適化に対する検討が必要である．このような観点から，本節では，負極性を持つワイヤ電極が流路中心線から交互に壁面側に偏心して配置された千鳥配列を対象として，ワイヤ電極の偏心量が熱伝達に及ぼす影響について検討する．

図3.21は，ワイヤ電極の偏心によるダクト上方壁面での局所熱伝達率の変化を，コロナ消費電力を一定とし，温度場が発達した第5～7放電部についてに示したものである．層流域(U_m=0.6 m/s)ではワイヤ電極の偏心量による熱伝達率の差異は小さい．他方，乱流域(U_m=4 m/s)においては，偏心量の増加につれて，上方へ偏心したワイヤ電極(Wire 5)を通過後イオン風の集中化のため熱伝達率はより高くなり，その後上方壁面へ放電が殆ど生じないワイヤ電極(Wire 6)下においても比較的高い値が維持される分布となる．こ

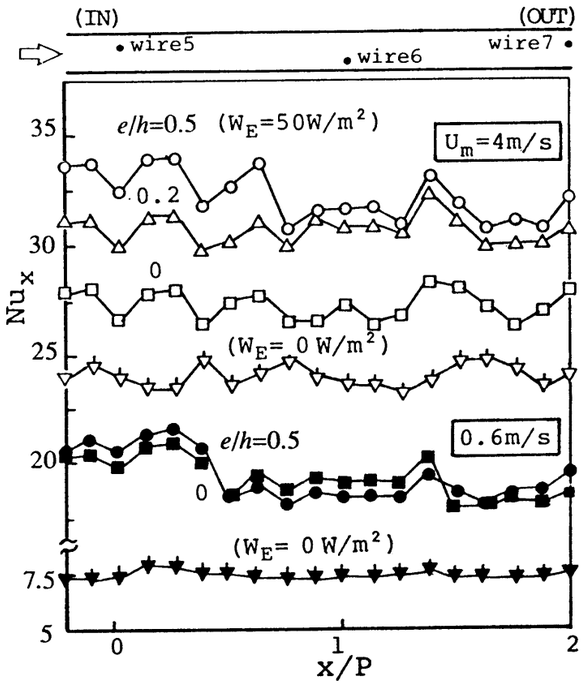


図3.20　局所熱伝達率

れは，イオン風と主流の干渉の効果がある程度下流の領域まで及ぶことや主流の偏向による乱れ生成の影響と推察される．この結果，千鳥配列は中心配列と比較して全体的により大きな熱伝達率となる．

次にワイヤ電極の偏心による伝熱促進効果について検討するため，温度発達域となる第5，6放電部における平均熱伝達率とコロナ消費電力の関係を図3.21に示す．消費電力一定の条件で比較すると，乱流域(U_m=2,4 m/s)でワイヤ電極の偏心につれてより大きな熱伝達率が得られていることがわかる．ただし，図中に斜線で火花放電の発生を示すように，ワイヤ電極の偏心により電極間隔が狭くなるために，より低い印加電圧でコロナ放電の上限界が生ずることを留意しておく必要がある．また，コロナ消費電力の増加につれて，イオン風が強まるため熱伝達率は増加するが，偏心量の大きな千鳥配列(e/h=0.5) では放電による発熱の影響を受けて熱伝達率の増加は頭打ちとなり，それ以上の消費電力では減少する傾向が現れている．即ち，偏心量の最適値が存在することになる．

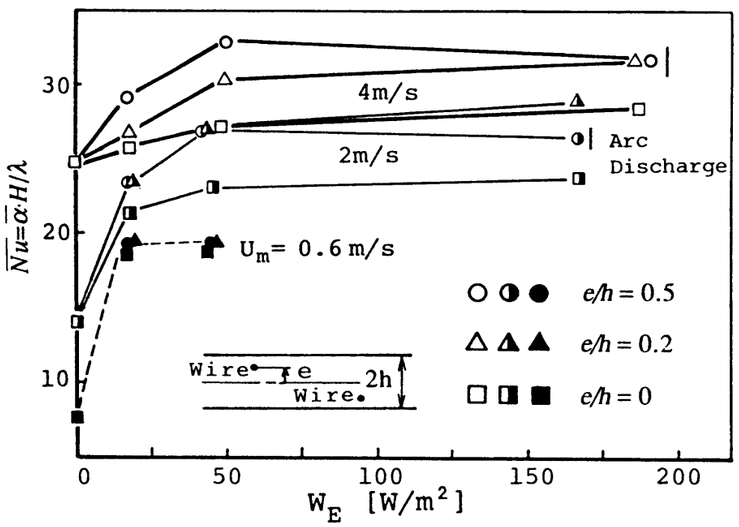


図3.22　平均熱伝達率とコロナ消費電力

以上の結果をもとに，本実験範囲内で，主流速度とコロナ消費電力が一定の条件下で最も高い熱伝達率が得られたワイヤ電極の偏心量を図3.23に示す．層流のように主流速度の低い領域では，放電に伴う発熱の影響を最も受けにくい中心配列(e/h= 0)が最適となるが，主流速度の増加につれて偏心量の最適値は大きくなる傾向が明確となる．また，消費電力の増加につれて放電に伴う発熱量が増加するため偏心量の最適値は小さくなる傾向にある．したがって，ワイヤ電極の最適偏心量は，コロナ消費電力，主流速度，壁面熱流束，および火花放電への移行条件等を考慮して定まることになるが，原則的にはコロナ放電に伴う発熱が熱伝達に影響を及ぼさない範囲で，できるだけワイヤ電極を伝熱面に近づけた千鳥配列を用いることで，消費電力に対する伝熱促進効果の最適化が実現されると考えられる．特に，コロナ放電によるイオン風の効果が壁面近傍の境界層に及びにくい流路高さの大きな流路に対して，ワイヤ電極の千鳥配列が有効であると予想される．

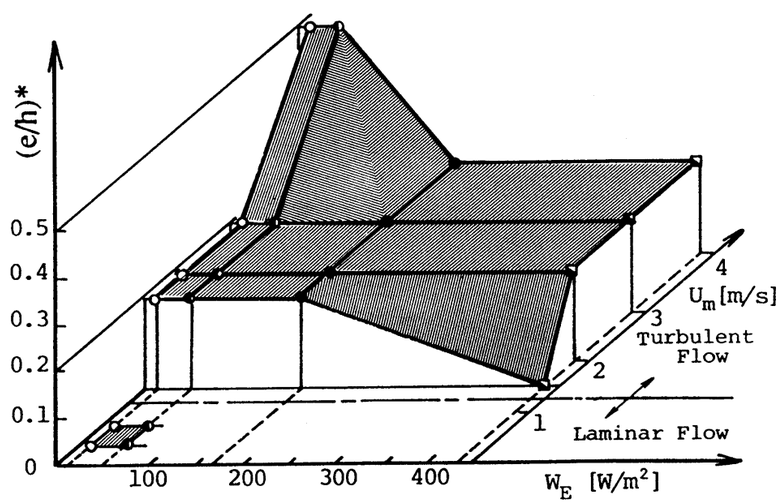
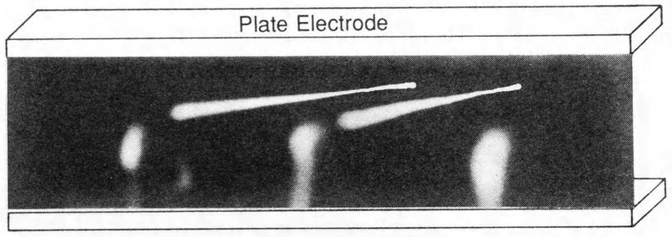


図3.23　ワイヤ電極の最適偏心量

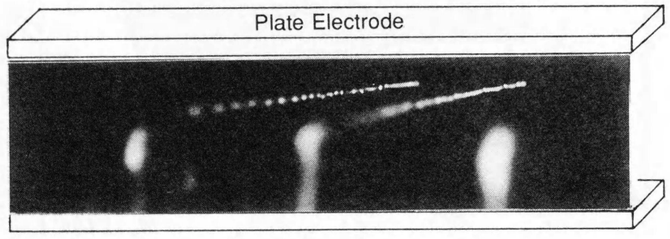
3.6.3 放電極性と伝熱促進

コロナ放電には，ワイヤ電極を正極として生ずる正極コロナ放電と負極として生じる負極コロナ放電の2種類がある．図3.24にそれぞれの放電の様相を観察写真で示す．ワイヤ回りから一様な発光を生じる正極コロナ放電と比較して，負極コロナ放電は一様でなく，時間的に変動する多数のコロナ輝点がワイヤ上に数mm間隔で点在する外観を呈する．この様な放電形態の相違は，コロナ放電が自続放電(self-maintaining discharge)の一種であり，この自続機構が極性により異なるためであり，特に負極コロナに見られるコロナ輝点の形成は，放電の性質としてイオンの負極面への衝突による電子放出作用(γ作用)の大きい箇所に放電が制御･集中するためと考えられる[3-8]．

このような極性による放電機構の違いは，イオン風の流れ構造や伝熱促進効果と関係すると考えられる．図3.25に，正ならびに負極コロナ放電に伴うイオン風による伝熱促進について，流れ方向の温度発達域における平均熱伝達率とコロナ消費電力の関係で示す．消費電力を一定として比較すると，特に低流速の領域において負極コロナ放電を用



(a) 正極コロナ放電



(b) 負極コロナ放電

図3.24　コロナ放電の様相 (V_o=10kV)

いることにより高い熱伝達率が得られることがわかる．ワイヤ電極の極性によって電離イオンの量が異なり，各イオンの衝突によって流体分子に与える運動量の違いが生じていると考えられるが，これに加えて観察結果が示唆するように負極コロナ放電によるイオン風は微小な局所性や間欠性をもって吹き出されており[3-9]，微小な渦やより大きな変動速度成分をもつ複合流を形成することが熱伝達の過程に影響していると考えられる．これについては，流れの時空間的な構造にまで立ち入った詳細な検討が必要であり，今後の課題である．

以上の実験結果を含めて，放電極性の違いによるイオン風の得失は次の項目に集約される．

i) 伝熱促進効果

ii) 閃絡(ﾌﾗｯｼｭｵｰﾊﾞｰ)電圧が高く，高い電圧まで安定した放電を持続できること

iii) オゾンの発生が少ないこと

iv) イオン風の一様性

v) 低騒音

負極コロナ放電によるイオン風はi), ii)の点で，正極コロナ放電によるイオン風はiii), iv), v)の点でより優れていると言える．

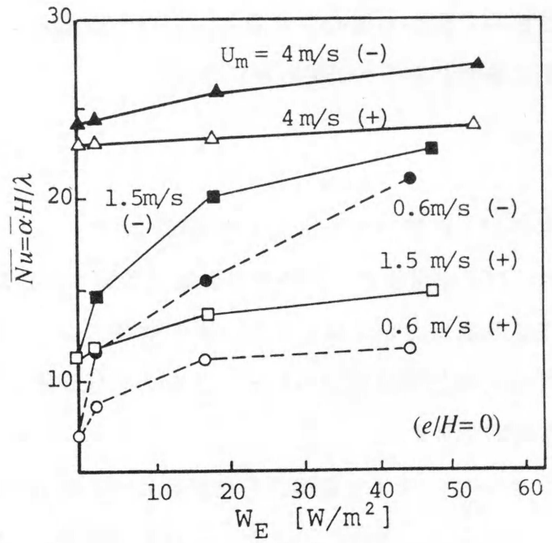


図3.25　平均熱伝達率（放電極性の影響）

3.7 結　言

壁面と平行で流れと直交する複数のワイヤ電極が間隔一定で設置された平行平板間の強制対流伝熱場を対象に，コロナ放電に伴うイオン風を利用した対流熱伝達の促進について，電場特性，流動特性，および伝熱特性の点から理論的・実験的に検討し，以下の結論を得た．

◇電場特性について

(1) 複数のワイヤ電極が設置されたコロナ放電場における電位および空間電荷密度の分布が実験的・理論的に明らかにされた．また，P/h の値(P:ワイヤ電極の間隔，h:ダクト半幅) が2.6より小さくなると各ワイヤ電極回りの電場の干渉が顕著に現われ，コロナ放電電流が減少することが明らかにされた．

◇EHD場における複合流について

(2) コロナ放電の付加によりイオン風が発生する結果，ダクト内の壁面近傍にセル状の二次流れが形成されることがシュリーレン写真および数値計算結果から確認された．また，その流れパターンが印加電圧および主流速度と関係づけて明らかにされた．また，ワイヤ電極を流路中心線から偏心させると，コロナ放電およびそれに伴うイオン風が偏心側の空間に集中することが明らかにされた．

◇熱伝達特性について

(3) 主流－伝熱面間の温度差が比較的小さな対流伝熱場においては，コロナ放電の効果として，イオン風の他にワイヤ電極からの発熱の影響を考慮する必要がある．

(4) コロナ放電を伴う対流伝熱場においては，イオン風の効果により，層流域から比較的低Re数の乱流域の範囲で熱伝達は促進される．また，熱伝達率は印加電圧が高くなるにつれて増加する傾向を示す．

(5) 比較的Re数の乱流域において，ワイヤ電極の千鳥配列は中心配列と比べて伝熱促進により有効であることが明らかにされた．また，コロナ消費電力一定のもとで伝熱促進効果に対する偏心量の最適値が存在し，その値は主流速度の増加もしくはコロナ消費電力の減少に伴って増加する傾向が定性的に明らかにされた．

(6) 消費電力に対する伝熱促進効果の点から，負極コロナ放電によるイオン風の有効性が実験的に明らかにされた．

第4章　イオン風を利用した伝熱促進

（その2　流れと平行にワイヤ電極を設置した場合）

4.1 緒　言

ワイヤ電極を用いたコロナ放電により気相を電離させ，それによって生じたイオン風を利用する対流熱伝達の促進は，流路と電極配置からなる装置の幾何形状，ならびに速度，温度，電場などの操作条件と関連づけて追求されることになる．第3章では，流れに直交するワイヤ電極が流れ方向に一定間隔で設置されたダクト流を対象とし，EHD的な複合流の構造と伝熱特性を理論的・実験的に明らかにしてきた．このような系では，イオン風は流れ場に対して連続的ではなく間欠的に作用するため，同じように伝熱壁近傍の流れを撹乱するタービュレンスプロモータとある意味では類似なものである．他方，流れと平行なワイヤ電極がスパン方向に一定間隔で設置されたダクト流がもう一つの基本的な系となる．この場合，主流に垂直な断面内に付加されたイオン風は流れ場に連続的に作用し，旋回流となって流体を効果的に混合し，結果的に壁面近傍の熱抵抗層を薄くする．この種の研究は，従来，水平加熱平板上[4-1]あるいは円管内[4-2]の流れに対して報告されているが，流れの構造やそれに関わる伝熱促進の機構については未だ明確にされるには至っていない．

本報告は以上のような背景のもとで，ワイヤ電極が流れと平行でスパン方向に一定間隔で設置された平行平板流路における EHD複合流と熱伝達の詳細を，実験および理論解析の両面から追究する．第3章での結果から，実験はワイヤに沿ってより一様なイオン風が得られる点を重視してワイヤ電極を正極として行い，試験部を通過後の速度と乱れ度の分布，摩擦係数，気流温度分布，ならびに熱伝達率が測定され，また煙トレーサ法を用いた可視化によりイオン風を受けて流れ方向に発達・成長する複合流の様相が併せて観察された．

4.2 EHD場における流れと熱伝達の数値解析

4.2.1 物理モデルおよび基礎方程式

本章で取り扱う物理モデルを座標系と共に図4.1に示す．伝熱面となる２枚の平行加熱平板からなる流路内に，流れと平行なワイヤ電極が流路の中心平面上に一定間隔で設置されている．ワイヤ電極と流路壁面間に高電圧を印加することにより不平等電界が形成され，コロナ放電が発生する．ワイヤ回りの気相電離により生じたイオンはクーロン力により流路壁面へ移動し，同時に流体分子との衝突によるイオン風が発生する．すなわち，ダクト流にスパン断面内にイオン風による二次的な流れを伴うEHD複合流が形成され，これにより流路壁面から気流への熱伝達率が促進される．解析に際して以下の仮定を置く．

(1) 電場は，流れ方向に均一な二次元の放電場であり，イオンの拡散の効果は無視できる．

(2) 流れは層流定常流であり，流体は非圧縮性の粘性流体で，その物性値は温度に対して一定とする．

(3) 運動量および熱量の主流方向の拡散は無視できる．

(4) 放電に伴うワイヤ電極からの熱の発生は無視できる．

以上の仮定のもとで，基礎方程式および境界条件は次のように与えられる．

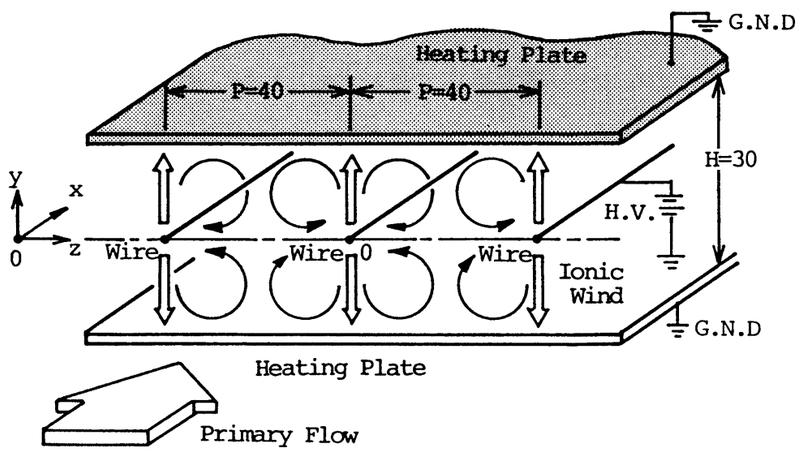


図4.1　物理モデルおよび座標系（平行ワイヤ電極配置）

電場：

（ポアソンの方程式）

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}=-\frac{\rho_c}{\varepsilon} \tag{4-1}$$

（対流電流連続の式）

$$\rho_c^2=\varepsilon\left(\frac{\partial \rho_c}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial y}+\frac{\partial \rho_c}{\partial z}\frac{\partial V}{\partial z}\right) \tag{4-2}$$

流れ場：

（連続の式）

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{4-3}$$

(Navier-Stokesの式)

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}+\nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \tag{4-4}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y}+\nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right)-\frac{1}{\rho}\left(\rho_c\frac{\partial V}{\partial y}\right) \tag{4-5}$$

$$u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}+\nu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)-\frac{1}{\rho}\left(\rho_c\frac{\partial V}{\partial z}\right) \tag{4-6}$$

温度場：

（エネルギー収支式）

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}+w\frac{\partial T}{\partial z}=\frac{\lambda}{\rho C_p}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \tag{4-7}$$

〔境界条件〕

$$x=0: u=1.5U_m\left[1-(2y/H)^2\right],\ v=0,\ w=0,\ T=T_0$$

$$z=0: \frac{\partial V}{\partial z}=\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{\partial v}{\partial z}=w=\frac{\partial T}{\partial z}=0$$

$$z=P/2: \frac{\partial V}{\partial z}=\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{\partial v}{\partial z}=w=\frac{\partial T}{\partial z}=0 \tag{4-8}$$

$$y=0: \frac{\partial V}{\partial y}=\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{\partial w}{\partial y}=v=\frac{\partial T}{\partial y}=0$$

$$y=H/2: V=u=v=w=0,\ q_w=\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)$$

ワイヤ電極上：V=V0

ここで，電場が流れ場に及ぼす効果として，電荷密度 ρ_c のイオンに作用するクーロン力が式(4-5) および式(4-6) の右辺第3項にそれぞれ組み込まれている．

4.2.2 数値解法

電場，流れ場，温度場が順に差分法を用いて計算されるが，電場［式(4-1)(4-2)］については3.2で述べられた解法が，また温度場［式(4-7)］については流れ場と同様な解法が適用されるので，ここでは流れ場の解法について詳述する．

電場(ρ_c, V)を得た後，流れ場［式 (4-3)～(4-6)］はPatankarらによるSIMPLE法[4-3] を用いて計算された．すなわち，仮定(3)により圧力の影響を式(4-9) に示すように方向別に分離して考え，上流側から下流側へ順次解を求める．

$$P(x,y,z) = \overline{P}(x) + p(x,y,z) \tag{4-9}$$

したがって基礎方程式(4-3)～(4-6)は次のように書き換えられる．

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{d\overline{P}}{dx} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \tag{4-10}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) - \frac{1}{\rho}\left(\rho_c\frac{\partial V}{\partial y}\right) \tag{4-11}$$

$$u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) - \frac{1}{\rho}\left(\rho_c\frac{\partial V}{\partial z}\right) \tag{4-12}$$

流れ場に対する基礎方程式(4-10)～(4-12)はクーロン力を外力とした三次元放物流れを表し，以下の手順に従い解かれる．

(1)差分近似

差分格子として図4.2に示すスタッガード格子を用いる．電場および主流速度は白丸の主格子点で計算され，流路断面の速度は斜線のコントロール･ボリューム界面で計算される．これにより格子点が節約される．輸送物理量 ϕ （この場合u, v, w）の格子点間の ϕ の変化について以下の仮定を置き，コントロール･ボリューム（図4.3）にわたって方程式(4-10)～(4-12)を積分して差分近似式が得られる．

［仮定］

(1)主流方向(x方向)に関しては，下流($x=x_D$)の ϕ 値は x_U を除いて x_U から x_D までの間にわたって支配的とする．

(2)コントロール･ボリューム内で ϕ は ϕ_P と等しい．

(3)コントロール･ボリューム内の xy, xz 平面からの断面流れに対して，その面の両サイドで輸送される ϕ の値は ϕ の代数平均で与えられる．

(4)コントロール･ボリュームの xy および xz 平面を横切る拡散に対して，ϕ は格子間を線形に変化すると仮定する．

導出された差分近似式は次式のとおりである．各式において，下付添字P,E,W,N,Sは係数や変数が図4.2の差分格子においてどの位置での値であるかを示し，また上付添字 u,v,w,p はどの物理量に対する値であるかを示している．

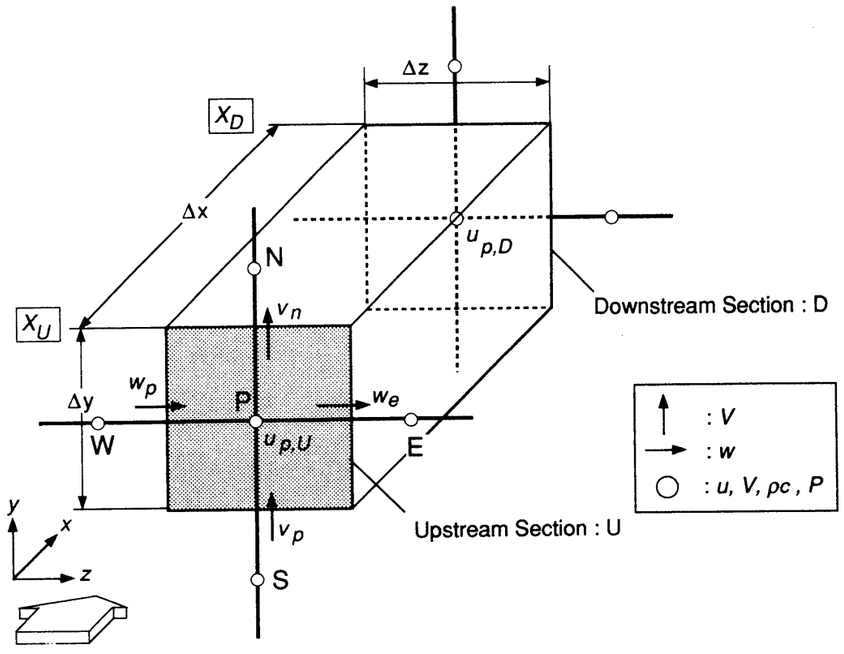


図4.2　スタッガード格子

［x方向の輸送方程式］

$$u_P = A_N^{u}\, u_N + A_S^{u}\, u_S + A_E^{u}\, u_E + A_W^{u}\, u_W + B^{u} + D_P^{u}\,(d\bar{P}/dx) \qquad (4\text{-}13)$$

$$(A_N^{u})' = (T_n^{y} - L_n^{y}), \quad A_N^{u} = (A_N^{u})'/A_P^{u}$$
$$(A_S^{u})' = (T_s^{y} + L_s^{y}), \quad A_S^{u} = (A_S^{u})'/A_S^{u}$$
$$(A_E^{u})' = (T_e^{y} - L_e^{z}), \quad A_E^{u} = (A_E^{u})'/A_P^{u}$$
$$(A_W^{u})' = (T_w^{z} + L_w^{z}), \quad A_W^{u} = (A_W^{u})'/A_P^{u}$$
$$(A_P^{u})' = (A_N^{u})' + (A_S^{u})' + (A_E^{u})' + (A_W^{u})' + F_U$$
$$B^{u} = F_U\, u_{P,U}/(A_P^{u})'$$
$$D_P^{u} = -\Delta y\Delta z/(A_P^{u})'$$
$$F_U = \rho\, u_{P,U}\, \Delta y\Delta z/\Delta x$$
$$L^{y} = \rho v_U\, \Delta z/2, \quad T^{y} = \mu\, \Delta z/\Delta y$$
$$L^{z} = \rho w_U\, \Delta y/2, \quad T^{z} = \mu\, \Delta y/\Delta z$$

［y方向の輸送方程式］

$$v_P = A_N^{v}\, v_n + A_S^{v}\, v_s + A_E^{v}\, v_e + A_W^{v}\, v_w + B^{v} + D_p^{v}\,(P_S - P_P) \qquad (4\text{-}14)$$

$$(A_N^{v})' = (T_n^{y} - \bar{L}_n^{y}), \quad A_N^{v} = (A_N^{v})'/(A_P^{v})'$$
$$(A_S^{v})' = (T_s^{y} + \bar{L}_s^{y}), \quad A_S^{v} = (A_S^{v})'/(A_P^{v})'$$
$$(A_E^{v})' = (T_e^{z} - \bar{L}_e^{z}), \quad A_E^{v} = (A_E^{v})'/(A_P^{v})'$$
$$(A_W^{v})' = (T_w^{z} + \bar{L}_w^{z}), \quad A_W^{v} = (A_W^{v})'/(A_P^{v})'$$
$$(A_P^{v})' = (A_N^{v})' + (A_S^{v})' + (A_E^{v})' (A_W^{v})' + \bar{F}_U$$
$$B^{v} = [\bar{F}_U\, v_{P,U} - (\rho_{cP} + \rho_{cS})\,(V_S - V_P)\Delta z/2\,]/(A_P^{v})'$$
$$D_P^{y} = \Delta z/A_P^{v} \qquad \bar{F}_U = \rho\, \bar{u}_{P,U}\, \Delta y\Delta z/\Delta x$$
$$\bar{L}^{y} = \rho\, \bar{v}_U\, \Delta z/2 \qquad \bar{L}^{z} = \rho\, \bar{w}_U\, \Delta y/2$$
$$T^{y} = \mu\, \Delta z/\Delta y \qquad T^{z} = \mu\, \Delta y/\Delta z$$
$$\bar{u_p} = (u_S + u_P)/2$$
$$\bar{v_s} = (v_s + v_p)/2, \quad \bar{w_s} = (w_s + w_p)/2$$
$$\bar{v_n} = (v_n + v_p)/2, \quad \bar{w_e} = (w_{se} + w_e)/2$$

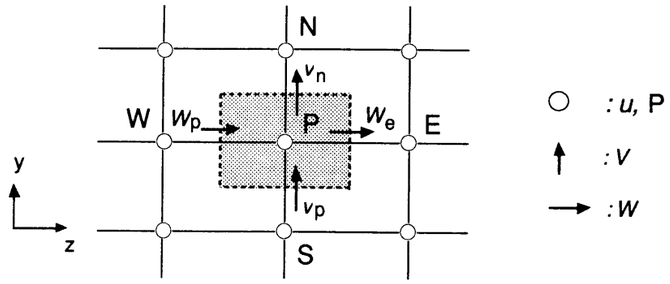
［z方向の輸送方程式］

$$w_p = A_N^{w}\, w_n + A_S^{w}\, w_s + A_E^{w}\, w_e + A_W^{w}\, w_w + B^{w} + D_p^{w}\,(P_W - P_P) \qquad (4\text{-}15)$$

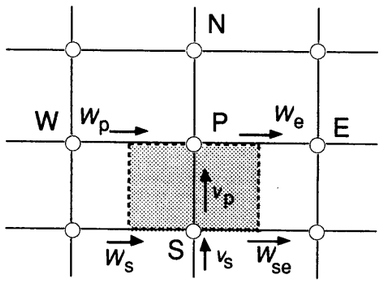
$$(A_N^{w})' = (T_n^{y} - L_n^{y}), \quad A_N^{w} = (A_N^{w})'/(A_P^{w})'$$
$$(A_S^{w})' = (T_s^{y} + L_s^{y}), \quad A_S^{w} = (A_S^{w})'/(A_P^{w})'$$
$$(A_E^{w})' = (T_e^{z} - L_e^{z}), \quad A_E^{w} = (A_E^{w})'/(A_P^{w})'$$
$$(A_W^{w})' = (T_w^{z} + L_w^{z}), \quad A_W^{w} = (A_W^{w})'/A_P^{w}$$
$$(A_P^{w})' = (A_N^{w})' + (A_S^{w})' + (A_E^{w})' + (A_W^{w})' + \tilde{F}_u$$
$$B^{w} = [\tilde{F}_U\, w_{P,U} - (\rho_{cP} + \rho_{cW})\,(V_W - V_P)\Delta z/2]/A_P^{w}$$
$$D_P^{w} = \Delta y/A_P^{w} \qquad \tilde{F}_U = \rho\, \tilde{u}_{P,U}\, \Delta y\Delta z/\Delta x$$
$$\tilde{L}^{y} = \rho\tilde{v}_U\, \Delta z/2 \qquad \tilde{L}^{z} = \rho\tilde{v}_U\, \Delta y/2$$
$$T^{z} = \mu\, \Delta y/\Delta z$$
$$\tilde{u_p} = (u_W + u_P)/2$$
$$\tilde{v_s} = (v_{sw} + v_p)/2, \quad \tilde{w_w} = (w_w + w_p)/2$$
$$\tilde{v_n} = (v_{nw} + v_n)/2, \quad \tilde{w_e} = (w_e + w_p)/2$$

以上により各輸送方程式に対する差分近似式が導出されたが，式 (4- 13) ～ (4-15) の差分式中の移流項は，非線形による不安定を有すため，ハイブリッド･スキーム[4-3)(4-4)]を用いて移流項に配慮を施す．具体的には移流項をL，拡散項をTとすると，全てのTを次式で定義されるT*で置換し，これにより方程式の中で移流項が支配的な場合には拡散項を無視して移流項を風上差分近似し，逆に拡散項が支配的な場合には普通に移流項も拡散項も中心差分を用いる．

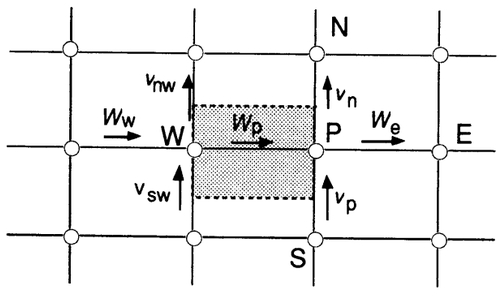
$$T^{*} = \frac{1}{2}\{T + |L| + |T - |L||\} \qquad (4\text{-}16)$$



(a) Controll Volume for u-Velocuty Equation



(b) Controll Volume for v-Velocuty Equation



(C) Controll Volume for w-Velocuty Equation

図4.3　コントロールボリューム

(2) 主流方向の圧力勾配の補正法

繰り返し計算における前ステップでの圧力勾配を$(d\bar{P}/dx)^*$とすると，主流速度u^*は式(4-13)から

$$u_P^* = A_N^u u_n^* + A_S^u u_s^* + A_E^u u_e^* + A_W^u u_w^* + B^u + D_p^u (d\bar{P}/dx)^* \tag{4-17}$$

となる．この値を用いて$\sum u^* \Delta y \Delta z$を作ると入口の真の流量$\bar{m}$と異なるので，その差を零にする補正後の値を$(d\bar{P}/dx)$，補正量を$(d\bar{P}/dx)'$とすると，

$$\left(\frac{d\bar{P}}{dx}\right) = \left(\frac{d\bar{P}}{dx}\right)^* + \left(\frac{d\bar{P}}{dx}\right)' \tag{4-18}$$

uと$(d\bar{P}/dx)$は新たに次式を満足すべきである．

$$u_P = A_N^u u_n + A_S^u u_s + A_E^u u_e + A_W^u u_w + B^u + D_p^u (d\bar{P}/dx) \tag{4-19}$$

式(4-17)と上式の差をとり

$$u_P - u_P^* = A_N^u (u_n - u_n^*) + A_S^u (u_s - u_s^*) + A_E^u (u_e - u_e^*) + A_W^u (u_w - u_w^*) + D_p^u (d\bar{P}/dx)' \tag{4-20}$$

上式右辺の第1～4項を無視して，

$$u_P - u_P^* = D_P^u (d\bar{P}/dx)' \tag{4-21}$$

式(4-21)を$\sum u \Delta y \Delta z = \bar{m}$に代入すれば，

$$\left(\frac{d\bar{P}}{dx}\right)' = \left(\bar{m} - \sum u^* \Delta y \Delta z\right) / \sum D_P^u \Delta y \Delta z \tag{4-22}$$

上式が圧力勾配の補正量$(d\bar{P}/dx)'$を与える．また，補正後の主流速度uは式(4-21)より計算される．以上の説明で，上付添字の記号＊は前ステップでの値，何もついていないものは現ステップでの値を表す．

(3) 断面圧力の補正法

断面の圧力および二次流れ速度も同様な考え方で補正する．前ステップでの圧力分布をP*とすれば，式(4-14), (4-15)より

$$v_P^* = A_N^v v_n^* + A_S^v v_s^* + A_E^v v_e^* + A_W^v v_w^* + B^v + D_p^v (P_S^* - P_P^*) \tag{4-23}$$

$$w_p^* = A_N^w w_n^* + A_S^w w_s^* + A_E^w w_e^* + A_W^w w_w^* + B^w + D_p^w (P_W^* - P_P^*) \tag{4-24}$$

上式によって連続の式を作れば不釣り合い量m_pがあり，

$$m_p = \frac{u_{p,D} - u_{p,U}}{\Delta x} + \frac{v_n^* - v_p^*}{\Delta y} + \frac{w_e^* - w_p^*}{\Delta z} \tag{4-25}$$

このm_pを零にするようにv^*, w^*, P^*を補正する．補正後の圧力をP，補正量をP'とすれ

ば

$$P=P^*+P' \tag{4-26}$$

また，圧力を補正した後の v,w は主流速度と同様な議論により，

$$v_n = v_n^* + D_n^v (P_P'-P_N') \tag{4-27}$$

$$w_e = w_e^* + D_e^w (P_P'-P_E')$$

$$v_p = v_p^* + D_p^v (P_S'-P_P')$$

$$w_p = w_p^* + D_p^w (P_W'-P_P')$$

これを連続の式

$$\frac{u_{p,D}-u_{p,U}}{\Delta x} + \frac{v_n-v_p}{\Delta y} + \frac{w_e-w_p}{\Delta z} = 0 \tag{4-28}$$

に代入して整理すると

$$P_P' = A_N^P P_N' + A_S^P P_S' + A_E^P P_E' + A_W^P P_W' + B^P \tag{4-29}$$

$$A_N^P = (D_n^v/\Delta y) / A_P^P$$

$$A_S^P = (D_p^v/\Delta y) / A_P^P$$

$$A_E^P = (D_e^v/\Delta z) / A_P^P$$

$$A_W^P = (D_p^v/\Delta z) / A_P^P$$

$$A_P^P = (D_n^v/\Delta y) + (D_p^v/\Delta y) + (D_e^w/\Delta z) + (D_p^w/\Delta z)$$

$$B_P^P = -\left(\frac{u_{P,D} - u_{P,U}}{\Delta x} + \frac{v_n^* - v_p^*}{\Delta y} + \frac{w_e^* - w_p^*}{\Delta z} \right) / A_P^P$$

上式が圧力補正量を与える式であり，得られた値を式(4-27) に代入して速度成分v, w が求まる．

(4) 解法手順

解法の手順は以下のとおりであり，そのフローチャートを図**4.4**に示す．

1) 圧力場P*を推定する

2) 運動方程式(4-13)を TDMA (Tri Diagnoal Matrix Algorithm : 三重対角行列アルゴリズム)[4-3]を　用いて解き，主流方向の速度u^*を求める．

3) 主流方向の圧力勾配を式(4-22)より補正し，新たに主流方向の速度u を求める．

4) 手順 2) に戻り，次の収束条件を満足するまで繰り返し，u の収束解を求める．

$$|u -u^*|/|u| < 10^{-3} \tag{4-30}$$

5) 運動方程式(4-14), (4-15)をTDMA法により解き，二次流れ速度 v^*, w^* を求める．

6) 圧力補正式(4-29)を解き，圧力補正量P'を求める．

7) P'を用いて，v^*，v^* よりv，w を求める（式(4-27)）．

8) 補正された圧力Pを新しく推測した圧力P^* として手順 5) に戻り，次の収束条件を満足するまで手順 5)～8)を繰り返す．

$$|v -v^*|/|v| < 10^{-3},\ |w-w^*|/|w| < 10^{-3} \tag{4-31}$$

以上の計算は装置形状の対称性から図**4.5**に示されるように放電部の1/4 (y=0～H/2, z=0～P/2)の領域について行った．なお，y方向の分割数12～20，z方向の分割数16～26，，主流方向の計算ステップΔx=0.5mm～2.0mmの範囲について予備計算を行い，この範囲内ではメッシュサイズの影響は殆どないことを確認した．したがって，格子点は間隔一定でｙ方向に21点，ｚ方向に27点を配置した．

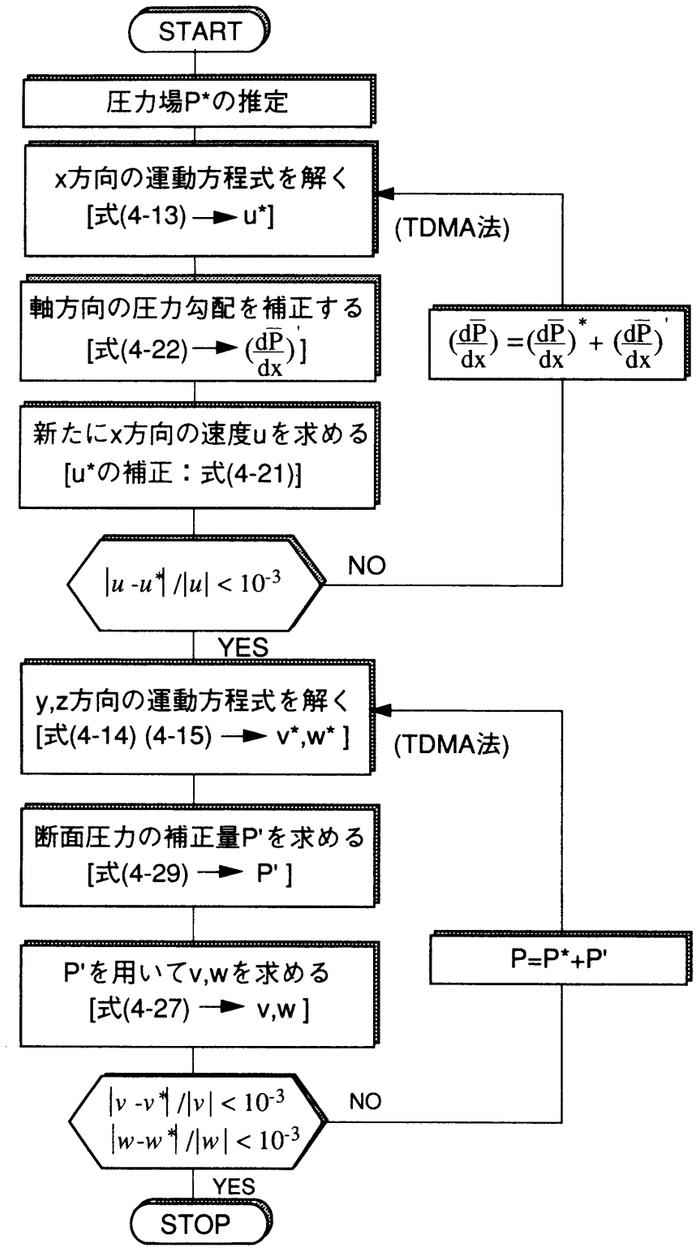


図4.4　流れ場の解析フローチャート

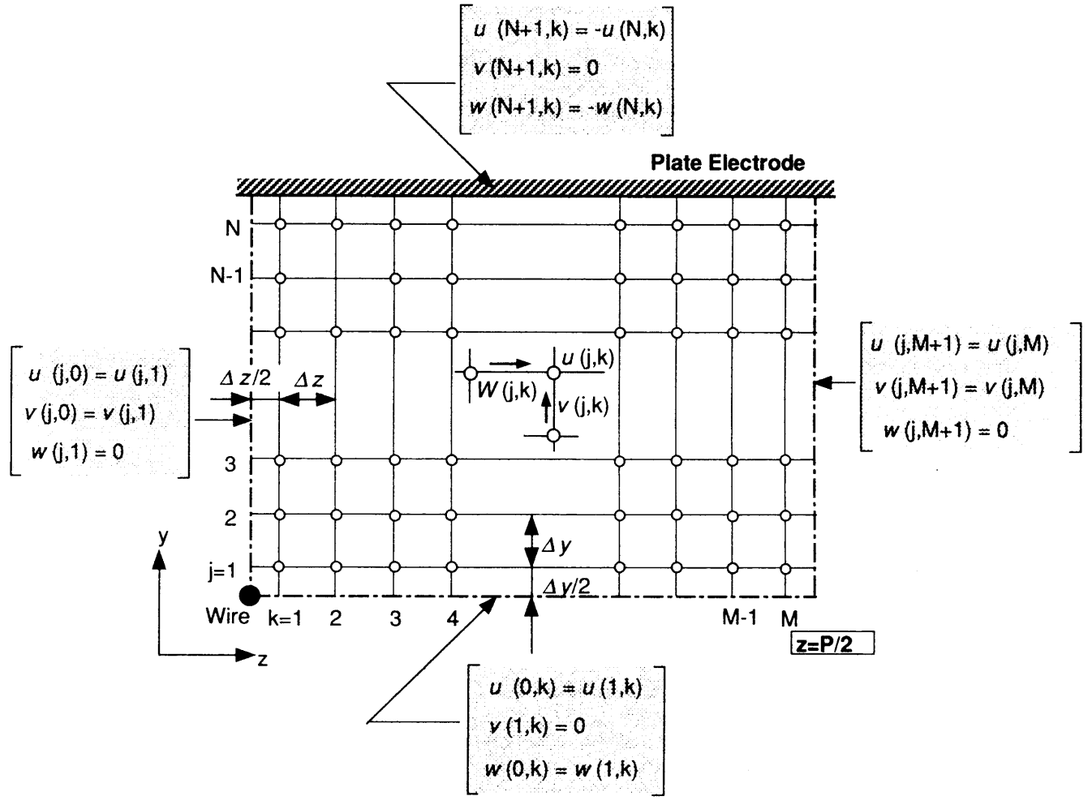


図4.5　流れ場の境界条件および差分格子の配置

4.3 実験装置および方法

実験装置は第3章で述べたものとほぼ同一であるが，図4.6に示されるように試験部にはニッケル線電極(ϕ 0.2mm) が流れと平行に一定間隔でナイロン線(ϕ 0.2mm) を用いて設置されている．実験は，間隔40mmでワイヤ電極が設置された系を中心に，ダクト流が層流状態にある平均主流速度0.3m/s～1m/s（一部1～4m/s:乱流域）ならびに印加電圧0～8kVの範囲で行ったものであり，流れの可視化観察に加えて，摩擦係数，試験部を通過後の速度と乱れ度の分布，気流温度分布，および熱伝達率が測定された．

流れの可視化には煙トレーサ法を用い，トレーサとしての線香の煙（直径約1 μm）を助走ダクト入口より注入し，試験流路の側壁からスリット光を当て，流れ方向と垂直な断面内における煙の軌跡をダクト後方より観察・撮影した．壁面における摩擦係数は，試験部入口から上流30mmの位置と出口から下流90mmの位置に圧力測定孔(ϕ 0.5mm)を設け，そこでの静圧差を微差圧計（分解能0.1Pa）を用いて測定し求めた．試験部を通過後の時間平均の速度と乱れ度の分布は，直径5 μmのタングステン製Ｉ型熱線プローブを用いて，電場の影響を受けない試験部出口から下流に70mmの位置において測定した．流路内の気流温度分布はガラス被覆により電気的に絶縁した ϕ 0.2mmの銅-コンスタンタン熱電対プローブ[4-2]を用いて測定した（図4.6中の詳細図参照）．プローブの応答性が遅いため(約30～60秒)，熱起電力が一定の値に漸近したことを x-t ペンレコーダーを用いて確認した後，測定を行った．伝熱実験は等熱流束 (q_w=100W/m^2)の加熱条件で行われ，定常状態のもとで壁面温度を測定し，熱伝達率が求められた．なお，コロナ放電によるワイヤからの発熱量 q_E をコロナ消費電力 W_E の約75%程度と見積ると，本実験における全熱交換量に対する q_E の割合は最大30%程度となる．

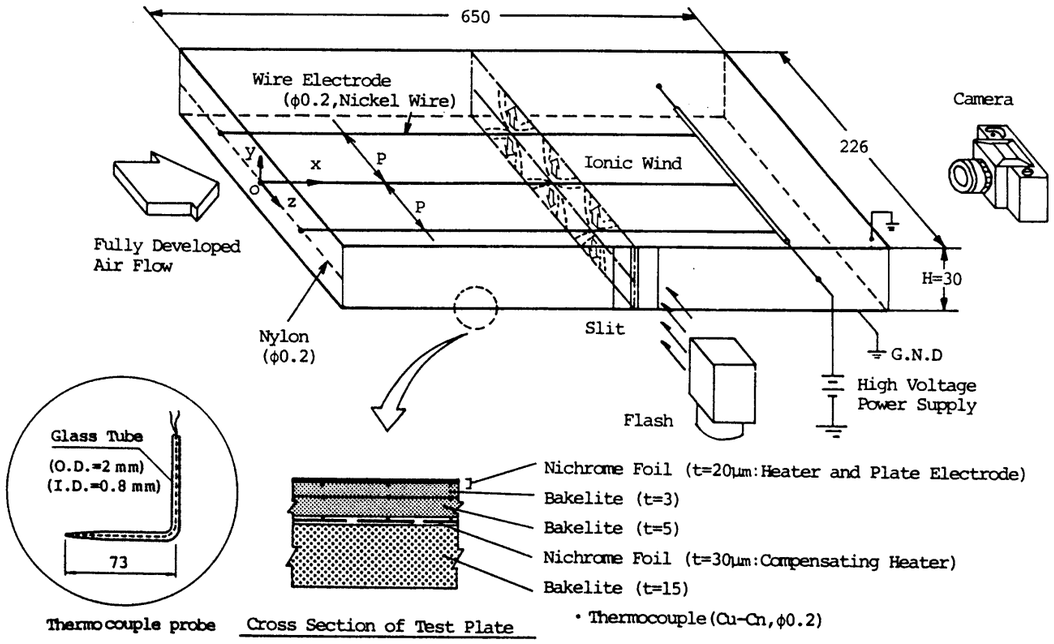


図4.6　試験部概要

4.4 流れ場の特性

4.4.1 イオン風による縦渦の形成・発達

電場が付与されたダクト内でのクーロン力分布の解析結果を，流路の上半分のスパン断面について図4.7に示す．同図から，クーロン力は主として壁面と垂直な方向に作用し，特に電位勾配の大きなワイヤ直下の領域に集中した空間分布となっていることがわかる．このようなクーロン力を受けたEHD複合流の流れ方向の変化を，スパン断面の可視化写真の一例とそのスケッチにより図4.8に示す．各ワイヤ電極直下の高電界域では，トレーサである煙粒子が荷電・捕集されてしまうため流れの様相は明確ではないが，比較的電界の弱い領域では煙粒子はほぼ流れに追従し，その様相を概略とらえることができた．まず，試験部に流入した流れは，ワイヤ間の中央壁面近傍で小さなゆらぎを伴いながら，主流方向を軸とする一対の縦渦を形成する[同図(a)]．この縦渦は下流に向かうにつれて主流の一部を巻き込みながら発達･成長していく[同図(b)(c)]．すなわち，スケッチに示されるように，流れは各ワイヤから生ずるイオン風と対応する回転方向を持つ縦渦がスパン方向に並び，かつそれが下流方向に発達・成長するストリーク構造となる．縦渦が流路の高さあるいはスパン方向に十分発達する下流では，渦列は相互に干渉を起こすために，崩壊し，流れ全体は乱れたものへ移行していく．以上，観察された縦渦の発生，発達・成長，さらには崩壊を辿るこれら一連の変化は，発生の要因は異なるが，浮力の影響を受けて熱的に不安定となるダクト流の場合[4-5]とほぼ類似となる．

図4.9は，数値計算により得られた主流が層流状態にある流れ場に関する結果を，流れの可視化写真と比較して示したものである．同図(a)に示すスパン断面内のv, w 速度成分の計算結果は，縦渦中心の位置を含めて可視化された流れの様相とよく一致してお

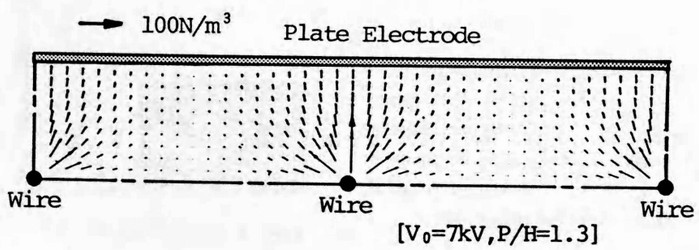
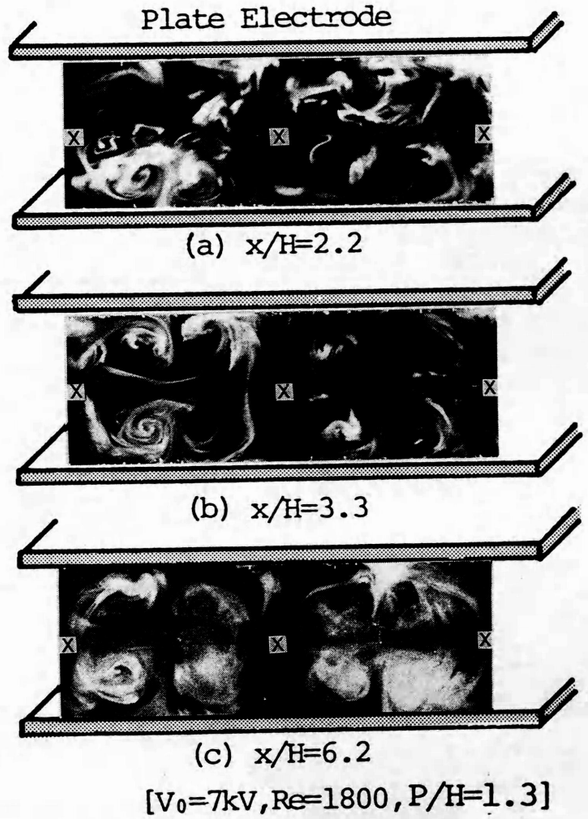


図4.7　クーロン力の分布 [K=1.4×10⁻⁴ m²/V・S]

り，EHD場における流れは，流れ方向を軸とする縦渦がワイヤ間隔と対応してスパン方向に並び，かつそれが流れ方向へ発達・成長するストリーク構造となることが理論的にも裏付けられた．また，流れ方向速度uの分布を示した同図(b)から，壁面へ向かうイオン風が生じているワイヤ直下(z/p =0) 付近では壁面近傍の速度が増加し，他方，壁面か



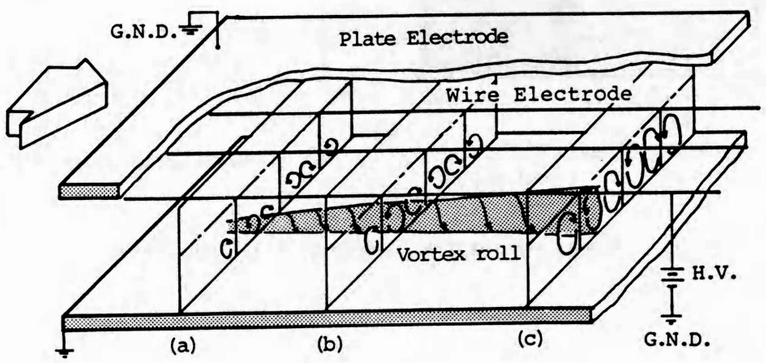


図4.8　ダクト内の流れの様相 [Re=1800, V_0=7kV, P/H=1.3]

らダクト中心側へ二次流れが立ち上がるワイヤ中間位置付近(z/p =0.5) では壁面近傍の速度が減少していることがわかる．図4.10に，スパン断面内の渦運動に及ぼす印加電圧の影響を示す．印加電圧が高いほど電場によるイオン風も強まるため，縦渦の発達・成長が速く，また流れ方向の同じ位置で比較すると断面内の速度成分も増加することがわかる．

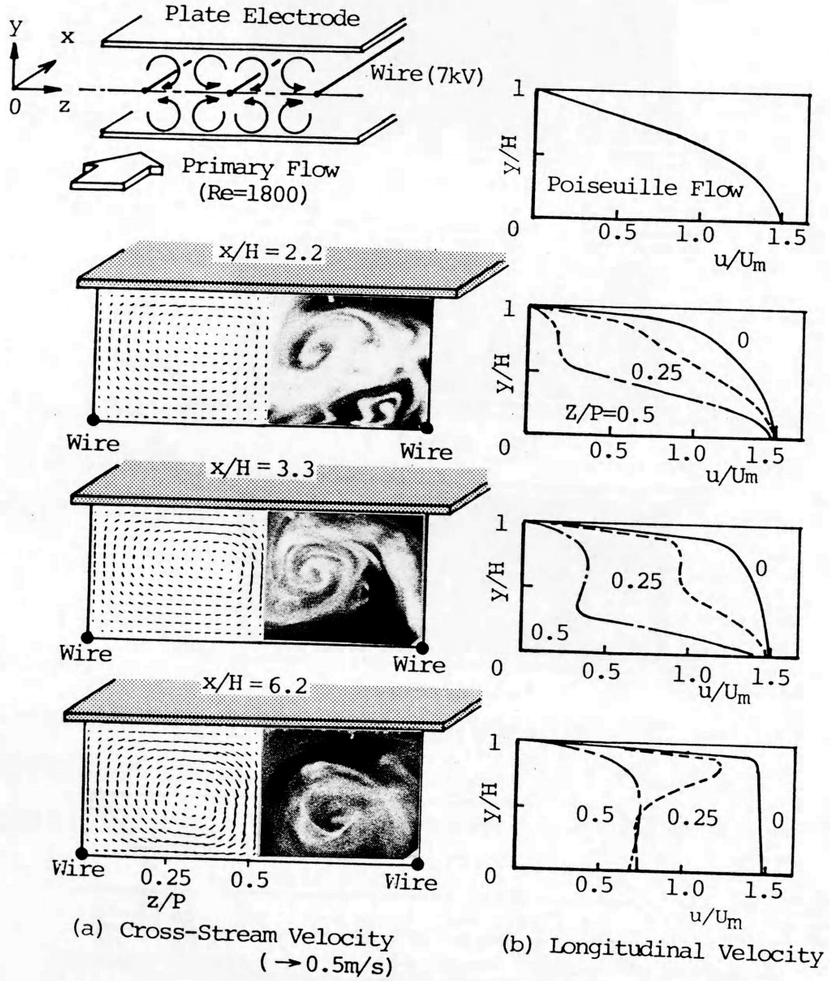


図4.9　EHD複合流の構造 [Re=1800, V_0=7kV, P/H=1.3]

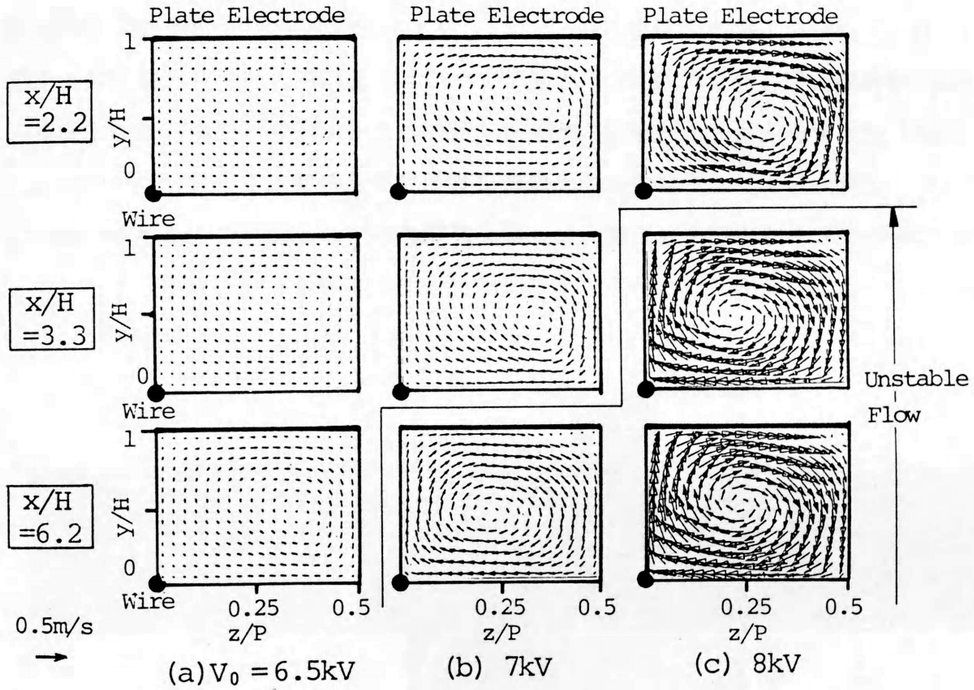


図4.10　縦渦の発達・成長の様相 [Re=1200, P/H=1.3]

4.4.2 電極配置と縦渦の相互干渉

次に，ワイヤ電極の間隔による縦渦構造（形状）の違いを，渦が発達した状態を例に図4.11に示す．ワイヤ間隔が流路高さと同程度の場合には，渦はほぼ流路断面の全域に一様に発達する[同図(b)]．これに対して，ワイヤ間隔が広くなると，渦はワイヤ間の中央寄りに中心部を持ちスパン方向に長く拡がった形状となり[同図(c)]，またワイヤ間隔が狭くなると流路高さ方向に長く拡がったものとなる[同図(a)]．このような縦渦の発達過程の違いは渦列の相互干渉のあり方に影響することを明らかにするために，可視化断面をダクト後方からVTRでモニタする方法により，流路壁面から縦渦中心までの距離 y^* および縦渦中心のスパン間隔 z^* の測定を行った．図4.12に，得られた結果を各々代表寸法 $H/4$, $P/2$ で無次元化した y^+, z^+ の値を，流れの可視化写真（図中に矢印で撮影位置を示す）と共に示す．いずれのワイヤ間隔に対しても y^+ の値は下流に行くにつれて，また印加電圧が大きいほど大きく増大し，縦渦が発達していく様子がうかがえるが，図

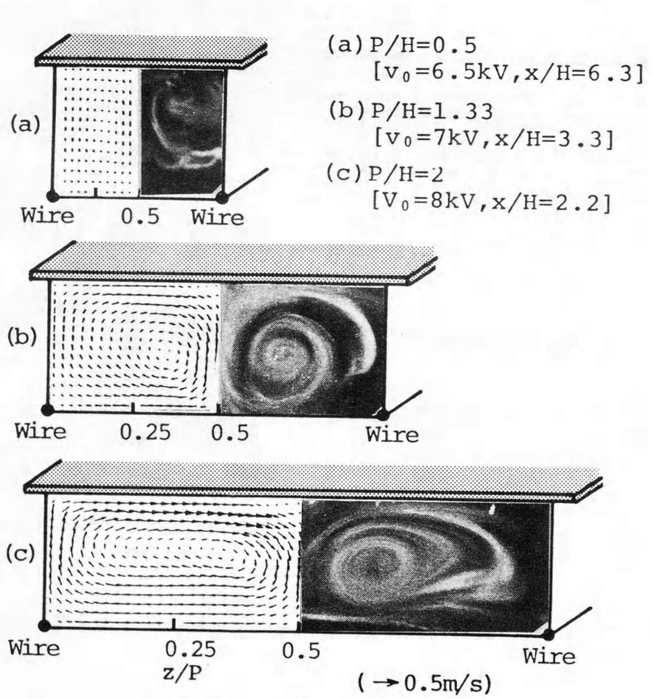


図4.11　ワイヤ間隔による流れ構造の違い[Re=1200]

中に▒印で示される位置において，縦渦列の相互干渉により渦の対称性が崩れ始める．印加電圧が大きいほど縦渦の発達が早いため，その位置は上流で観察されることになるが，厳密には渦が発達・成長する空間域であるワイヤ間隔と流路高さの影響として次のように説明される．即ちワイヤ間隔が流路高さよりも狭い場合[同図(a)]には，スパン方向(z方向)に隣接する縦渦の相互干渉から，他方，ワイヤ間隔が流路高さよりも広い場合[同図(b)(c)]には，流路高さ方向(y方向)に隣接する縦渦の相互干渉から不安定な流れ構造へ移行し始める．

理論解析の妥当性をより明確にするために，以上の可視化観察の結果（y^+およびz^+）と解析値を比較した一例を図4.13に示す．実験値は，電極配置を含む装置幾何形状の不完全さによる縦渦の成長の差異，および煙トレーサの軌跡から縦渦中心を決定する際の誤差などのため，解析値と若干のずれが見られるものの全体としてよい一致を示す．但し，縦渦が発達する下流において渦の相互干渉により流れは不安定なものへ移行していくことから，本理論解析の有効領域は試験部入口から渦の対称性が崩れ始める位置（可視化観察では▒印付近）までの区間に限定されることになる．

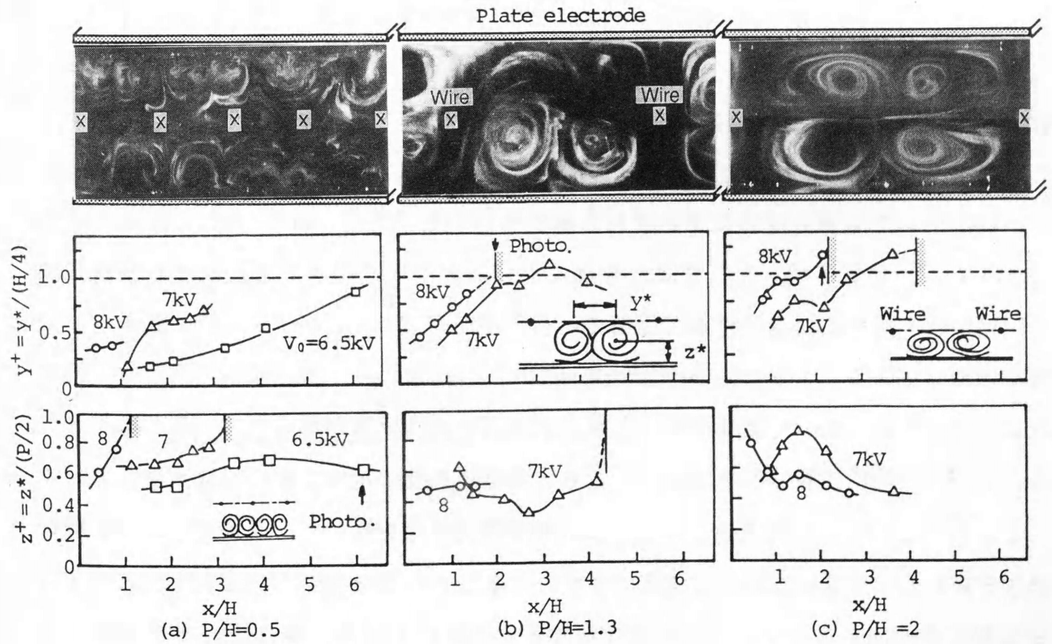


図4.12　縦渦の中心位置の変化[Re=1200]

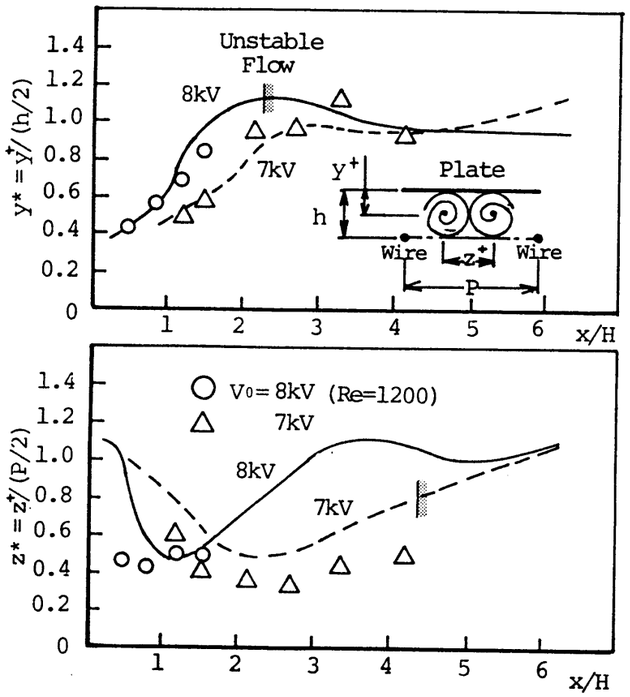


図4.13　縦渦の中心位置の変化（解析結果との比較）

4.4.3 速度および乱れ度

電場中の流速を直接に測定することは困難であるため，本報では電場域となる試験部の出口において熱線流速計による流れの測定を行った.[4-6][4-7] スパン方向の流れの変化は小さく，したがって，ここではxz 平面における時間平均の速度と乱れ度の分布を図4.14に示す．電場の付与に伴って速度の一様化が促進され[同図(a)]，同時に乱れ度が大幅に増加していることがわかる[同図(b)]．これらの結果から，試験流路の出口付近の流れは，イオン風に基づく流体混合により乱流に近い流れ構造が作られていると考えられる．また，これにより，伝熱促進をもたらす壁面近傍での速度勾配の増加が生じていることがわかる．次に，代表値として$y=z=0$ の位置での値を用いて，乱れ度をイオン風の強さを表わす印加電圧ならびに主流の慣性力を表わすRe 数と関係づけて図4.15に示す．印加電圧が増加するにつれて乱れ度は増加する傾向にあるが，特に低Re 数の領域でその増加が顕著に現われている．また，Re 数の増加につれて乱れ度の増加量は減少し，

乱れ生成としてのイオン風の効果は弱められることがわかる.

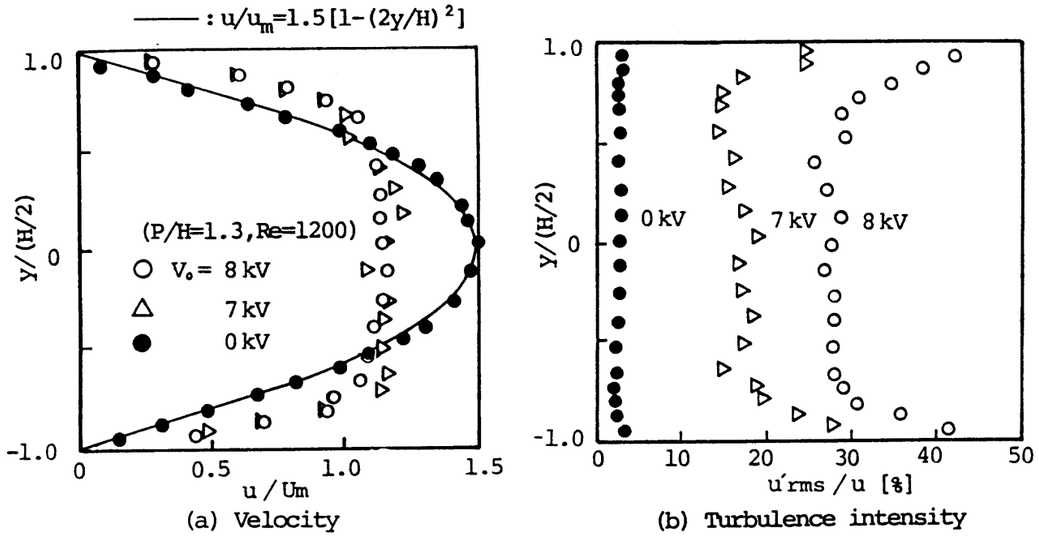


図4.14　速度および乱れ度

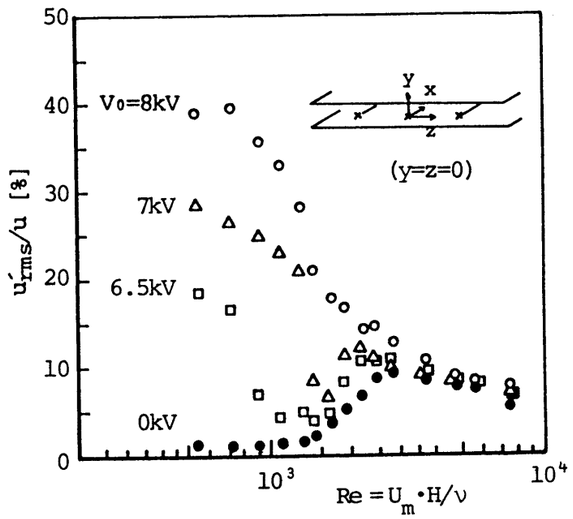


図4.15　乱れ度とRe数の関係

4.5 熱伝達特性

4.5.1 気流温度分布

試験部入口において流れが層流状態にある場合の気流温度の分布を図4.16に示す．前節ではイオン風による縦渦を伴った流れ場が明らかにされたが，ここでは壁面近傍の温度の高い流体が渦運動により流路中心部へ輸送され，それにより各ワイヤ間 (z/p =-0.5,0.5)で気流温度が上昇する領域が現われている(x/H =1.2～3.3)．この領域は渦の発達する下流では壁近傍から流路中心部へ拡がるが，ワイヤ間隔の1/2と流路高さの1/2の限定された空間域まで縦渦が発達したあとは，スパン方向の温度分布は平坦化される(x/H=6.2)．また,より下流の壁近傍に再び気流温度の小さなピークが現われる(x/H =11)．これについては，縦渦が相互干渉により崩壊し，流れが乱れたものへ移行した後，再びイオン風が縦渦を発生させたものと考えられる．ただし，この場合，主流（一次流れ）のエネルギーレベルは高くなっているため，二次流れとしてのイオン風の効果は相対的に低くなっているものと推察される．なお，図中に流路入口から縦渦が発達するまで区間における温度分布の解析結果を実線で示した．実験値はプローブの挿入による電界の歪や縦渦の成長の差異および揺動などの影響により実線で示す解析値と若干の差が生ずるものの，全体としては両者の間に良い一致が見られる．

次に，試験部入口において主流が乱流状態にある場合の気流温度の分布を図4.17に示す．熱交換の進行に伴う気流温度の上昇は図4.16に示した層流状態の場合と比較して小さくなるが，流路下流に見られるように各ワイヤ間の中央で極大値をとる温度分布が壁近傍から流路中心側へ徐々に拡がっていく様子は同様である．これより，主流速度の増加に伴って縦渦の発達・成長は緩やかとなるが，二次流としてのイオン風の効果は主流の乱流域においても現われることが確認される．

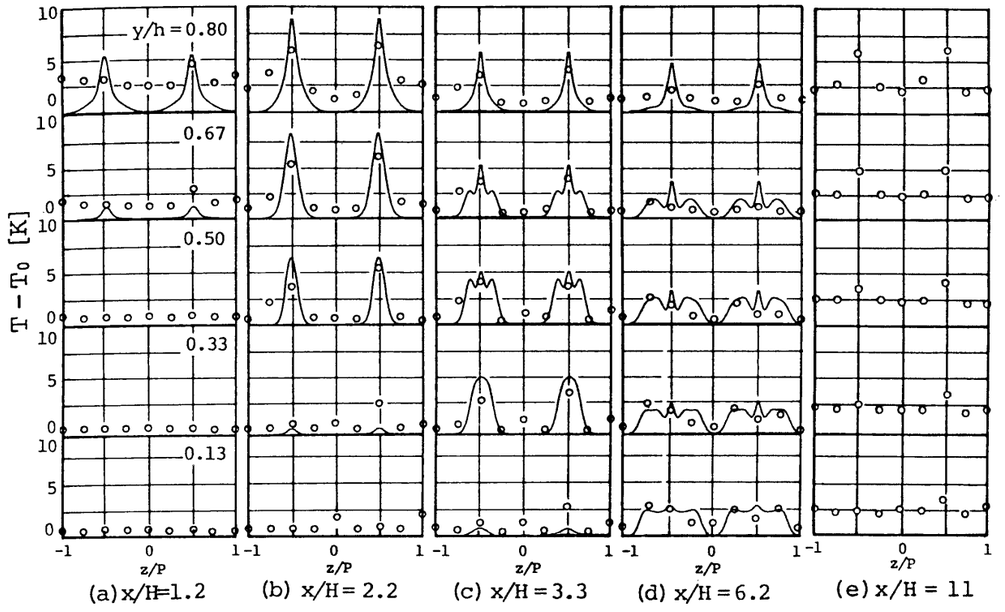


図4.16　気流温度分布 [Re=2700, V_0=7kV]

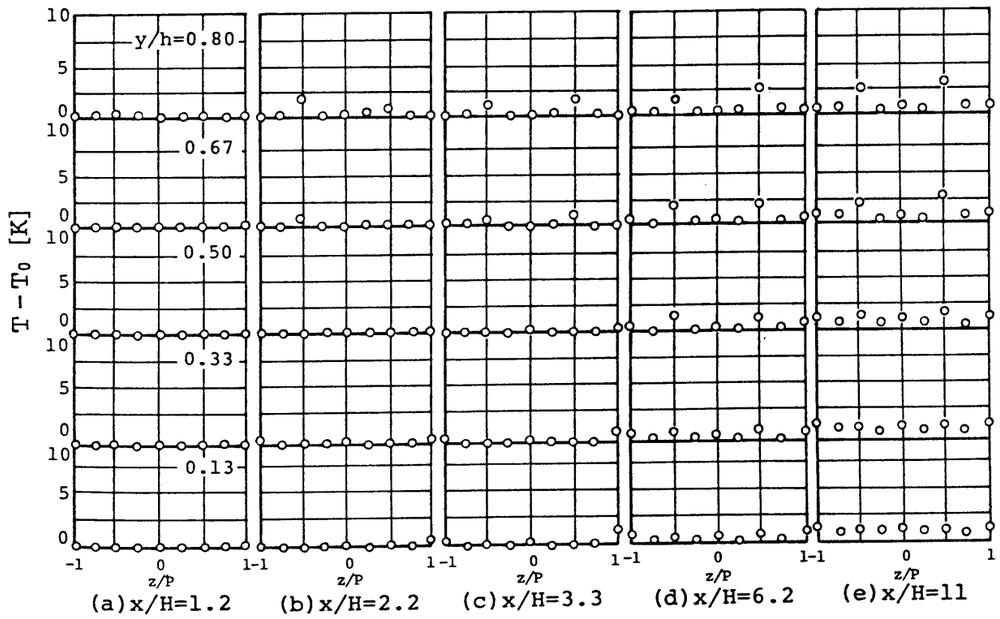


図4.17　気流温度分布 [Re=3900, V_0=7kV]

4.5.2 局所熱伝達率と伝熱促進機構

局所熱伝達率の分布をワイヤ間隔が流路高さよりもやや大きい場(P/H =1.3)を例に図4.18に示す．同図(a)にはz =0の線上における流れ方向の分布を示す．試験部入口より，図中に　印で示す縦渦の干渉の開始が観察された位置，すなわち縦渦が流路高さ方向に十分発達する位置付近まで，熱伝達率は流れ方向に増加していき，縦渦の発達・成長に伴う伝熱促進効果が明確となる．この傾向は印加電圧の増加とともに顕著となり，縦渦はより大きく，またその現われる位置は上流側へと移行する．なお，流路高さ方向に縦渦の発達が制限される流路の下流では，図4.14に見られたように縦渦の干渉等により流れは乱流に近い流れ構造へ移行していくと推測されるが，印加電圧V_0=7, 8kVの場合におけるこの領域では熱伝達率はほぼ一定となっている．同図(b)には,スパン方向の局所熱伝達率の分布を示す．印加電圧が増加するにつれ，縦渦に対応してスパン方向の局所性が強まり，ワイヤから壁面へ向かう流れが生じているワイヤ直下では，熱伝達率がピーク値をとる分布が現れている．

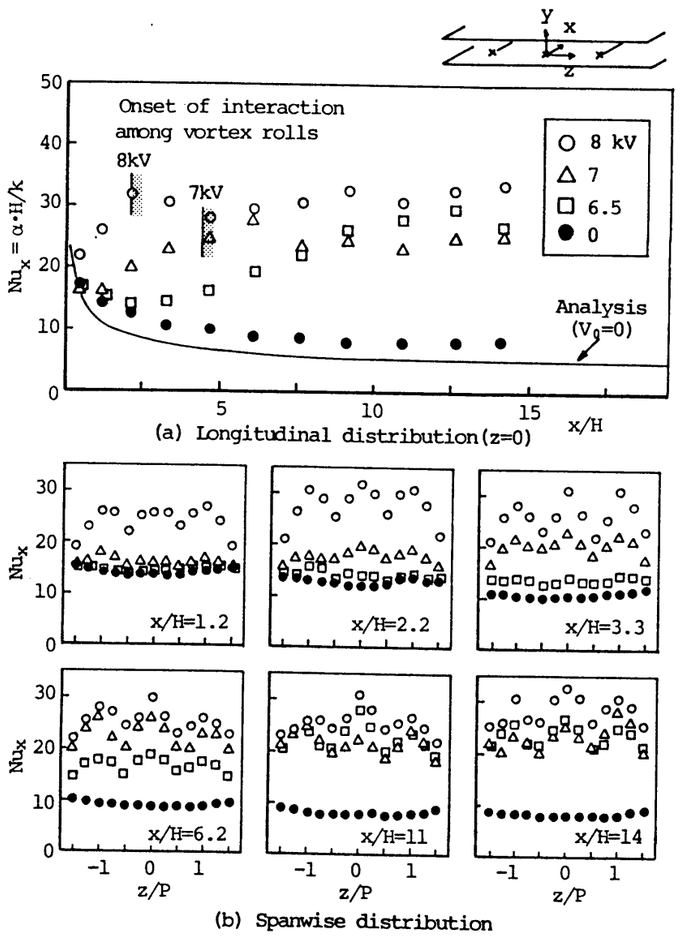


図4.18　局所熱伝達率 [Re =1200, P/H=1.3]

図4.19に，各スパン断面における平均熱伝達率の流れ方向の変化を，流れが層流状態にある場合について示す．試験部の入口から縦渦の干渉に基づく不安定流れへの移行が観察された位置（図中の▒印）まで，すなわち縦渦が流路高さ方向に十分に発達するまでの領域において，解析値は熱伝達の挙動をほぼ推定していることがわかる．これより，この領域における伝熱促進の主因はイオン風に基づく渦運動がもたらす壁近傍の流速増加および熱的な混合効果であることが理論的に裏付けられる．また，縦渦の発達・成長により，熱伝達率は下流に向かうにつれて増加する．次に，主流が乱流状態にある場合の結果を図4.20に示す．主流速度の増加につれて渦の発達・成長が緩やかとなるため，流路入口付近において熱伝達率の増加は殆ど見られないものの，渦が発達してくる流路後半部において顕著となる．

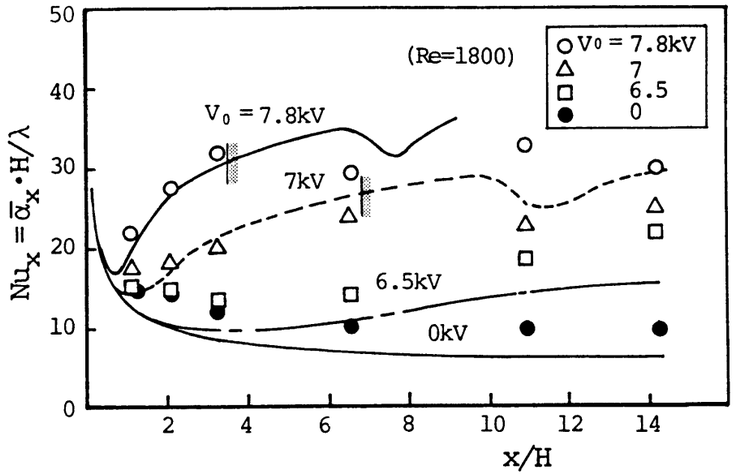


図4.19　局所熱伝達率（層流域）

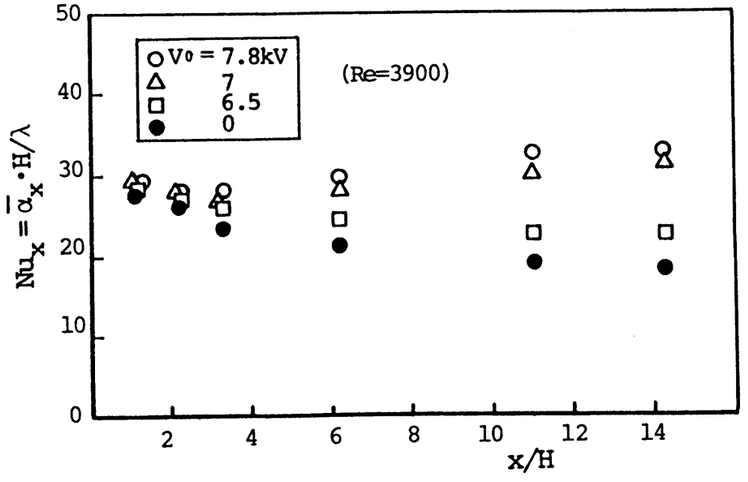


図4.20　局所熱伝達率（乱流域）

4.5.3 電極配置と伝熱促進

以上により基本的な伝熱特性が明らかにされたが，熱交換器の高性能化を図る観点からすれば，伝熱促進効果のさらなる向上を追究する必要がある．ここでは，3.6.2でも議論されたように流路内の電極配置を変えることにより消費電力に対する伝熱促進効果の最適化について検討する．なお，伝熱促進に伴うエネルギー損失は消費電力と流動損失からなるが，ここで前者を対象としたのは後者に比較して一般にかなり大きいためであり，両者を考慮した伝熱促進の総合的な評価は第6章で議論する．

図4.21に，電極配置の影響として，温度発達域における平均熱伝達率を単位伝熱面積当りのコロナ消費電力W_Eとの関係で，ワイヤ電極の偏心量eをパラメータに示す．中心配置(e/h=0)の場合とワイヤ電極を上下2段の組に分けて流路壁面に近づけた配置(e/h=0.2, 0.5)の場合とを比較すると，後者の方が伝熱促進効果に優れていることがわかる．これは3.4で明らかにされたように電極の偏心に伴って流路壁近傍の領域にイオン風が集中化するためであり，特に消費電力の小さい領域において後者の優位性は著しい．即ち，このような配置はイオン風の効果が壁近傍の境界層に及びにくい，流路高さの大きなダクト流に対してより効果的であると予想される．ただし，壁面熱流束とも関連するが低

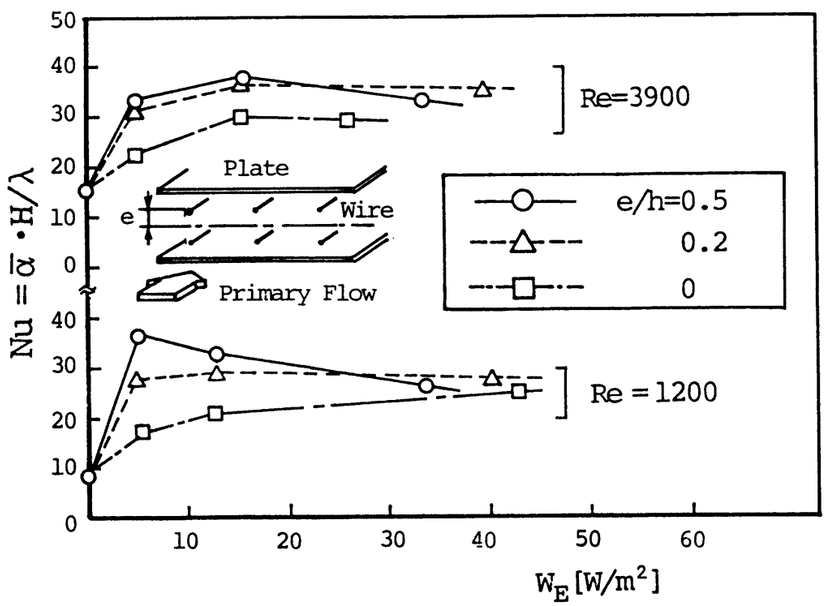


図4.21　平均熱伝達率（ワイヤ偏心量の影響）

流速の場合には，W_Eの増加と共に放電による熱発生の影響が強まり，このため同図に示されるように熱伝達率の増加は頭打ちとなることに留意する必要がある．

次にワイヤ電極の間隔が伝熱促進効果に及ぼす影響について中心配置の場合を例に図4.22に示す．いづれのRe数においても，ワイヤ間隔の違いによる熱伝達率の差異は小さい．すなわち，本実験で対象としたP/H=0.5～2の範囲では，ワイヤ間隔の影響は単位伝熱面積当りのコロナ消費電力によって熱伝達率と概ね関係づけられると言える．なお，ワイヤ間隔が狭くなるにつれて同一印加電圧に対して放電電流は抑制される傾向が現われ，したがって，このような放電極間の干渉を回避する点からワイヤ間隔の下限値が定まることになる．図3.11の結果によれば，その値(P/H)は約1.3となる．

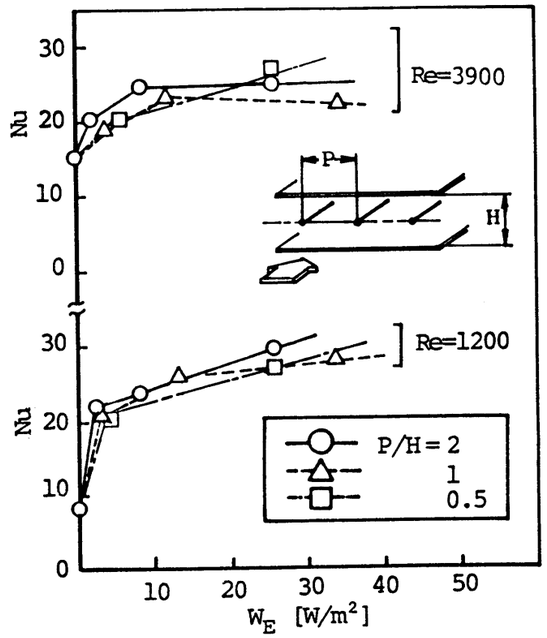


図4.22　平均熱伝達率（ワイヤ間隔の影響）

4.6 結　言

流れと平行なワイヤ電極がスパン方向に一定間隔で設置された加熱平行平板流路を対象に，煙トレーサ法による流れの可視化観察，気流温度分布の測定および伝熱実験を行い，EHD場ならびに温度場に対する数値解析結果との比較検討により，流れの構造とそれによる伝熱促進の機構に関して以下の結論を得た．

◇EHD場における複合流について

(1)ダクト流に電場に基づくイオン風が付加される結果，流れ方向を軸とする縦渦がスパン方向に並び，それが流れ方向に発達・成長する複合流が形成される．また，その構造が印加電圧，主流速度，ならびにワイヤ間隔と関連づけて明らかにされた．

(2)発達した縦渦の相互干渉の開始が，渦の発達・成長する空間域であるワイヤ電極のスパン方向間隔と流路高さにより関連づけて示された．

◇熱伝達特性について

(3)電場付与による伝熱促進の主因は，イオン風に基づく渦運動がもたらす伝熱壁近傍の流速の増加および熱的な混合効果であることが定量的に明らかにされた．

(4)比較的低Re数の乱流域において，イオン風による伝熱促進効果が，渦が発達してくる流路後半部において認められた．

(5)ワイヤ電極を流路壁面に近づけた配置とすることにより，中心配置と比較して，より小さなコロナ消費電力で伝熱促進が可能となる．

(6)本実験範囲(P/H=0.5～2)では，伝熱促進に対するワイヤ間隔の影響は単位伝熱面積当りのコロナ消費電力によって概ね関係づけられる．

第5章　固気混相流のEHD制御と伝熱促進

5.1 緒　言

気流中に微細な固体粒子を懸濁した固気混相流は，(1)粒子の伝熱壁への衝突による接触熱伝導，(2)粒子による境界層の撹乱，(3)ふく射特性の改善などの効果により，単相気流と比べて高い熱伝達率が得られる．従来，(3) の効果，すなわち固気混相媒体は単位体積当りの熱容量が大きく，ふく射の射出・吸収能が大きいことを利用した高熱負荷や高温の系が関心を集めてきたが，近年では(1)(2)の効果を活用した比較的低温域での熱伝達の促進が検討されている．この場合，粒子を活発に伝熱壁に衝突させること，あるいは粒子と気流の相対速度差を大きくすることが必要であり，衝突噴流場[5-1)~(5-3)]などの場が対象とされてきた．しかしながら，熱交換器の内部流れにおいては，粒子の熱抵抗層への突入および壁面との衝突は主流と直交する場合が一般的であり，したがってこの場合，主流に対する二次的な流れを粒子に付与される力として期待せざるを得ない．すなわち固気混相流の粒子運動におけるこのような受動的な挙動が，伝熱に対する直接的，間接的な効果を十分に引き出せない原因と言える．

本章では，このように粒子の壁面衝突や境界層の撹乱などの伝熱促進の要因を内在する固気混相流に電場を利用し，粒子運動をEHD的に制御することにより，上記(1)(2)の効果を増大させ壁面熱伝達の向上を追究する．従来，これについてはガラス粒子を供試したMinとChaoによるダクト流[5-3]，吉田らによる管内乱流[5-4]，金属粒子を供試したBologaらによる管内乱流[5-5]での伝熱実験が行われており，熱伝達の向上が，電場の周波数[5-3]，印加電圧，主流速度，ならびにローディング比などの操作条件との関係のもとで追究されている．しかしながら，これらの報告は，EHD場における粒子の挙動ならびにその伝熱促進機構について各論的な情報を提供するにすぎず，電界中のクーロン力を受けて壁面衝突を繰り返す粒子の力学的，電気的，熱的な挙動など，伝熱促進機構の本質に関わる議論が必ずしも十分でないのが現状である．すなわち，伝熱促進の機構は，印加電圧，主流速度，ローディング比などの操作条件と電気的・熱的特性を含む粒子性状とを基本し，電場が付与された流れ場（EHD場）における粒子挙動との関連づけのもとで追究されることになる．

以上のような背景のもとで，本章では，直流電場が付与されたダクト流に均一径を持つガラスあるいは金属粒子を供試した流動・伝熱実験を行い，単粒子運動に対する解析

結果との比較により，EHD場における粒子運動の機構と熱伝達特性について各種の操作条件と関連づけて明らかにする．このような系を対象とした理由は，ダクト流が熱交換器における基本的な系であるばかりでなく，二次元的で比較的安定な粒子の壁面衝突・反発挙動が実現されるためでもあり，また，ガラス粒子は電荷の放出と再荷電に要する時間スケールが比較的長く，金属粒子は極めて短いものであり，これらは運動機構に及ぼす粒子性状（電気抵抗）の影響を検討するために供試されたものである．

5.2 実験装置および方法

5.2.1 実験装置

実験装置の概要ならびに全景写真を図5.1，図5.2に示す．送風機により吸引された空気は，助走ダクト通過時に固体粒子が添加ならびに荷電され，固気混相流となって直交平等電場が付与されている試験部へ流入する．その後，サイクロン集塵装置により固気混相流は分離され，空気は排気，固体粒子は冷却部で冷却された後フィーダに戻る．試験部は、図5.3の加熱平板と，加熱平板にベークライト板（厚さ5mm）と銅板（厚さ1mm）を重ね合わせた多層平板とを対向させたダクトであり，伝熱面でかつ電極面となる平板表面の一方が高電位（負極）に他方が接地電位（正極）となるよう電場が付与される．加熱は，加熱平板に内蔵される加熱用ニクロム箔と12個の補助ヒータへの通電加熱により行い，等熱流束の条件が実現された．加熱用ニクロム箔の裏面には直径0.2mmの銅・コンスタン熱電対を平板中心線上に23対，また，補助ヒータの加熱量を調節するために各補助ヒータと加熱用ニクロム箔の間に挿入されたベークライト板（厚さ5mm）の表裏に12対の熱電対が埋設されている．なお，固体粒子は振動式フィーダを用いて供給され，粒子の荷電は試験部の上流にスパン方向に張ったニッケル線（直径0.2mm）をコロナ放電させ，イオンシャワーを浴びせる方法とした．この方法は，吉田ら[5-6]の指摘によれば摩擦帯電による方法と比較して再現性に優れたものである．

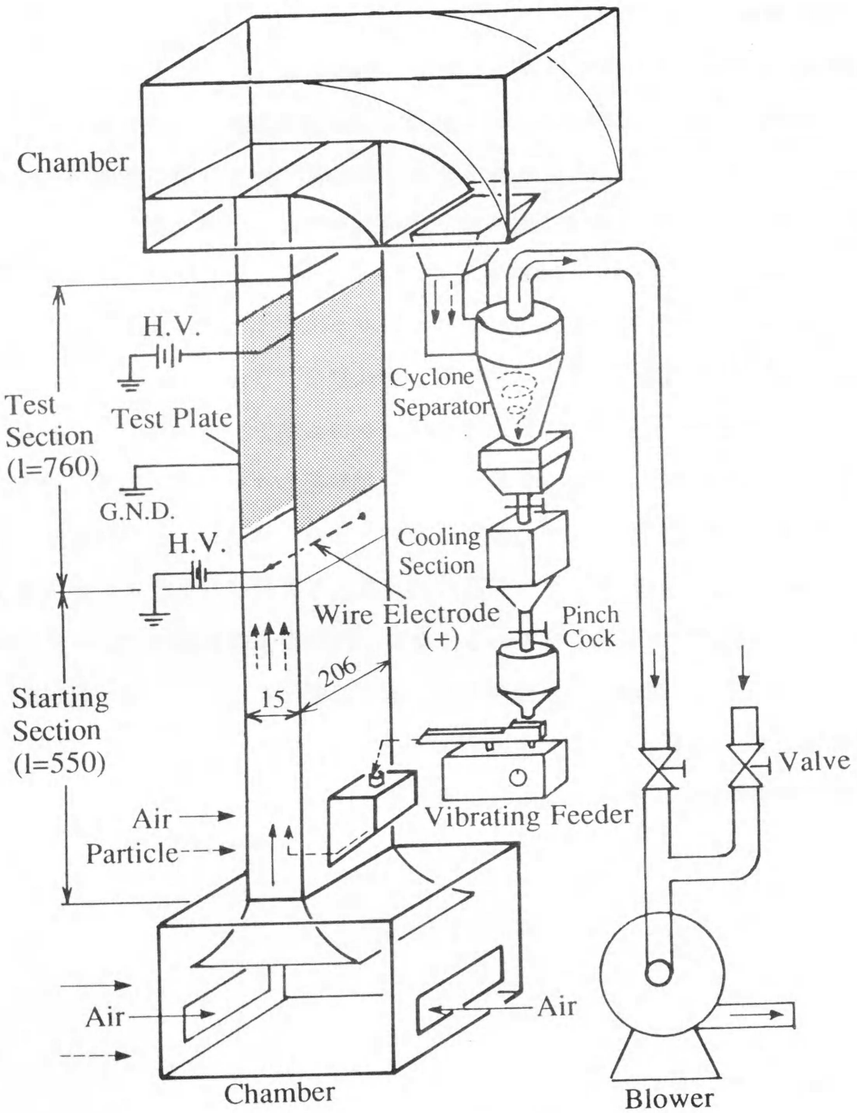


図5.1　実験装置概要

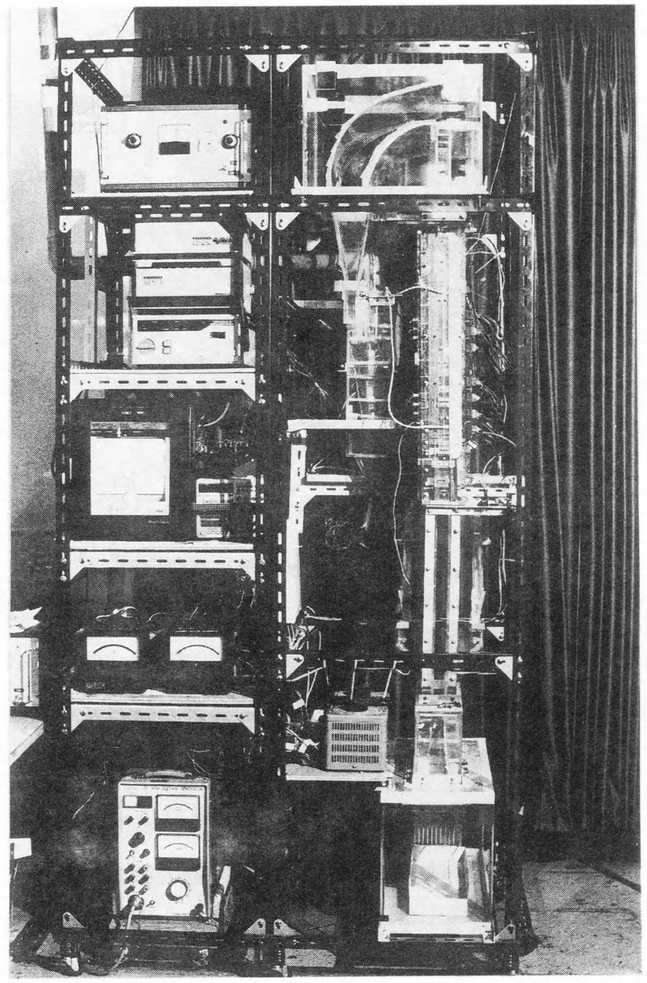


図5.2　実験装置全景

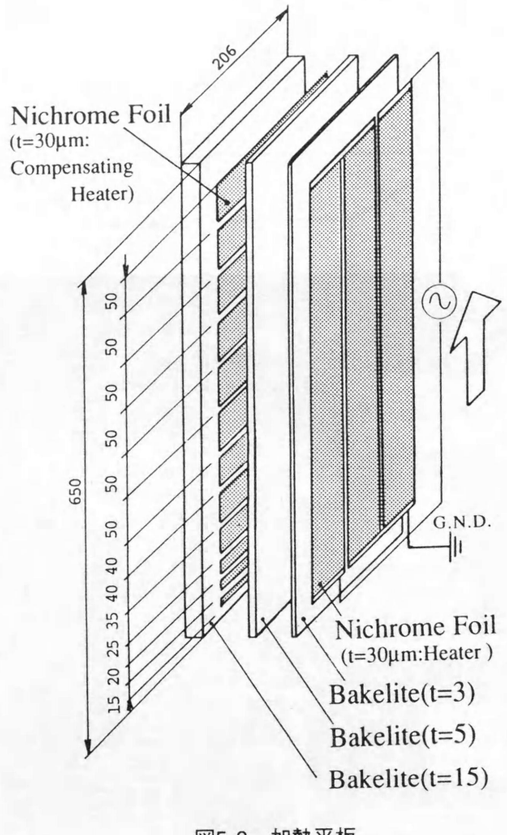


図5.3　加熱平板

5.2.2 実験方法

実験はコロナ荷電部の印加電圧一定 (5.7kV)のもとで，平均主流速度 (1.85～4.5m/s)，平板間の印加電圧 (0～10kV)，ローディング比 (粒子相と気相の質量流量比，0.2～0.6) を種々変化させて行ったものであり，電場中の粒子挙動の観察に加えて，粒子の壁面衝突頻度，圧力損失，粒子の帯電量，および壁面熱伝達率が測定された．以下に各測定法について詳述する．

(1) 粒子挙動の可視化観察

粒子挙動の可視化観察の方法を図5.3に示す．試験部を銅板および透明な導電ガラス板（酸化インジューム膜をガラス板にコーティングしたもの）からなるダクトに取り換え，フラッシュ光を導電ガラス壁からスリットを通して当て，流れ方向断面における軌跡および壁面衝突の状態が流路側面より観察・撮影された．

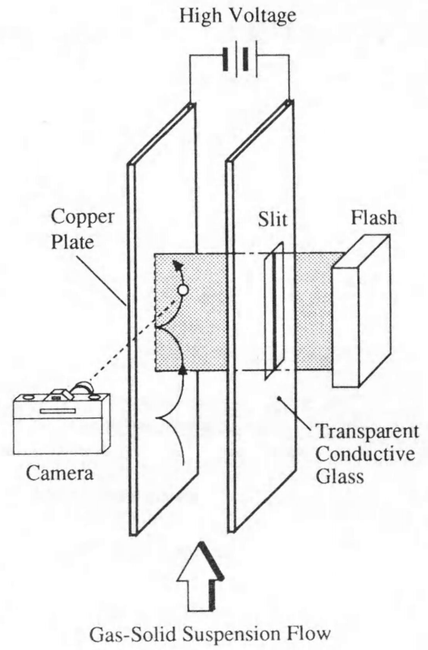


図5.4　粒子挙動の可視化観察

(2) 粒子の壁面衝突頻度

壁面衝突頻度の計測は，黒崎らの方法[5-7]に準じて行った．即ち，流路側面より照明し，正極平板（導電ガラス）に衝突する粒子の挙動を実体顕微鏡を通してVTRに録画した後，VTRの再生画面上の一定面積に衝突する粒子の個数を1秒間計測し，単位面積・単位時間に換算することにより求められた．

(3) 圧力損失

圧力損失は，試験部の入口と出口に直径0.5mmの圧力測定孔を設け，静圧差を微差圧計（分解能0.1Pa）を用いて測定し求められた．

(4) 粒子帯電量

図5.5に粒子帯電量の測定系を示す．ダクト側壁から挿入されたガラス製のサンプリングプローブがビニールチューブを介して吸引式ファラデーケージに接続されている．ファラデーケージは相互に電気的に絶縁された黄銅製の二重容器とし，一定速度で混相流を吸引することにより粒子群をファラデーケージの内容器に装着されている円筒ろ紙

に捕集し，その電荷量をエレクトロメータ（入力抵抗$10^{13}\Omega$)を用いて測定する．また，同時にその質量を電子てんびんにより秤量した．この場合，測定される電荷量は捕集された粒子群の持つ電荷の代数和となる．予備実験の結果から，サンプリングの過程でプローブあるいはビニールチューブ内で生じる粒子の摩擦帯電の影響，および吸引に伴う気流速度分布の変化を少なくする点から，サンプリング速度はダクト内の平均流速と同一とした．また，プローブ自身の帯電の影響を回避するため，ビニールチューブの回りにアルミホイルを巻き，接地した．

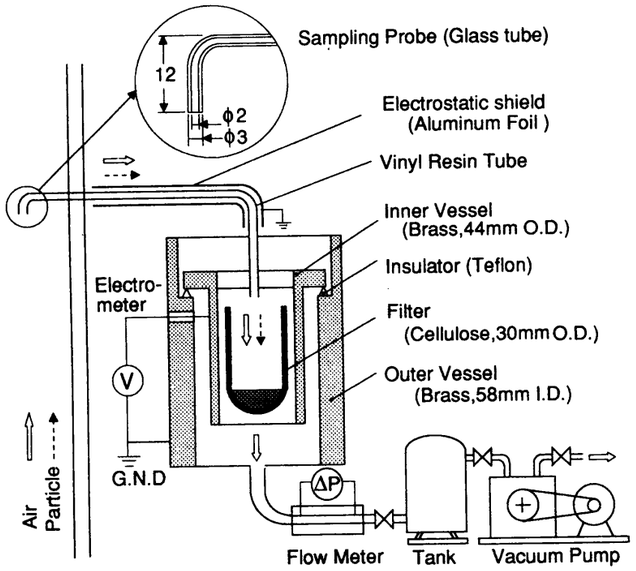


図5.5　粒子帯電量の測定系（吸引式ファラデーケージ法）

(5) 壁面熱伝達率

作動媒体は固体粒子を含む混相流であるが，添加粒子濃度は低く，ローディング比0～0.6の範囲であり，簡単のため空気の物性値を用いて諸量を計算する．伝熱実験は熱流束q_w =300W/m^2（Re =1800の場合のみ200W/m^2）の加熱条件で行われ，定常状態のもとで測定された壁面温度t_w(x)と単相気流の混合平均温度T_m(x)とを用いて熱伝達率α(x)ならびにヌッセルト数Nu(x)が次式により算出された．

熱伝達率：$\alpha(x) = \dfrac{q_w}{T_W(x)-T_m(x)}$　(5-1)

混合平均温度：$T_m(x) = T_0 + \dfrac{2q_w \cdot x}{\rho C_P H U_m}$　(5-2)

ヌッセルト数：$Nu(x)=\alpha(x)\cdot H/\lambda$　(5-3)

レイノルズ数：$Re=U_m\cdot H/\nu$　(5-4)

なお，以上の実験を行うに当たって，粉体粒子の付着力は湿度50～60%を越えると液架橋力によって急激に増大するので[5-8]，特に空気流の相対湿度は40～50%に維持された．また，ガラス粒子は助走ダクトを通過する際にアクリル壁との摩擦により正極性に帯電するため，コロナ放電による初期荷電は正極性とした．したがって，試験部に流入した帯電粒子はまず負極壁面に衝突することになる．

5.2.3 供試粒子の物性

化学的に安定な球形粒子で，熱にも比較的強く，入手しやすいことから市販のガラス粒子を用いた．また，金属粒子としては熱伝導率が比較的高く，耐磨耗性に優れ，かつ比較的よく揃った球形である点から，アトマイズ法で製造された青銅粒子を用いた．図5.6に供試粒子の顕微鏡写真と粒径分布を示す．異形粒子が数%混在しているものの，両粒子は比較的よく揃った球形粒子であることが確認される．供試粒子の物性を表5.1に示す．ガラス粒子と比較して青銅粒子は熱的物性($\rho_P C_P k_P$)および導電性(σ_e)の面で優れている半面，粒子密度(ρ_P)はかなり大きい．

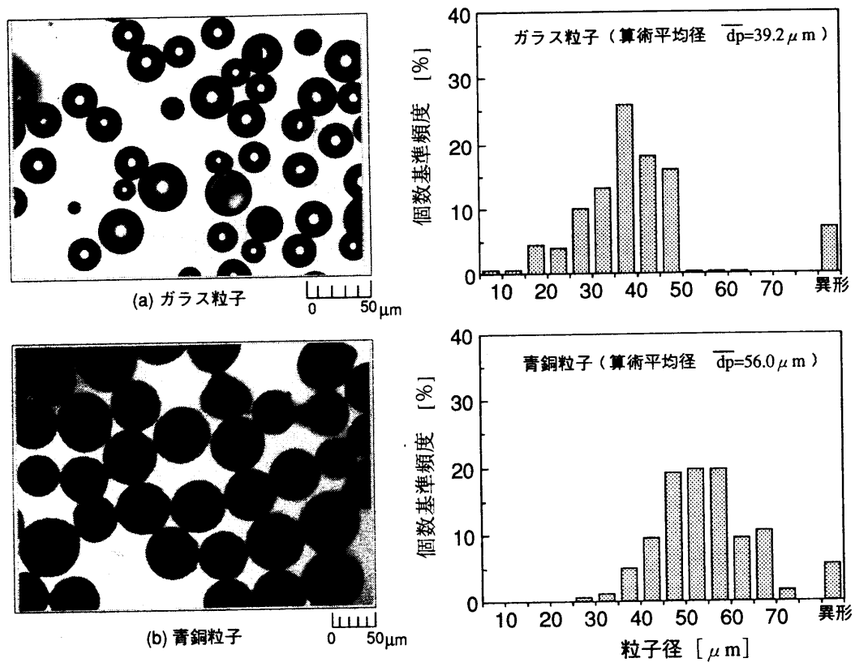


図5.6　供試粒子

表5.1　供試粒子の物性

Properties of particles

Material	Glass	Copper	Bronze
Diameter d_P [mm]	40	40	56
Density ρ_P [kg/m^3]	2490	8960	8860
Specific heat C_p [J/kg K]	670	385	380
Thermal conductivity k_p [W/mk]	1.1	394	84
Electric conductivity σ_e [1/Ωm]	10^{-7} (*1)	5.9×10^{7}	1.15×10^{5}
Relative dielectric constant ε_S	7.4	-	-
Coefficient of restitution e	0.97 (*2)	0.85 (*2)	
Coefficient of kinetic friction μ_k	0.42	0.53	
Young's modulus E_1 [Pa]	6.9×10^{10}	1.3×10^{11}	
Poisson's ratio ν_1	0.24	0.343	
Relaxation time constant of electric charge $\tau_C=\varepsilon_S\varepsilon_0/\sigma_e$ [S]	6.55×10^{-4}	0	0
$\rho_P C_p k_p$ [(J/m^{2}K)^2/S]	1.84×10^{6}	1.36×10^{9}	2.83×10^{8}

(*1)文献(5-9)による値　(*2)文献(5-10)による値

5.3　EHD場における粒子の運動特性

5.3.1　粒子挙動の観察

ダクト高さ方向の2箇所の位置(x/H=3.3, 19.3)で，側面からガラス粒子の挙動を観察し，その結果を図5.7に示す．電場を付与しない場合，粒子は試験部を直線的に通過する[同図(a)]．これに対して電場を付与した場合，クーロン力の作用を受けて帯電粒子はそれと反対の極性を持つ壁面側へ移行し，そこで衝突・反発を繰り返す[同図(b-1)]．やがて粒子は壁面に沿ってしばらくしゅう動した後，突然に反対側の壁面に移行する[同図(b-2)]．このように．粒子が流れ方向に交番する壁面偏り流れが観察された。同図(c)は低レイノルズ数の条件の場合であり，粒子の交差運動は激しく，その交番周期が短くなっている様子がわかる．また，粒子が交差運動して壁面と衝突する角度は図5-7(b)(c)の結果では位置によらず概ね一定である．このことから，粒子が一定の再荷電量に達した段階で，壁面から再飛散し，交差運動していることが推測される．次に青銅粒子の挙動の観察結果を図5.8に示す．電場を付与した場合，クーロン力の作用を受ける青銅粒子はまず負極壁面へ衝突するが[同図(b-1)]，その後はガラス粒子と比較してより活発に交差運動することがわかる[同図(b-2)].

次に，交差運動と操作条件との関係を明らかにするため，試験部に流入し，負極壁面上で衝突・反発の後にしゅう動していたガラス粒子が，正極壁面上に衝突し始めた位置x^*を図5.9に示す．印加電圧の増加ならびにRe数の減少により，x^*は短く，粒子の交差運動が活発になることがわかる．このような領域では粒子の壁面衝突により伝熱が促進されていることが予想される．また，低Re数(Re=1800)で低印加電圧の場合，壁面に到達した粒子の一部が壁面に沿って落下するため，x^*の値は小さめの結果となる．

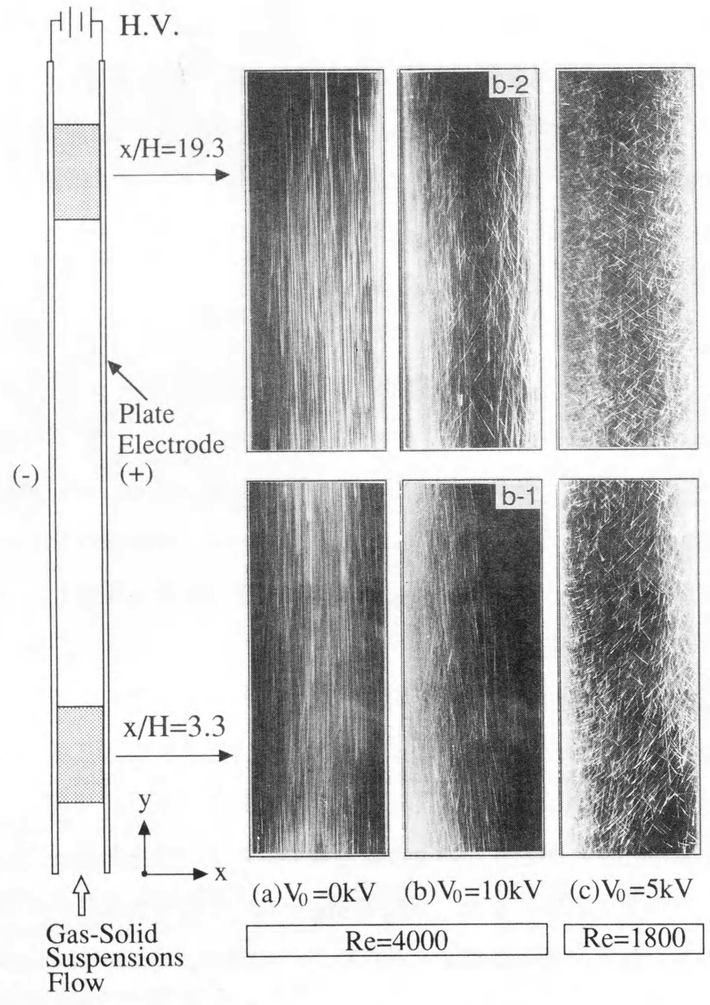


図5.7　EHD場におけるガラス粒子の挙動 (Γ=0.2)

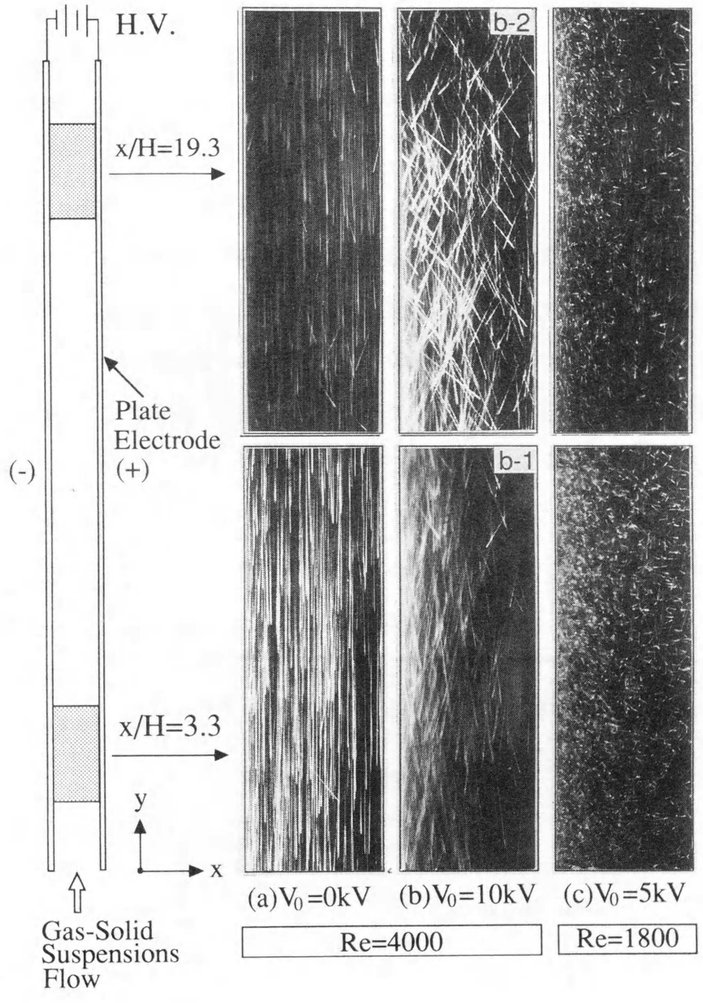


図5.8　EHD場における青銅粒子の挙動 (Γ=0.2)

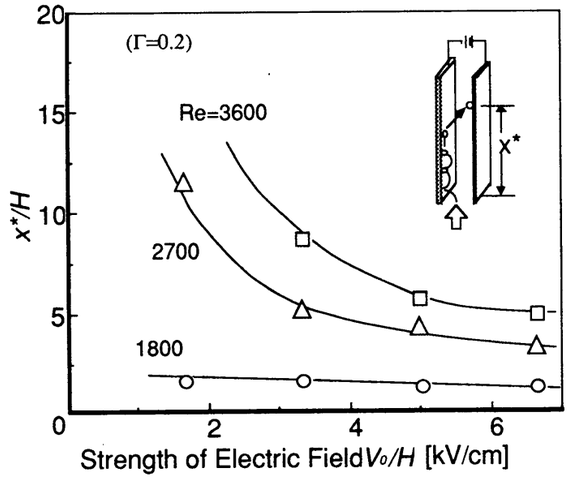


図5.9　交差運動の開始条件

5.3.2 粒子帯電量

固気混相流のEHD制御に利用するクーロン力は粒子の帯電量qと電界強度(V_0/H)の積で与えられる．したがって本節では，粒子帯電量をサンプリング測定し，その結果を5.3.1で明らかにされた粒子挙動と関連づけて検討することにより，壁面上での再荷電を伴う粒子の運動機構について議論を進める．供試粒子としてガラス粒子を用いたが，これは再荷電が比較的長い時間スケールで進行するためにその過程を実験的に捉えやすいためである．

(1)コロナ放電による粒子の初期帯電量

コロナ荷電部のワイヤ電極に高電圧を印加してコロナ放電を発生させ，そこを通過するガラス粒子が得る初期帯電量についての測定結果を提示する．まず粒子の初期帯電量とサンプリング速度との関係について図5.10をもとに検討する．測定された初期帯電量は，コロナ放電による帯電量の他に，助走ダクト通過における摩擦帯電量，サンプリングの過程でプローブあるいはプローブとファラデーケージをつなぐチューブ内で生じる摩擦帯電量などを含んでおり，その内訳の推定値を図中に付記した．サンプリング速度の増加につれてサンプリングによる摩擦帯電の影響が大きくなる傾向が見られるが，他方，コロナ放電による帯電量はサンプリング速度にほとんど依存しないことがわかる．これらの結果と吸引に伴う気流速度分布の変化を少なくする点から，以下の実験ではサンプリング速度はダクト内の平均流速と同一とした．

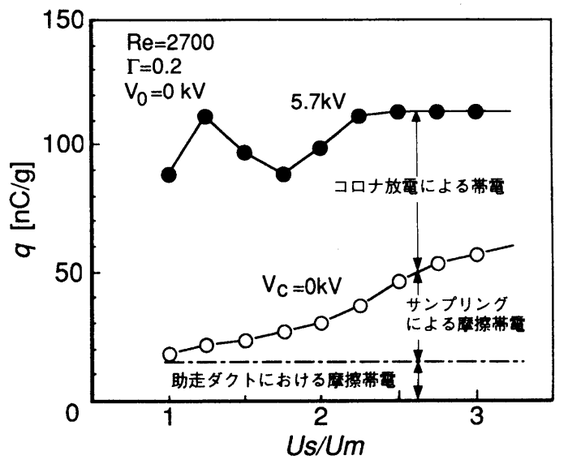


図5.10　粒子の初期帯電量とサンプリング速度の関係

次に，荷電部の印加電圧V_Cを変化させた結果を図5.11に示す．これより，V_Cの増加により，粒子に衝突するイオン数密度が増加するため，粒子の帯電量が増加することが確認される．ただし，低Re数の場合，荷電された粒子の一部が荷電部の接地電極面上に捕集・堆積され，そこで電荷を消失した後に再飛散するため，帯電量の増加は頭打ちになる．また，ローディング比の影響として，ローディング比が低く単位時間当りに荷電部を通過する粒子量が少ないほうが帯電量がやや大きくなる傾向が認められる．

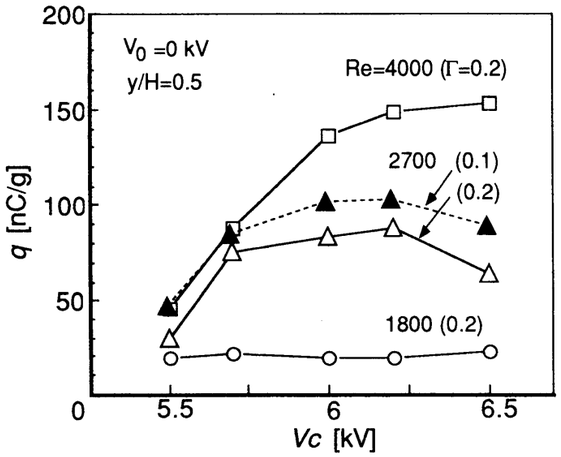


図5.11　粒子の初期帯電量とコロナ印加電圧の関係

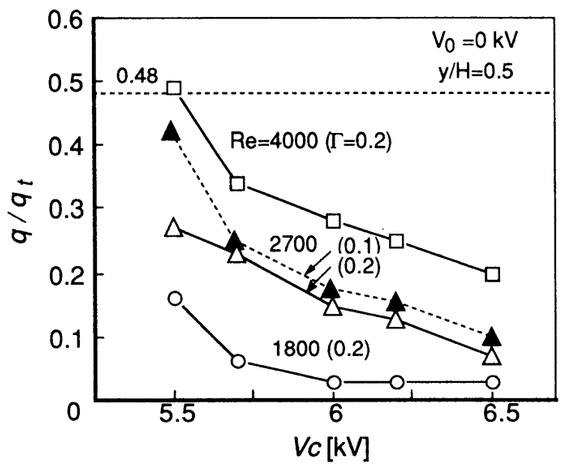


図5.12　初期帯電量と理論飽和帯電量の比

コロナ放電による粒子の荷電は，放電により生成された単極性イオンが電界に駆動されて粒子表面に衝突荷電する電界荷電(field charging)とイオンが熱拡散運動によって粒子表面に付着する拡散荷電(diffusion charging)の二つの異なった機構による．しかし，直径1μm以上の大きさの粒子を対象とする場合，前者の機構が支配的であり，その荷電量はPauthenierにより次式で与えられている[5-11]．

$$q_t = Q\cdot(t/\tau_e)/(1+\tau_e) \quad [C] \tag{5-5}$$

$$Q = 3\varepsilon_s\varepsilon_0/(\varepsilon_s+2)\cdot\pi d_P^2 E_c \quad [C] \tag{5-6}$$

$$\tau_e = 4\varepsilon_0 E_c/i_c \quad [C] \tag{5-7}$$

ここで，　ε_s: 粒子の比誘電率　　i_c: イオン電流密度 [A/m^2]

ε_0: 真空の誘電率=8.85x10^{-12} [F/m]　　E_c: 荷電電界の強度=V_0/H [m]

d_P: 粒子の直径 [m]　　t: 通過時間 [S]

Pauthenierの理論帯電量q_t[式(5-5)]は帯電していく粒子の帯電状態が均一であることを前提として導出されたものであり，比誘電率の大きい粒子の場合，イオンは衝突位置に付着・滞留し，その位置で電位を高めて後続イオンを反発し，荷電を阻害する．このためその帯電量はPauthenierの理論値を下回り，増田らの計算結果によればガラス粒子(ε_s=7.5)の帯電量qはq_tの約0.48倍となる[5-12]．以上の事項を踏まえて，測定された帯電量qとPauthenierの理論帯電量q_tの比を図5.12に示す．本実験範囲内ではq/q_tの値は全般的に0.48よりも小さく，また，荷電部の印加電圧の増加につれてq/q_t値は低下することがわかる．これらのことは，単一ワイヤ電極からのコロナ放電による粒子荷電があまり効率的でないことを示していると言える．

(2) EHD場における粒子の帯電量

次に，コロナ荷電部の印加電圧を一定(Vc=5.7kV)とし，試験平板間の印加電圧V_0を変化させ，EHD場を運動するガラス粒子の帯電量の測定を行った．図5.13は，負極壁面近傍(y/H=0.1)，ダクト中心(0.5)，正極壁面近傍(0.9)の3箇所の位置でサンプリングされたガラス粒子の質量速度$\dot{m}_p$および単位質量当りの粒子帯電量qの流れ方向変化を，ダクト側面から観察された粒子挙動のスケッチと対応させて示したものである．印加電圧が低い場合，正コロナ放電により初期荷電された粒子はそれと異極性である負極壁面に偏って流れることがスケッチおよび$\dot{m}_p$のグラフからわかる[V_0=2.5kV]．このような場合，下流に行くにしたがって帯電量の減少がみられ，壁面衝突･接触に伴う電荷の放出が起こっていることがわかる．次に印加電圧が高い場合[V_0=10kV]，スケッチおよびm_pのグラフより試験ダクト入口付近では負極壁面への偏り流れを呈するが(x/H=3.3)，壁面上を流れる粒子の一部は突然に対向する正極壁面へ移動し始め(x/H=6.6)，下流において正および負極の両壁面への偏り流れとなる(x/H= 13.3, 19.6)．この場合には粒子帯電量の測定結果から，壁面への繰り返し衝突に伴う帯電量の減少(x/H=3.3) に続いて，負極帯電粒子の発生が認められる(x/H=6.6, y/H=0.9)．これは，負極壁面と接触する粒子の一部が主電界の静電誘導により壁面と同極性に再荷電するためであり，実験値はスケッチからわかるように対向壁へ移動し始める負極性の再荷電粒子を多くサンプリングした結果と説明される．また，より下流に見られる帯電量の減少とスパン方向分布の平坦化は正･負極再荷電粒子の混在によるものと考えられる(x/H=13.3, 19.6)．なお，下流において粒子群の持つ正･負極電荷の代数和として正の電荷量に漸近するのは，粒子の壁面衝突やしゅう動による正極性の摩擦帯電の影響によるものと考えられる．

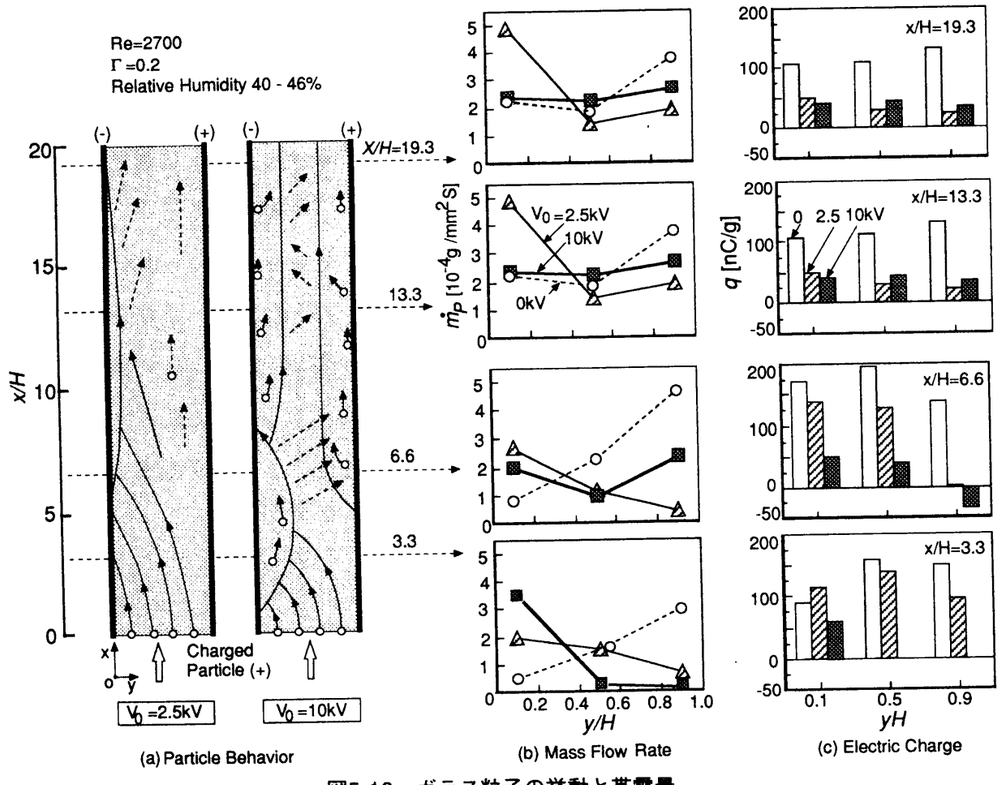


図5.13　ガラス粒子の挙動と帯電量

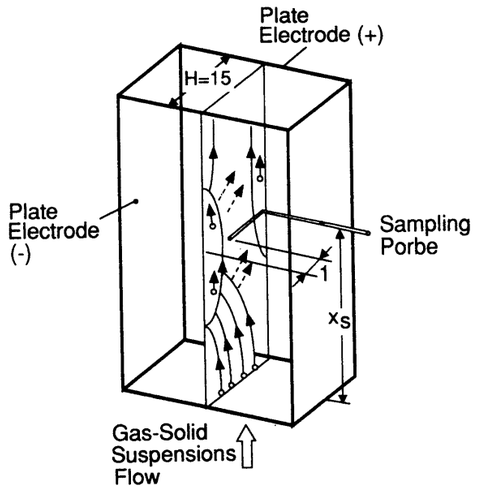
以上の結果が示唆する正･負極帯電粒子が混在する場において，粒子の再荷電量をファラデーケージを用いて測定するためには，同一極性の再荷電粒子を選択的にサンプリングする必要がある．このことを意図して，再荷電粒子が最初に壁面から飛び出し始める壁面領域をサンプリング位置(x)とし，主流方向に流れる粒子の進入をできるだけ無くするため主流と直交する方向にプローブを設置してサンプリング実験を行い（図5.14(a)），得られた粒子帯電量の結果を図5.14(b)に示す．図中の破線は，平板上に接触している球形導体粒子の誘導荷電量[式(5-8)]であり[5-13]，ガラス粒子の最大再荷電量を与えると考えられる．

$$q_{metal}=1.65\pi\varepsilon_0 d_P^2(V_0/H) \tag{5-8}$$

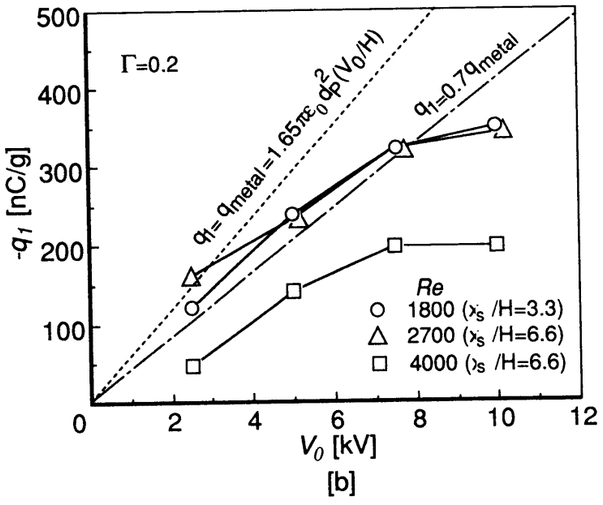
図5.14の結果は粒子の再荷電の発生を裏付けるものであり，また，印加電圧の増加につれて再荷電量が増加する傾向が明らかと言える．より詳細には，再荷電量が印加電圧にほぼ比例して増加する領域（0～7.5kV）とその増加割合が緩やかとなる領域（10kV）からなる．これは，壁面上で再荷電する粒子に作用するクーロン力が大きい条件のもとでは静電誘導による最大再荷電量（破線）に達する前に粒子がクーロン力により流路空間へ飛びだすためと推察される．次にRe数の影響に注目する．高Re数域では粒子が再荷電する壁面領域が流れ方向に拡がるため本手法による再荷電粒子の選択的なサンプリングはかなり困難であり，このためRe=4000の条件に対する実験値は実際よりも低い値であ

ることを考慮すれば，再荷電量のRe数依存性は小さいことが図5.14から予想される．したがって，Re=1800～2700の範囲においてガラス粒子の再荷電量の式を次のように得た．

$$q_{glass}=0.7q_{metal}=1.15\pi\varepsilon_0 d_P^2(V_0/H) \tag{5-9}$$



[a]



[b]

図5.14　粒子の再荷電量

5.3.3　粒子運動の機構とモデル化

本節では5.3.1で明らかにされたガラス，金属粒子の運動特性ならびに5.3.2で明らかにされたガラス粒子の帯電量の結果をもとに，電場が付与された流れ場(EHD場)における粒子運動をガラス粒子ならび金属粒子の2種類についてモデル化する．

(1) 粒子運動のモデル化

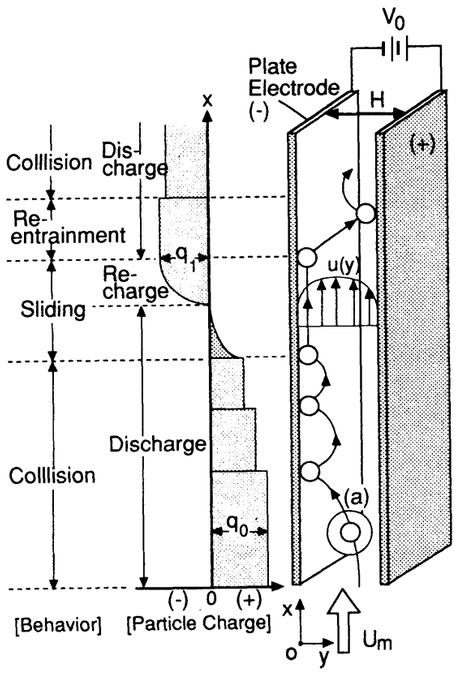
図5.15(a)はガラス粒子の物理モデルであり，次の機構のもとで流れ方向に交番する壁面偏り流れを繰り返す．

1)クーロン力を受ける粒子は壁面との衝突・接触により運動エネルギーの一部が消失し，電荷が放出される．

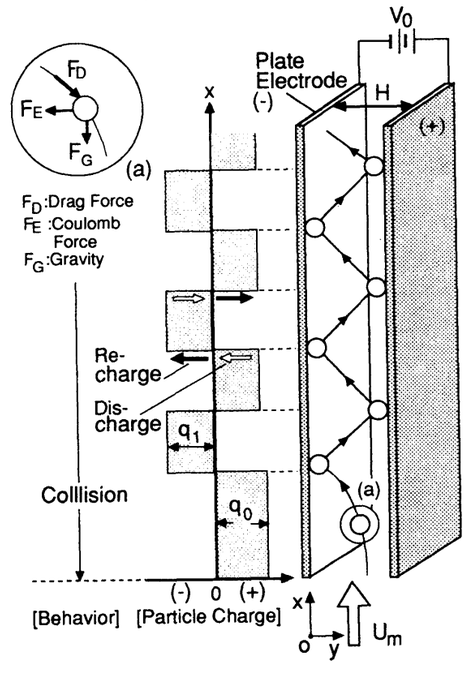
2)このため衝突・反発の挙動は徐々に減衰し，やがて壁面に沿ってしゅう動する．

3)しゅう動の過程で電荷が放出され，続いて電界の静電誘導の作用により粒子は壁面と同極性に再荷電されると，クーロン力により異極性の対向壁への移行が始まる．

これに対して図5.15(b)は金属粒子の物理モデルを示したものである．電気抵抗の小さい金属粒子は壁面との衝突・接触により電荷を放出すると直ちに壁面と同極性に再荷電されることにより，流路をジグザグに往復運動する．なお，図5.15(b)の機構に基づく粒子運動は，空気中に設置された傾斜平板電極間における粒状物質の乾燥促進[5-14]や垂直平板間における液ー液直接接触熱・物質移動の促進[5-15]に利用されている．



(a) Glass Particle



(b) Bronze Particle

図5.15　物理モデルおよび座標系

以下では，提示された物理モデルに基づく解析について項目別に述べる．

運動方程式　　壁面と衝突･反発を繰り返す粒子の運動を，図5.15(a)中(I)に示されるようにクーロン力F_E，重力F_G，抗力F_Dを受ける剛体球の自由運動として解析する．ただし，衝突を繰り返す粒子の壁面に対する入射角が微小となった場合，粒子は図5.15(a)中(II)に示されるように壁面に沿うしゅう動運動に移行すると考え，壁面に対する摩擦力$F_{FRIC}=\mu_K F_E$を考慮して粒子運動を取り扱う．解析に際して以下の仮定を置く．

1)粒子は均質な剛体球である．

2)粒子は移動時に回転運動を示さない．

3)粒子の抵抗係数は一様流中における値で近似される．

4)粒子相互の衝突は無視できる．

5)粒子運動は気流の乱れの影響を受けない．

6)粒子の存在による気流速度分布の変化は無い．

7)帯電粒子の存在による電界の歪みは無い．

したがって図5.15に示される座標系のもと，粒子の運動方程式は次のように与えられる．

運動方程式

（自由運動）

$$m_P\frac{du_P}{dt}=C_D\rho_f\frac{\pi}{8}d_P^2u_r(u-u_P)-m_Pg \tag{5-10}$$

$$m_P\frac{dv_P}{dt}=C_D\rho_f\frac{\pi}{8}d_P^2u_r(v-v_P)-q(V_0/H) \tag{5-11}$$

（壁面しゅう動運動）

$$m_P\frac{du_P}{dt}=C_D\rho_f\frac{\pi}{8}d_P^2u_r(u-u_P)-\mu_K\cdot q(V_0/H)-m_Pg \tag{5-12}$$

[初期条件]

$$t=0:\ u_p=(8/7)U_m(2y/H)^{1/7},\ v_p=0 \tag{5-13}$$

ここでC_Dは粒子レイノルズ数($Re_P=u_r d_P/\nu$)であり，次式で与えられる[5-16]．

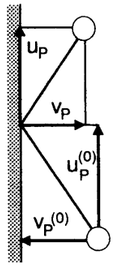
$$C_D=\frac{24}{Re_P}(1+0.125Re_P^{0.72}) \tag{5-14}$$

壁面衝突　壁面衝突後の粒子速度は粒子の壁面付着の効果を無視し，反発係数を導入すれば，均質な剛体球が平面に衝突する二次元衝突問題の解[5-17]により，壁面衝突角に応じて表5.2のように決定される．また，壁面衝突における接触時間については剛体球を弾性体の球と仮想することとし，2球が弾性衝突する場合の接触時間の式[5-18]を単一球が平面衝突する場合に修正した次式により近似的に求める．ここで，v_P*は粒子の壁面衝突速度である．

$$\Delta t_{contact}=2.94\left[\frac{5}{4}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\pi\rho_P\right]^{\frac{2}{5}}\left(\frac{d_P}{2}\right)v_P^{*-0.2} \tag{5-15}$$

表5.2　衝突後の粒子挙動

	No-slip on the wall surface	Slip on the wall surface
Condition	$\left\|v_P^{(0)}/u_P^{(0)}\right\| \geq 2/[7(1+e)\mu_k]$	$\left\|v_P^{(0)}/u_P^{(0)}\right\| < 2/[7(1+e)\mu_k]$
Particle velociy	$u_P = (5/7)u_P^{(0)}$ $v_P = -e\cdot v_P^{(0)}$	$u_P = u_P^{(0)}-\mu_k(1+e)v_P^{(0)}$ $v_P = -e\cdot v_P^{(0)}$



粒子帯電量　図5.15に示されるように，電荷の緩和過程の後に，主電界の静電誘導による再荷電過程を組み込むことによりモデル化する．まず，電荷の緩和過程については，初期帯電量q_0の粒子が時間tの期間接触した後の帯電量qは次式により得られる．

$$q=q_0\exp(-t/\tau_C) \tag{5-16}$$

ここで$\tau_C=\varepsilon/\sigma_e$は電荷の緩和時定数であり，ほぼ$3\tau_C$後に初期値$q_0$の5%にまで下がる．次に再荷電過程については，再荷電量の最大値q_1を式(5-8)[金属粒子]，式(5-9)[ガラス粒子]で算出し，また再荷電に要する時定数を電荷の緩和時定数τ_Cと同一であると見積り，次のように定式化する．

$$q=q_1[1-\exp(-t/\tau_C)] \tag{5-17}$$

(2) 解法

解法の手順を図5.16にフローチャートで示す．粒子軌跡は運動方程式(5-10)(5-11)をルンゲークッタージル法を用いて数値積分することにより求める．粒子が壁面に到達した

場合には，入射角に応じて表5.2より衝突後の速度を計算し，再び運動方程式(5-10)(5-11)から反発後の粒子運動を計算する．また，壁面への入射角が1°以下になった場合には壁面しゅう動へ移行させ，運動方程式(5-12)を解くことにより粒子運動の計算を進める．以上の計算において，粒子の帯電量は次の手順により求める．まず電荷の緩和過程にある粒子の帯電量は，粒子の壁面衝突･接触ごとに式(5-16)に基づいて更新し，q/q_0の値が5%以下になった時点で再荷電過程へ移行させる．再荷電過程では，粒子の帯電量を式(5-17)から求め，q/q_1が95%以上になった時点で再荷電が完了したとみなし，運動方程式(5-10)(5-11)に基づいて再飛散する粒子運動の計算を進める．計算はガラスあるいは銅粒子と銅板壁面との組み合わせについて行い，その物性値は表5.1によった．

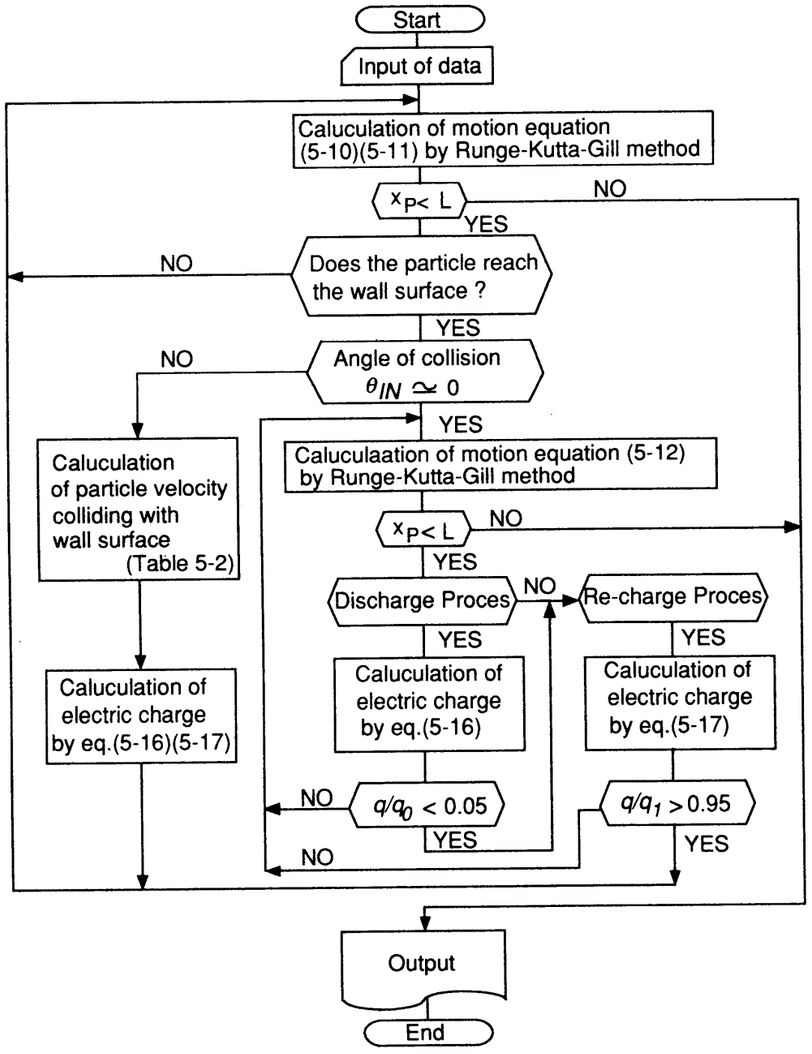


図5.16　フローチャート

5.3.4　結果と考察

解析により得られた粒子軌跡の一例を図5.17，図5.18に示す．図5.17はガラス粒子の飛行軌跡であり，印加電圧が比較的低い場合には粒子運動の壁面偏りが強く現われ，その交番周期が長くなるのに対して，印加電圧が高くなるにつれて粒子が壁面間を頻繁に往復する様子がわかる．図5.18は銅粒子の結果であり，印加電圧の増加に伴って粒子の壁面衝突角が増加することがわかる．また，両図には印加電圧10kVの場合について粒子速度の流れ方向変化を示す．ガラス粒子の壁面衝突速度は再荷電した直後の壁面衝突時を最大とし，衝突ごとに徐々に減衰するのに対して，銅粒子の壁面衝突はより大きな速度でかつ均一なものとなること等，ガラス粒子ならびに銅粒子の運動が明確となる．

次にガラス粒子および青銅粒子を供試した流動実験を行い，正極壁面近傍における各粒子の挙動を実体顕微鏡を用いてフラッシュ撮影した結果とそのスケッチを図5.19に示す．フラッシュの光強度は立ち上がりが急でその後は緩やかに減衰していくので，各写真において粒子は像が鮮明な軌跡の端部を始点とし，細くなっていく端部を終点とする方向に運動している．これより，壁面衝突したガラス粒子は一部が対向壁へ移行するもののその多くは壁面と繰り返し衝突するのに対して，青銅粒子は直ちに反発して対向壁へ移行している様子が捉えられる．このようなフラッシュ撮影された粒子軌跡を分析し，フラッシュ閃光時間を1/500秒として求めた壁近傍の空間域(4.5mm×7mm)における平均の粒子速度を，流れ方向(u_p)と壁面垂直方向(v_p)に分けて図5.20に示す．図中の○印は壁面衝突する粒子を，●印は壁面から再飛散する粒子を表す．印加電圧の増加につれてv_pが増加し粒子の壁面衝突が活発化するが，それと同時にu_pは減少する傾向を示し，粒子は気流速度を低下をさせるものと考えられる．特に，反発係数が小さくかつ大きな速度で壁面衝突を繰り返す青銅粒子は，流れ方向の運動エネルギーの消失が大きく，また粒子重量が大きいため気流による加速効果も小さいため，電場の付与に伴うu_pの減少は顕著となる．図中の破線は，y/H =0.5の位置から流入した単粒子が対向壁面で再荷電した後に壁面衝突する速度を求めた解析結果である．粒子運動の3次元性のためスリット光面内における粒子軌跡の長さは実移動距離よりも小さくなること，粒子運動に伴う気流速度分布の変化および壁面衝突における摩擦帯電などの影響により，解析値と実験値の間に若干の差異が生じているものの両者は比較的良く一致しており，これより本解析モデルの有効性が概ね裏付けられる．

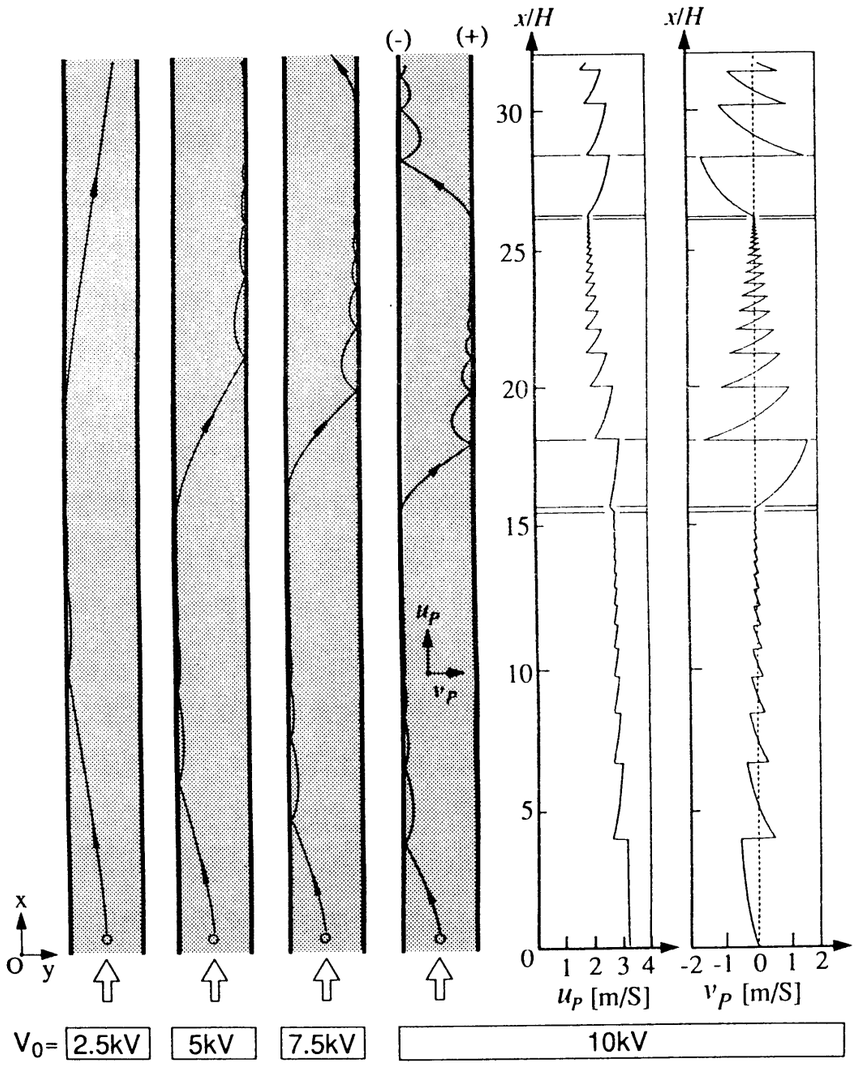


図5.17　粒子の軌跡と速度 (ガラス粒子、Re=2700)

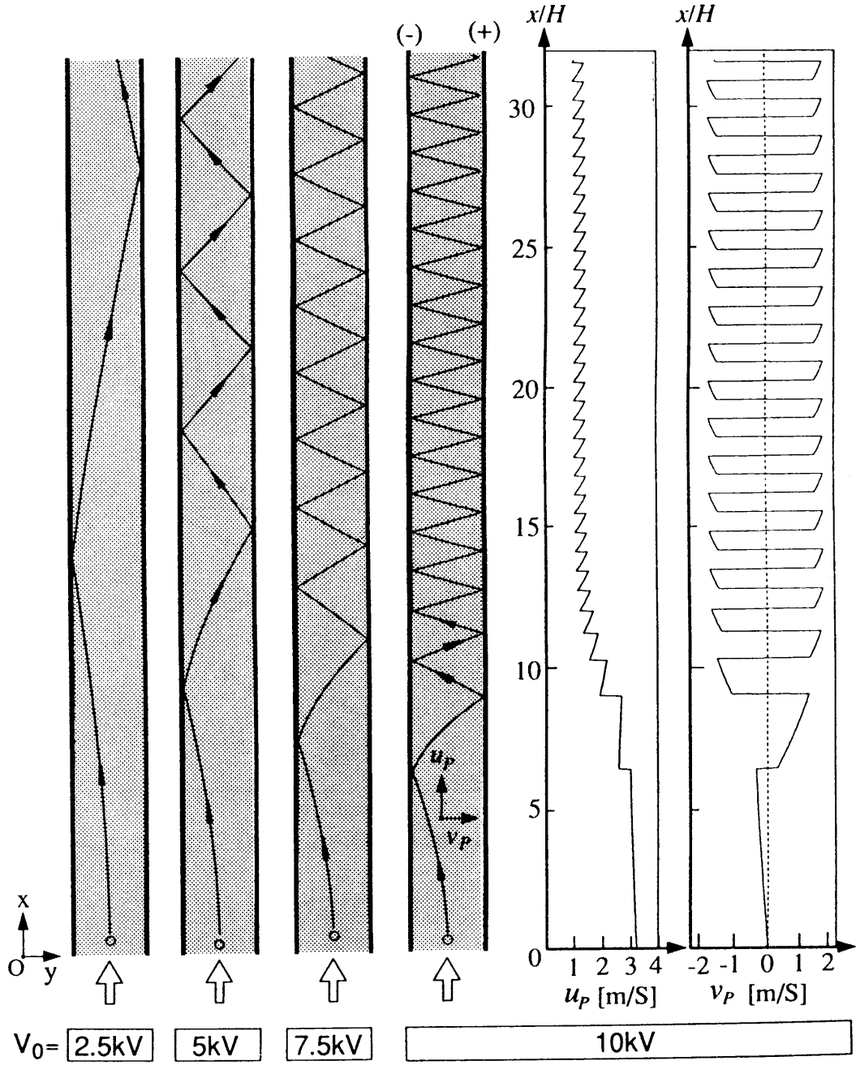
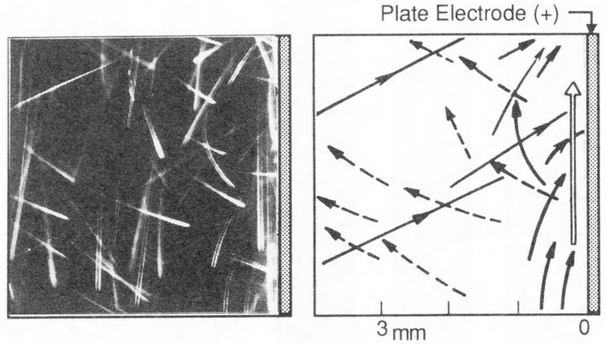
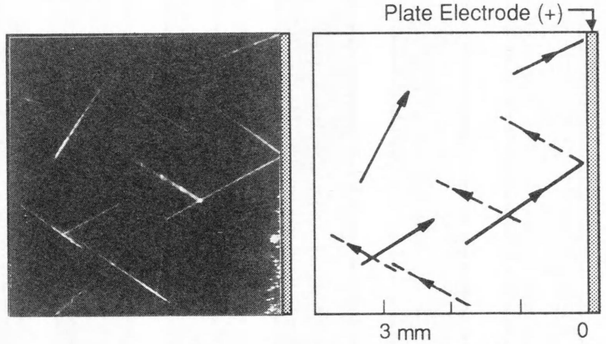


図5.18　粒子の軌跡と速度 (銅粒子、Re=2700)

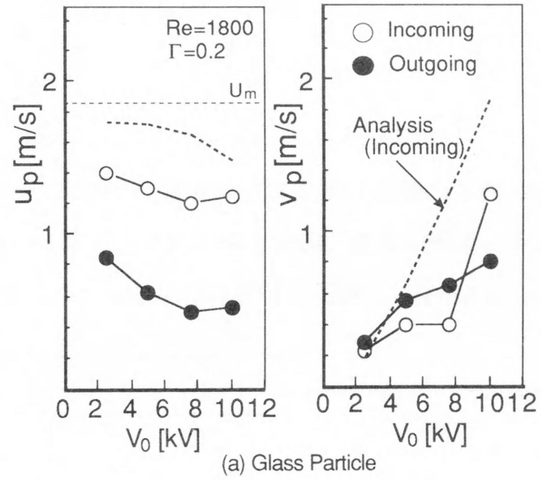


(a) Glass Particle [Re=1800, V_0 =7.5kV]

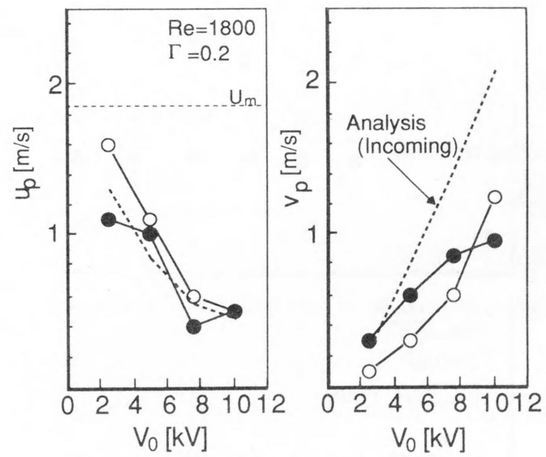


(b) Bronze Partilce [Re=2700, V_0 =10kV]

図5.19　壁面近傍における粒子挙動 [Γ=0.2, *x/H*=13.3]



(a) Glass Particle



(B) Bronze Particle

図5.20　粒子速度と印加電圧の関係 [Γ=0.2, *x/H*=13.3]

5.4 EHD場における固気混相流熱伝達

5.4.1 局所熱伝達率

ガラス粒子を供試した実験結果の一例として局所熱伝達率の流れ方向分布を図5.21に示す．まず，電場を付与しない場合，単相気流による熱伝達率（●印）と比較して，粒子を添加した固気混相流による熱伝達率（○印）は正極壁面で減少，負極壁面で増加する傾向が見られる．これは，本実験での粒子供給が不均一になされるためで，気流よりも遅れて流れる粒子群が偏る正極壁面側で気流の減速が，疎となる負極壁面側で気流の加速が生じるためと考えられる．また，鉛直上向き流れを対象とした本実験系では，粒子の壁面衝突が少なく（図5.7(a)），粒子径が比較的小さいため乱れ強さの変化が生じ

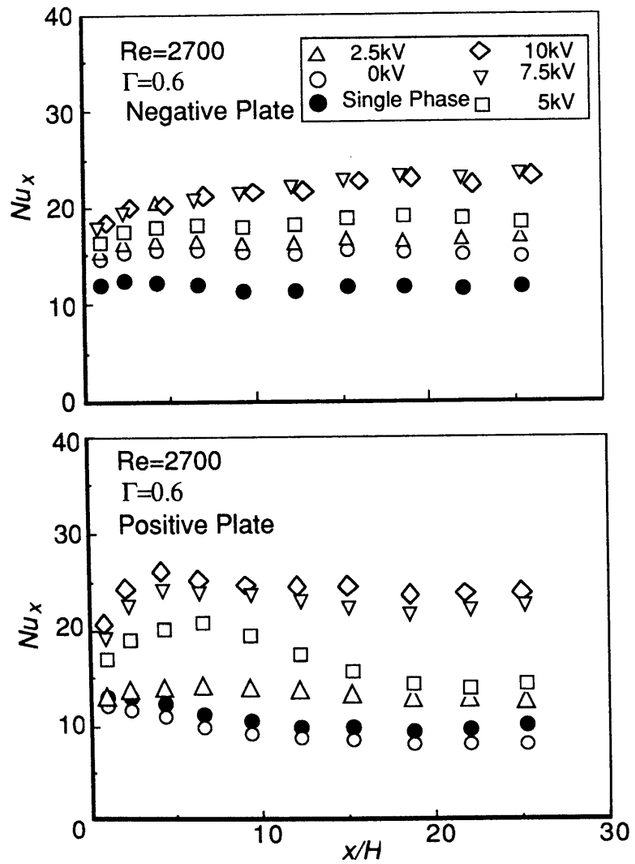


図5.21　局所熱伝達率の流れ方向分布（ガラス粒子）

にくいこと等により，平均的には伝熱促進効果が小さいと言える．次に，この状態で電場を付与すると，印加電圧の増加につれて両加熱壁面のほぼ全域にわたって熱伝達率が向上し，電場付与による促進効果が明確に現われる．

5.4.2 熱伝達特性に及ぼす各種操作条件の影響

次に，ガラス粒子を懸濁した混相流の熱伝達特性を各種の操作条件と関連づけて図5.22に示す．ここで，図5.21に見られたように熱伝達率の局所性は正および負極の加熱壁面において異なるため，各加熱壁面における流れ方向の平均ヌッセルト数を求め[式(5-18)]，それらの平均値として$\overline{Nu}$を定義している[式(5-19)]．

$$Nu=\int_0^{L_x} Nu_x dx/L_x \qquad (5\text{-}18)$$

$$\overline{Nu}=(Nu_{positive}+Nu_{negative})/2 \qquad (5\text{-}19)$$

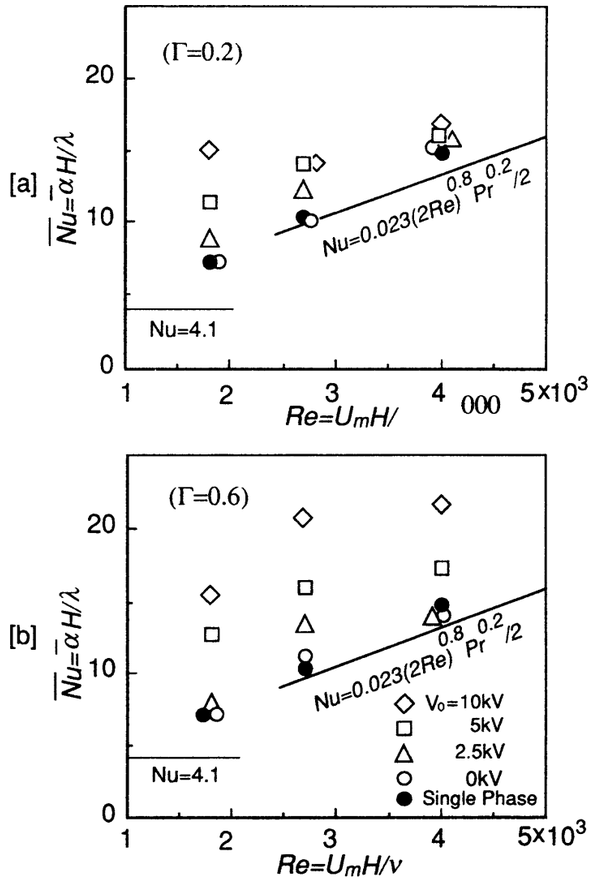


図5.22から，Re数の増加につれて促進効果が減衰する傾向が特に低ローディング比（同図(a)）の場合に顕著となることがわかる．また同図(a)(b)の比較から，ローディング比が大きいほど活動する粒子数が増加するため，それによる促進効果が大きくなることなど，操作条件の影響が明らかとなる．

図5.22　平均熱伝達率（ガラス粒子）

5.4.3 伝熱促進の機構と粒子効果

伝熱促進の要因は，5.3で明らかにされたように，粒子の壁面衝突が活発化することにあり［図5.7(b)(c)］，これに伴って(1)粒子ー気流間の相互作用による境界層の撹乱（粒子の間接的効果），(2)粒子ー壁面間の接触熱伝導（直接的効果），などが効果的に作用するためと考えられる．伝熱促進における(1)と(2)の効果を分離・評価することは容易でないため，粒子の壁面衝突頻度を粒子効果の大きさを表す指標として用い，熱伝達との関係について検討する．

図5.23に正極壁面へのガラス粒子の平均衝突頻度の測定結果を示す．VTRの再生画面の1コマ(1/30秒)間に壁面衝突・反発する粒子は計数できないため，測定値は実際の値よりも低いことが予想されるが，定性的には印加電圧およびローディング比の増加，ならびに*Re*数の減少により衝突頻度が増加する傾向が明確となる．次に，粒子の壁面衝突頻度と熱伝達率の関係を，いずれも正極壁面における平均値として図5.24に示す．衝突頻度の増加につれて熱伝達率は増加し，両者の相関性が認められる．また，増加の度合いが*Re*数が高いほど大きくなっていることは，主として*Re*数の増加と共に同一衝突頻度における乱れ生成の効果が強まるためと推察される．したがって，熱伝達の促進には粒子の壁面衝突を活発化することが有効であり，このような観点から操作条件（印加電圧，*Re*数）や流路形状の最適化が図られることになる．

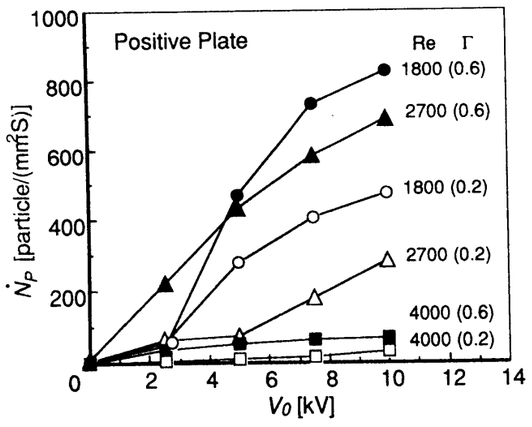


図5.23　粒子の壁面衝突頻度（ガラス粒子）

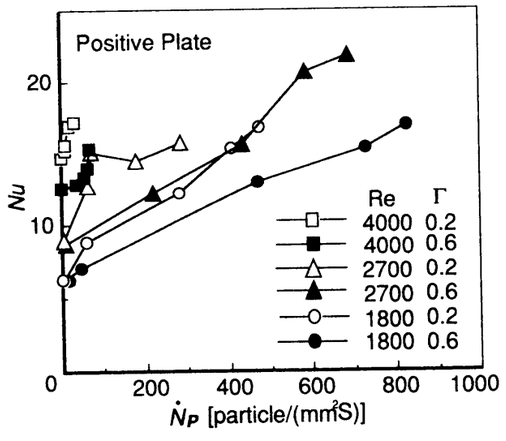
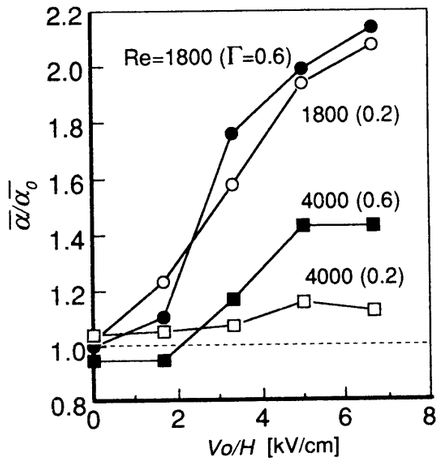


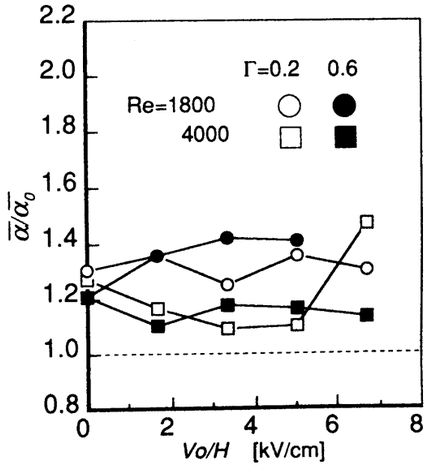
図5.24 熱伝達率と粒子の壁面衝突頻度の相関（ガラス粒子）

次に，電場の効果をより明確にするために，熱伝達率の結果を単相気流に対する比である伝熱促進率で図5.25に示す．同図(a)はガラス粒子のを供試した結果を示したものである．伝熱促進率は印加電圧に対して単調増加する傾向が一般的であるが，比較的高Re数・高ローディング比の条件(*Re* =4000, Γ=0.6)では，ある程度以上の強さの電場を付与してはじめて単相気流を上回る効果が現われている．このような印加電圧の増加に対する促進効果の遅れは，電場による粒子運動の活発化が十分でない場合においては，添加粒子はむしろ乱れの抑制など負の効果をもたらすためと考えられ，電場利用において留意すべ点である．また，ローディング比の増加に伴う熱伝達率の向上は，粒子の壁面衝突が活発となる印加電圧の高い場合に顕著に現われている．

次に，青銅粒子を供試した場合の結果を図5.25(b)に示す．熱的物性に優れる青銅粒子の場合，粒子添加のみで熱伝達率は向上している．この状態で電場を付与して粒子の壁面衝突を活発化させると，高い印加電圧において伝熱促進率の向上がみられる．これより，金属粒子を含む混相流に対する電場付与の有効性が確認される．しかし同図(a)との比較から，青銅粒子による伝熱促進率はガラス粒子のものより小さい．これは粒子重量が大きいために粒子が気流速度を低下させることや，ローディング比一定の条件では粒子数が少なくなることが関係していると考えられる．



(a) Glass Particle



(b) Bronze Particle

図5.25　平均伝熱促進率

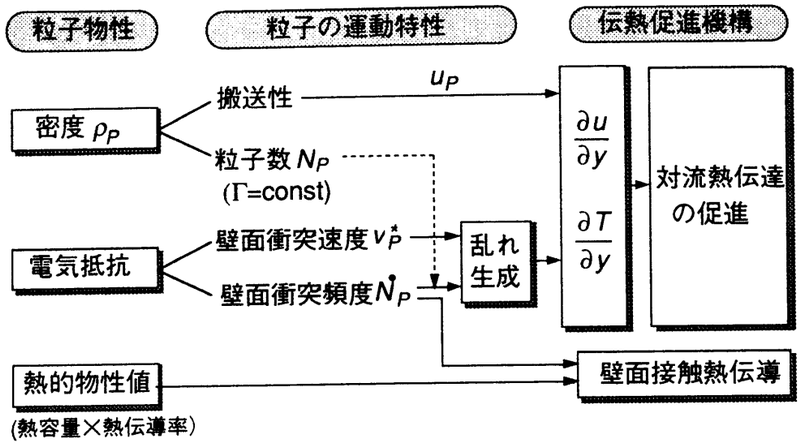


図5.26　粒子物性と伝熱促進機構

以上の結果をもとに，粒子物性と伝熱促進機構の関係を図5.26に示す．電場利用による伝熱促進に適する粒子としては，壁面衝突速度が大きく，また衝突が均一でEHD制御が容易である点を重視するとすれば粒子の電気抵抗が低いことが必要であり，また一方，粒子の搬送性の点からは粒子密度が低いことが必要であると言える．一般に電気抵抗が低い粒子は密度が大きいため，一種類の物質からこのような特性を持つ粒子を得ることは難しく，したがって，軽い固体粒子（例えばポリスチレン粒子など）に金属微粒子をコーティングした複合粒子がその有力な候補として考えられる．

5.5　結　言

気流中にガラス粒子あるいは金属粒子を懸濁した固気混相ダクト流を対象に，粒子軌跡の観察，帯電量の測定，および伝熱実験を行った．さらに，モデル化のもとでの単粒子の運動に対する解析と実験結果との比較により，EHD場における粒子の運動機構と壁面熱伝達の特性が検討され，以下の結論を得た．

◇EHD場における粒子運動の機構について

(1)ガラス粒子は，壁面衝突・反発の繰り返しにより徐々に電荷を放出し，やがて壁面に沿うしゅう動の過程において異極性に再荷電される．ガラス粒子はこのように再荷電に要する時間が比較的長く，再荷電された粒子は対向壁へ移行し，流れ方向に交番する壁面偏り流れを繰り返す．また，低Re数あるいは高印加電圧のもとでは交番周期は短くなり，粒子が流路内で頻繁に交差運動する．

(2)金属粒子は電気抵抗が小さく再荷電に要する時間が極めて短いため，壁面との衝突・接触により電荷を放出すると直ちに壁面と同極性に再荷電され，対向壁へ移行する．このような機構のもとで流路をジグザクに往復運動する．

(3)電場を付与することにより，印加電圧の増加につれて壁面垂直方向の粒子速度が増加するが，同時に流れ方向の粒子速度は減少する傾向を示す．

(4)壁面衝突における再荷電を考慮した単粒子の運動モデルが提示され，解析結果と実験結果との比較によりその有効性が概ね裏付けられた．

◇熱伝達特性について

(5)電場の付与に伴って粒子の壁面衝突が活発となり，これにより流路の両加熱壁面のほぼ全域にわたって熱伝達の向上が実現される．伝熱促進率はクーロン力の強さを表す印加電圧ならびに活動する粒子数と関係するローディング比の増加につれて増大する．

(6)粒子の壁面衝突頻度と熱伝達率の相関性が明らかにされた．

第6章　電場利用による伝熱促進の総合評価

6.1 緒　言

熱交換器の設計においては，エネルギー価格と熱交換器の購入・設置にかかるコストなどの経済的要因と，伝熱性能および耐用年数などの技術的要因とが問題となる[6-1]．伝熱促進の目的は技術的要因のなかの伝熱性能の向上に位置づけられる．一般に，伝熱促進のための受動的・能動的な手法の適用は，熱伝達の向上とともに流動損失の増大や補助的な動力投入というマイナスをもたらし，総合的な熱交換器の性能が必ずしも改善されない場合もありうる．

本章では以上の観点から，第3章，第4章で対象としたコロナ放電によるイオン風，および第5章で対象とした電場が付与された固気混相流に対して，総合的な伝熱性能の評価を行う．従来，伝熱促進の目的と制約条件の組み合わせにより種々の評価基準が提案されているが[6-2]~[6-5]，ここでの電場利用に対する評価は，流動損失と電力損失の総和を投入エネルギーと考え，伝熱量をその関数として比較する方法によった．これにより受動的手法との比較が可能となり，電場利用の有用性について検討した．

6.2 摩擦係数

流動損失は，試験部入口から上流30mmの位置と電場の影響を受けない出口から下流90mmの位置に圧力測定孔(ϕ 0.5mm)を設け，そこでの静圧差ΔPを微差圧計（分解能0.1Pa）を用いて測定し，次式で算出される摩擦係数により評価した．

$$f = \Delta P / [(L/d_e) / (\rho U_m^2/2)] \tag{6-1}$$

ここで，deは流路の等価直径，ρは空気の密度，U_mは主流速度，Lは試験部入口と出口における圧力測定孔の距離である．

まず，ダクト流にイオン風を付与した場合の結果をワイヤ電極の平行配置の場合を例に図6.1に示す．まず，電場を付与しない通常のダクト流における実験値（黒丸印）は，層流域(Re＜2000)では微差圧計の測定精度が不足するため実験値は数少なくなるが，実線で示される層流ダクト流に対する理論式

$$f=96/Re \tag{6-2}$$

にほぼ一致している．また，Re＞2500 の領域では流れは乱流へ遷移し，実験値は実線で示される乱流場について求められたKarman-Nikuradse の式

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2log_{10}(Re^*\sqrt{f}) - 0.8 \tag{6-3}$$

とほぼ一致する．式(6-3)で用いられているRe^*はJonesによって提案された修正レイノルズ数であり，次のように与えられている[6-6]．

$$Re^*=\psi Re \tag{6-4}$$

ここでψは流路の縦横比の関数であり，

$$\psi = \frac{2}{3} + \frac{11}{24}\frac{B}{H}(2-\frac{B}{H}) \tag{6-5}$$

本試験ダクトにおいては0.78となる．以上の結果から，本試験ダクトの妥当性が確認された．次に電場を付与した場合，低Re数の領域を中心に摩擦係数の増加が生じているが，主流速度の増加につれて主流の慣性力に対するクーロン力の比が相対的に弱まるため摩擦係数は実線で示される通常の乱流場の値に漸近していく．なお，受動的方法との比較として，ねじれテープ[6-7]，タービュレンスプロモータ[6-8]を設置した場合の結果を図中に点線で付記するが，イオン風を伴う流れ場における摩擦係数はこれらの手法を用いる場合よりも小さい．

次にガラス粒子を供試した固気混相流における圧力損失の測定結果を図6.2に示す．固気混相流における圧力損失の要因は，

(1)流体と壁面との摩擦による圧力損失ΔP_F

(2)粒子を搬送するのに要する圧力損失ΔP_P

に大別される．いずれのRe数の場合にも，無電場(V_0=0kV)における圧力損失は粒子の添加によりΔP_Pの分だけ単相流の場合よりも増加している．この状態で電場を付与すると，印加電圧ならびにローディング比の増加につれて圧力損失の増加が認められる．これは粒子運動が活発となるのに伴って，

(1)壁近傍における乱れ生成による気流速度勾配の増加によるΔP_Fの増加

(2)粒子－気流間の相対速度差の増加によるΔP_Pの増加

により，圧力損失が増加するためと説明される．図6.3に摩擦係数を示す．本手法に伴う圧力損失は受動的方法（ねじれテープ，タービュレンスプロモータ）と比較して小さく，また，イオン風（図6.1）と比較してより高Re数域まで電場の効果が現われていることがわかる．

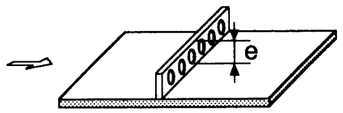
(a) Twisted Tape (P/d=22, d=50mm)

(b) Turbulence Promoter (P/H=1.75), H=100mm

(b-1) Rib Type (e/H=0.13)

(b-2) Rib Type (e/H=0.09)

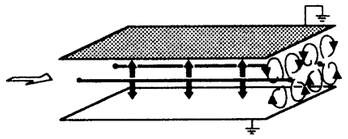
(b-3) Half-Perforated Rib Type (e/H=0.09, β=9)



(c) Ionic Wind

Paralle Wire Arrangement

(P/H=1.3, Positive Corona)



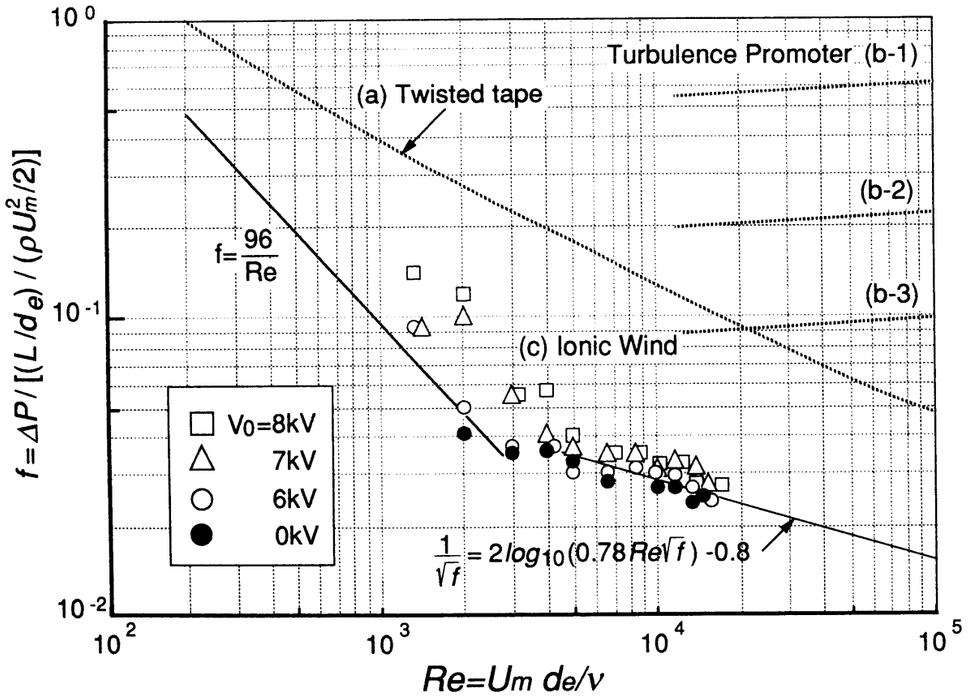


図6.1　摩擦係数

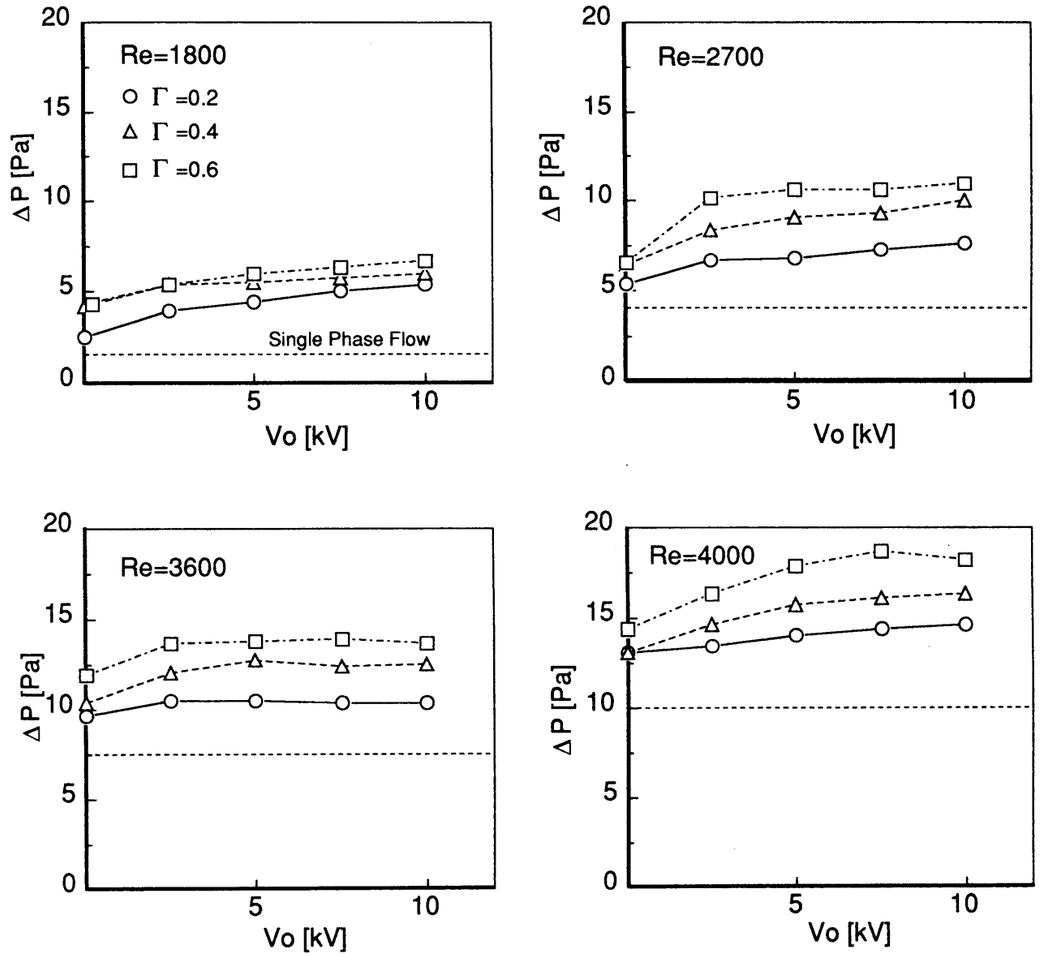


図6.2　固気混相流における圧力損失（ガラス粒子）

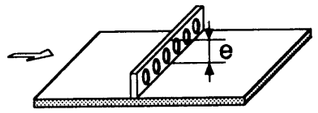
(a) Twisted Tape (P/d=22, d=50mm)

(b) Turbulence Promoter (P/H=1.75, H=100mm)

(b-1) Rib Type (e/H=0.13)

(b-2) Rib Type (e/H=0.09)

(b-3) Half-Perforated Rib Type (e/H=0.09, β=9)



(c) EHD Gas-Solid Susupension Flow

(Glass Particle, Γ=0.6)

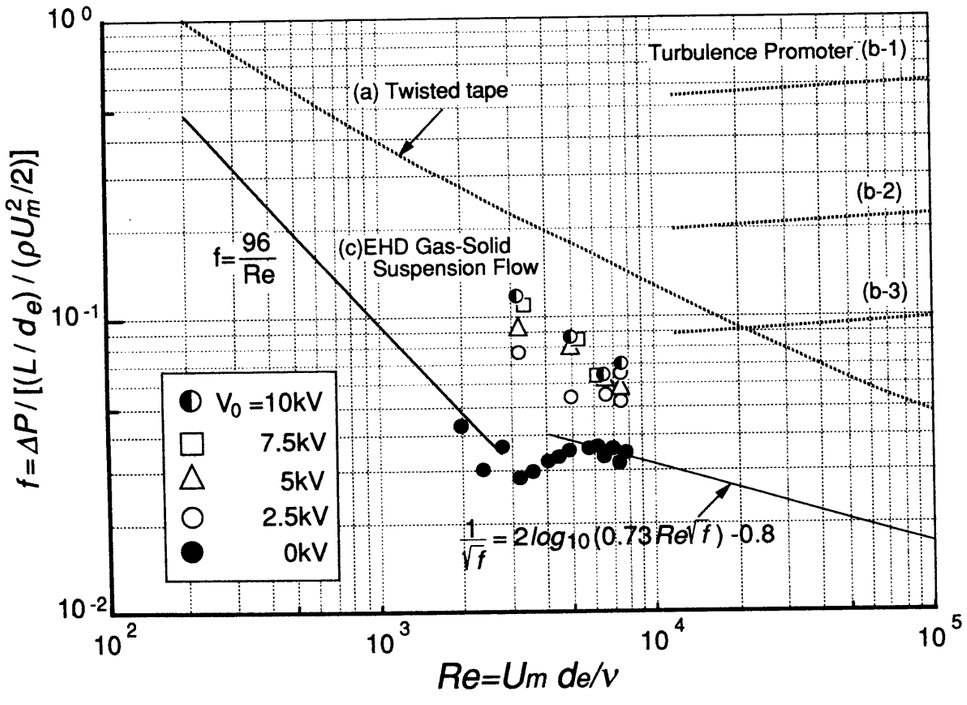


図6.3　摩擦係数

6.3 電場付与に伴う流動損失および電力損失

電場を付与することにより熱伝達の向上を得るが，同時に流体あるいは添加粒子の搬送に要するポンプ動力W_Pと電極間をよぎる電流による電力W_Eの損失を伴う．伝熱性能を総合的に評価するための基礎データとして，伝熱促進に伴うこれらのマイナスの効果について検討する．平板間隔H[m]，長さL[m]，スパン方向長さB[m]のダクトを考え，そこでの摩擦係数f（式(6-1)），レイノルズ数Re(=U_mH/ν)，とすると，単位伝熱面積当りのポンプ動力W_P[W/m^2]は

WP=（流量）×（圧力損失）／$2BL$

$$= (U_m \cdot B \cdot H) \cdot \Delta P \,/(2BL)$$

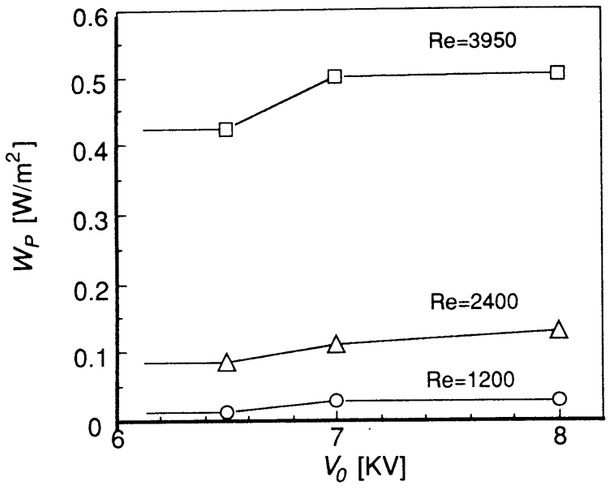
$$= \frac{1}{8H^3}\rho\nu^3 \cdot f \cdot R\ e^3 \qquad (6\text{-}6)$$

となる．すなわちポンプ動力は$f \cdot Re^3$に比例することになる．また，単位伝熱面積当りの消費電力W_E [W/m^2]は，印加電圧V_0[kV]，平板電極間（あるいはワイヤと平板電極間）をよぎる電流値をI_0[mA/m^2]とすると，次式より求められる．

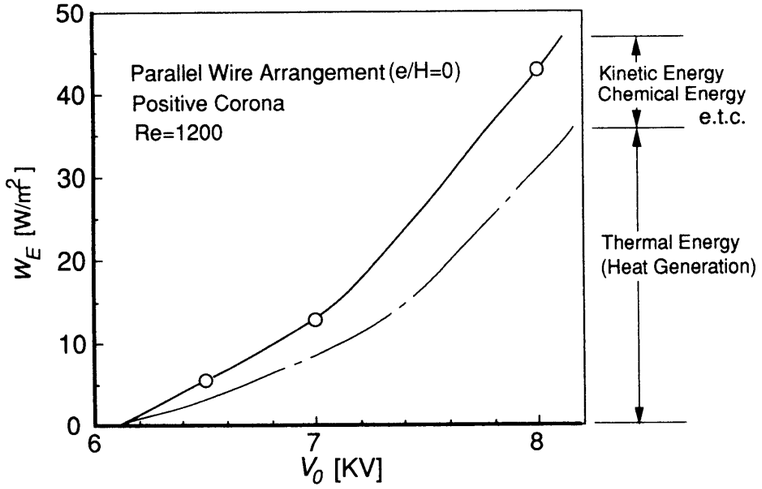
$$W_E = I_0 \cdot V_0/(2BL) \qquad (6\text{-}7)$$

以上の計算式により求められたポンプ動力W_Pおよび消費電力W_Eの結果について述べる．イオン風を利用した伝熱促進における消費動力を図6.4に示す．同図(a)(b)の比較からわかるように，イオン風の利用に伴うエネルギー損失としては消費電力が支配的であり，3.6.1でも明らかにされたようにその大部分(約75%）は熱に変換され，残りのエネルギーの一部がイオン風としての運動エネルギーに変換されると考えられる．したがって，イオン風はファンなどと比較して効率は悪い．他方，同図(a)に示されるポンプ動力の増加は少なく，イオンの衝突による流体の駆動が流動損失の面で優れていることが伺える．

次に，EHD制御された固気混相流における消費動力を操作条件と関連づけて図6.5に示す．印加電圧ならびにローディング比の増加につれて電極間を往復する粒子数が増加し，これによりポンプ動力および消費電力は共に増加する傾向を示す．両者の比較から，Re=1800程度の低流速域ではポンプ動力に対して消費電力は同程度のオーダーであり，またRe=4000程度のより高い流速域では消費電力は1桁小さくなり，電場利用がエネルギー損失の面で負担にならないことが明らかとなる．

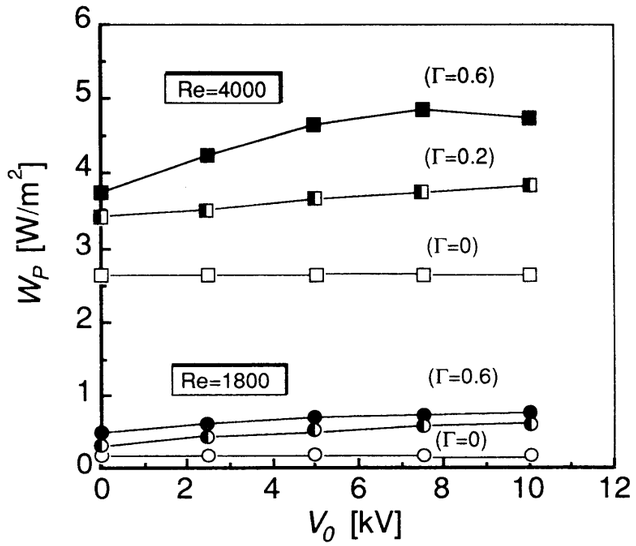


(a) ポンプ動力 H=30)

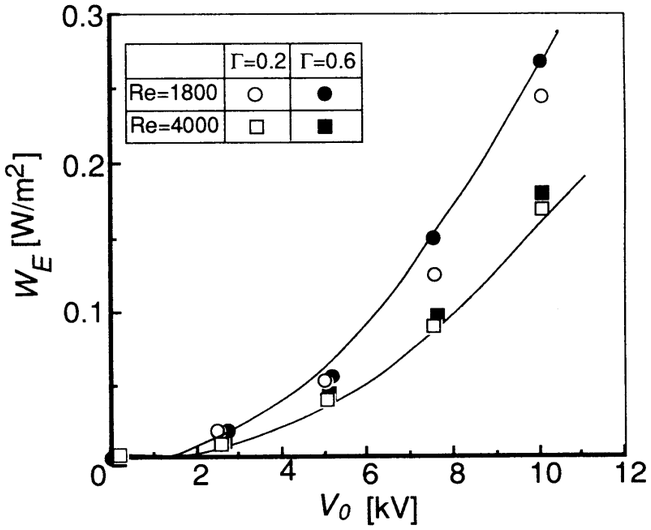


(b) 消費電力

図6.4 イオン風を利用した伝熱促進における消費動力



(a) ポンプ動力 (H=15)



(b) 消費電力

図6.5 EHD固気混相流における消費動力 (ガラス粒子)

6.4 伝熱促進に対する総合評価

熱交換器の設計における伝熱促進技術の役割は，1)設置スペース，2)ポンプ（送風機）動力，3)流体温度，4)流速，5)騒音，排水規制などの環境への適合性，などの制約条件のもとで，1)熱交換量（伝熱量）の増大，2)熱交換容積の減少，3)流体輸送動力の低減，などの目的を実現することにある．このような評価の目的と制約条件の組み合わせはBergles[6-2]により表6.1に示される8パターンに分類されるが，本研究では前節で明らかにされた全消費動力（ポンプ動力W_Pと消費電力W_Eの和）および伝熱面積を同じにする条件下で伝熱量を比較する方法により，総合評価を行う．

表6.1　伝熱性能の評価基準 [6-2]

	Criterion	1	2	3	4	5	6	7	8
Fixed	Basic Geometry	○	○	○	○				
	Flow Rate	○						○	○
	Pressure Drop		○				○		○
	Pumping Power			○		○			
	Heat Duty				○	○	○	○	○
Objective	Increase Heat Transfer	○	○	○					
	Reduce Pumping Power				○				
	Reduce Exchanger Size					○	○	○	○

6.4.1　イオン風による伝熱促進

イオン風を利用した伝熱促進に対する総合評価は，第4章で対象とした流れと平行にワイヤ電極を設置した系について行った．図6.6は温度発達域において流路スパン方向に平均した熱伝達率と全消費動力(W_P+W_E)の関係を示したものである．図中に示される半孔板型タービュレンスプロモータ[6-8]やねじりテープ[6-7]と比較して本手法による熱伝達率は小さい．他方，図6.7は流動損失のみに注目した評価の結果であり，ポンプ動力を一定として比較すれば，印加電圧の増加につれて単相ダクト流（黒丸印）を上回り半多孔板型タービュレンスプロモータを設置したダクト流と同程度までの熱伝達率の向上が認められる．すなわち，流動性能の面から２次流としてのイオン風の利用が有効であることを示唆している．以上の結果から，イオン風を利用する方法は電力損失が負担となるため他の受動的手法と比較して低い性能にとどまる．しかしながら，電気エネルギーの大部分はワイヤ回りの気体電離の過程で消費されていると考えられ，この点を改善することができれば，流動特性の面で優れるだけに有用な手法となる可能性があると考えられる．

次に，電極配置と伝熱促進の関係ついて明らかにするために平均伝熱促進率を図6.8に示す．いずれの電極配置の場合にも，消費電力の増加につれて2次流としてのイオン風が強まるため，伝熱促進率が向上しているが，Re=1200の場合についてワイヤ電極の平行配置（実線）と直交配置（破線）を比較することにより，伝熱促進に対する前者の優位性が著しいこと明らかとなる．これは消費電力，すなわちイオン風の強さが同じ場合でも，主流との干渉により形成される複合流の構造により促進効果に差異が生じたものであり，ワイヤ上流の渦エネルギーが主流に負の効果を持つため，平行配置に比べて直交配置の効率は悪い．なお，図中の一点鎖線は管内流に対する水科ら[6-9]らの実験値であり，これと比較してより2次流の形成が容易なワイヤ電極を平行配置したダクト流はより大きな伝熱促進率を示している．

6.4.2 EHD制御された固気混相流

固気混相流に対する電場利用の総合評価はガラス粒子を供試した実験結果をもとに行った．平均熱伝達率と全消費動力(W_P+W_E)の関係を図6.9に示す．図中，太線はRe数とローディング比を一定とし印加電圧を変化させた結果であり，細線は全てをポンプ動力に投入した場合，即ち単相ダクト流熱伝達の実験結果を表す．同一消費電力のもとで比較すれば，いずれのRe数の場合においても，印加電圧が低い場合には単相流の熱伝達率をやや下回るものの，約3.3kV/cm程度の強さを持つ電場を付与することにより，それを上回る促進効果が得られていることがわかる．すなわち，このような操作条件のもとで，固気混相流熱伝達に対する電場利用の有用性が認められる．また，本手法の性能はねじれテープを挿入した管内流よりも大きく，半多孔板型タービュレンスプロモータを設置したダクト流と同程度であることが明らかとなる．

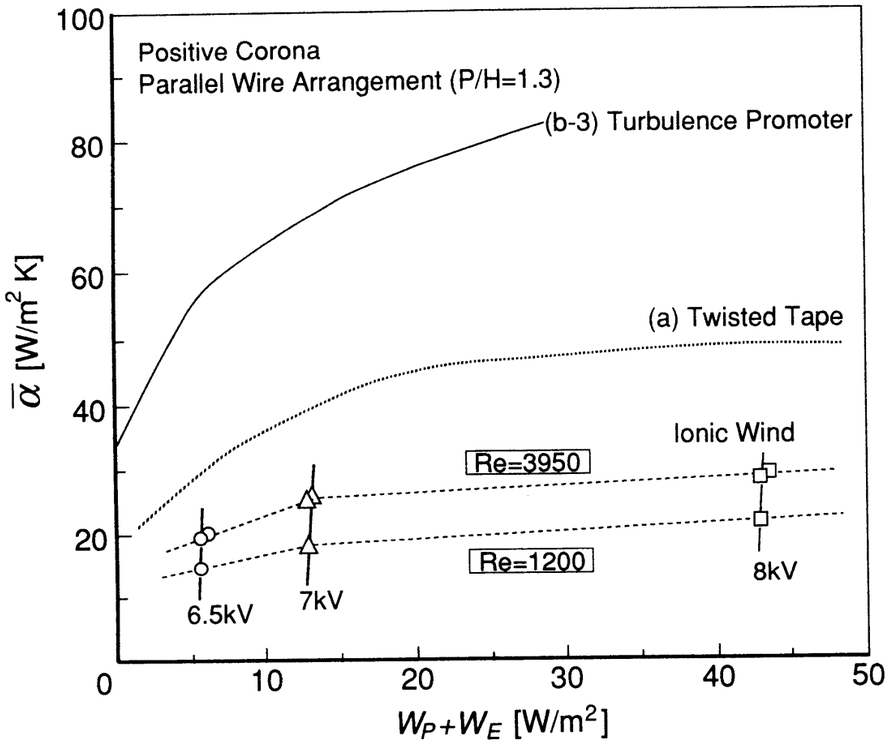


図6.6　イオン風を利用した伝熱促進の総合評価

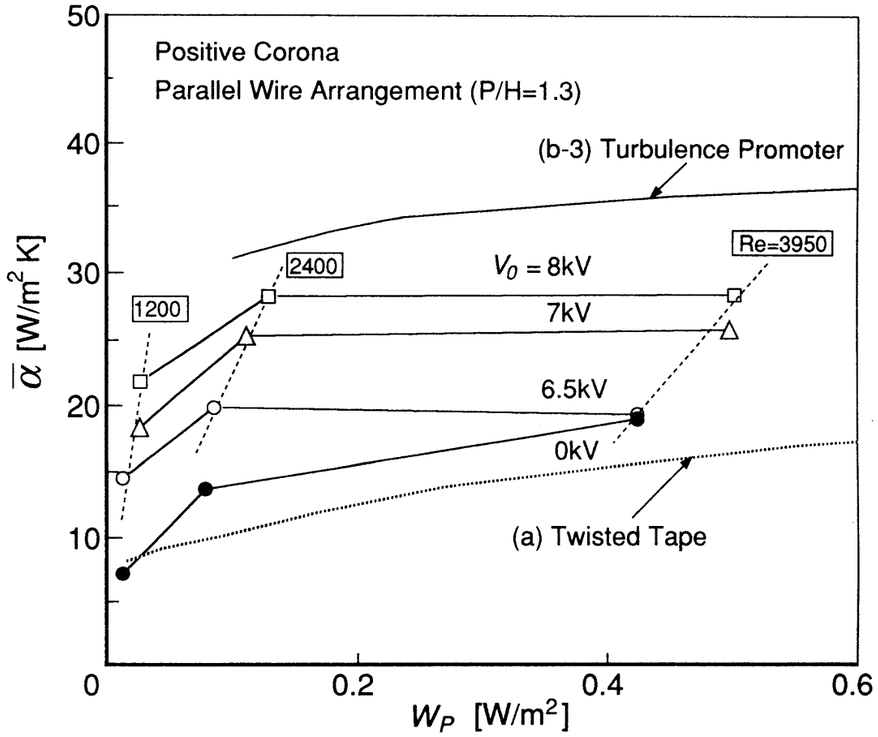


図6.7　イオン風による伝熱促進のポンプ動力による評価

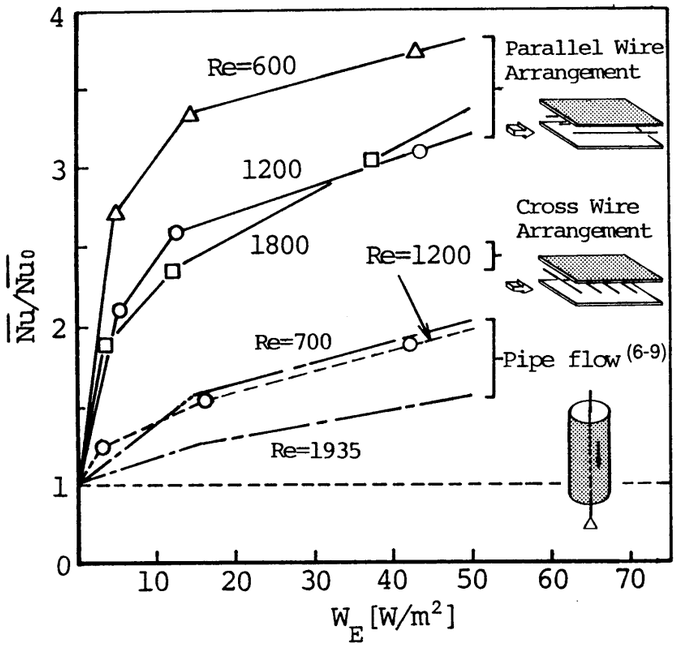


図6.8　伝熱促進率（正極コロナ放電）

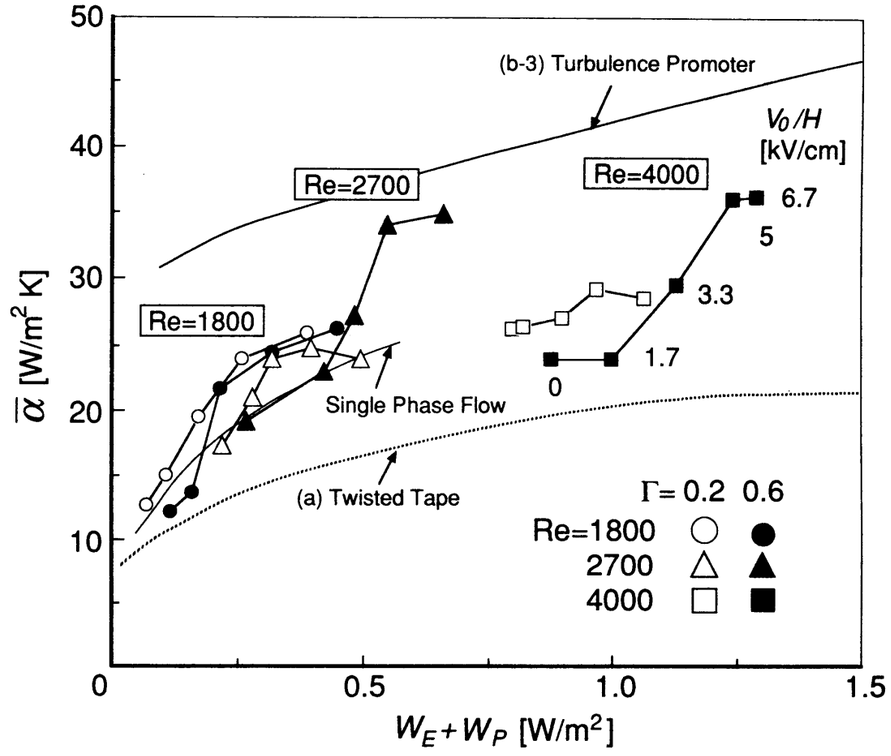


図6.9　EHD固気混相流による伝熱促進の総合評価

6.5 結　言

コロナ放電によるイオン風，および電場が付与された固気混相流を利用した対流熱伝達の促進に対して，伝熱操作に伴う損失として熱交換媒体の搬送に要するポンプ動力および電極間をよぎる電流による電力損失を考慮した総合的な伝熱性能の評価を行い，以下の結論を得た．

(1)コロナ放電現象では電気エネルギーから運動エネルギーへの変換効率がファンに比較して低いため，イオン風を利用する方法は受動的手法と比較して低い性能にとどまる．

(2)流動損失のみに注目した評価の結果，ポンプ動力を一定として比較すれば，イオン風を利用することにより印加電圧の増加につれて単相流を上回る効率で伝熱が促進されることが明らかにされた．

(3)流れに対してワイヤ電極を平行に配置することにより，その直交配置と比較して消費電力に対する伝熱促進効果の向上が期待できることが示された．

(4) 固気混相流に対して，目安として3.3kV/cm以上の強さを持つ直流電場を付与することにより単相流を上回る効率で伝熱促進が実現されることが示され，このような操作条件の下で電場利用の有用性が明らかにされた．

今後の課題として，イオン風の発生に伴う電力損失の大部分はワイヤ回りの気体電離の過程で生じていると考えられ，この点を改善することが伝熱促進法としての性能向上のために必要である．また，固気混相流に電場を付与する方法については，粒子の種類や各種の操作条件（印加電圧，ローディング比，*Re*数）の最適化によりさらなる性能向上の追究が望まれる．

第7章　結　　論

熱交換における効率向上は熱エネルギー有効利用の基本であり，それには伝熱促進と消費動力の軽減とが課題となる．電場を利用した伝熱促進法は，各種の電気流体力学(EHD)的な現象による高い促進性と制御性を兼ね備えた優れた手法として近年注目を集めている．しかしながら，静電気学と流体力学の境界領域に位置するこの種の問題の体系化，とりわけ伝熱促進を主眼とした強制対流場に対する研究は立ち遅れており，電場を利用した伝熱促進法は必ずしも一般的に実用化されるには至っていないのが現状である．したがって，電場の特徴を活かした効果的な伝熱促進・制御を図るためには，強制対流場における各種のEHD現象ならびに伝熱促進機構の解明，さらにはそれによる伝熱性能の評価に関する研究を先行させる必要がある．

本研究は以上の観点のもとで，熱交換器などにおける基本的な流れ場としてダクト気流を対象とし，気相中の電荷に働くクーロン力を利用した対流熱伝達の制御と促進を追究したものである．本論文の結論は各章で述べられた結果の要約として以下のようにまとめられる．

第1章「緒論」では，本研究の背景と工学的意義が述べられ，次いで電場を利用した単相流熱伝達の促進に関する従来の研究を概観すると共に，本論文の目的が明らかにされた．

第2章「伝熱促進の基礎概念と電気流体力学効果」では，単相気流の伝熱促進を追究する上で基本となる4つ考え方が応用例を挙げて述べられ，それに基づいて電場を利用する3つの物理系が提示された．また，第3，4章で対象とするコロナ放電によるイオン風，および第5章で対象とする電場が付与された固気混相流におけるEHD現象について概説すると共に，それによる伝熱促進を追究するための課題が明らかにされた．

第3章「イオン風を利用した伝熱促進（その1 流れと直交するワイヤ電極を設置した場合）」では，壁面近傍の流れを繰り返し撹乱することを意図した系として，壁面に平行で流れに直交する複数のワイヤ電極が設置されたダクト流を対象とし，電場，流れ場，温度場の基本的な特性が実験的・理論的に追究された．ダクト流とイオン風の干渉により壁面近傍に形成されるセル状の二次流れが，層流域から比較的低Re数の乱流域における伝熱促進に有効であることが示され，その促進効果が各種の操作条件，電極配置，ならびにコロナ放電の極性と関係づけて明らかにされた．

第4章「イオン風を利用した伝熱促進（その2 流れと平行にワイヤ電極を設置した場

合）」では，旋回流の形成による境界層・熱抵抗層の薄膜化を意図した系として，流れと平行なワイヤ電極がスパン方向に一定間隔で設置されたダクト流を対象とし，流動・伝熱特性が追究された．電場の付与により，流れ方向を軸とする縦渦がスパン方向に並び，それが流れ方向に発達・成長する複合流が形成され，伝熱促進はこの渦運動がもたらす伝熱壁近傍の流速の増加および熱的な混合効果によるものであることが数値シミュレーションにより定量的に明らかにされた．また，消費電力に対する伝熱促進効果の向上の観点から，ワイヤ電極を壁面により近づけた配置を提案し，伝熱実験によりその有効性が検証された．

第5章「固気混相流のEHD制御と伝熱促進」では，気流中に分散した固体粒子の運動をEHD的に制御する方法により，粒子の壁面衝突や境界層の撹乱など伝熱促進に対する粒子の直接的・間接的な効果を増大させ，それによる壁面熱伝達の向上が追究された．粒子の電気抵抗がそのEHD制御における重要なパラメータとなることから，壁面衝突における再荷電を考慮した粒子運動モデルがガラス粒子および金属粒子に対して提示され，実験結果との比較によりその妥当性が検証された．これにより，EHD場における粒子の運動機構が明らかにされた．また，電場付与に伴って熱伝達が向上することを実験により確認し，伝熱促進率が各種操作条件と関連づけて明らかにされた．

第6章「電場利用による伝熱促進の総合評価」では，第3章，第4章で対象としたコロナ放電によるイオン風，ならびに第5章で対象とした電場が付与された固気混相流を利用した伝熱促進法の総合的な評価を行った．その結果，イオン風を利用する方法は，コロナ放電に伴う電力損失が負担になるため受動的手法と比較して低い性能にとどまることが示され，性能向上のための課題が考察された．また，固気混相流に対して電場を付与する方法は，効率の面で優れた伝熱促進・制御法であることが明らかにされ，単相気流の伝熱促進における電場利用の有用性が示された．

以上の本研究の成果は，各章の結言に述べられた通りであり，電場利用技術を空気式熱交換器に応用するための基礎的な工学的知見が提示されたものである．

参考文献

第1章

(1-1) 矢部　彰：電場を利用した伝熱技術，日本機械学会第600回講習会教材，(1985), 15-29.

(1-2) 矢部　彰：電場による電気機器冷却促進技術，静電気学会誌，8-5 (1984), 325-332.

(1-3) 菊地健太郎・谷口　博：静電冷却法に関する研究の現況(I)ーイオン風の利用ー，機械の研究，30-7 (1978), 793-924.

(1-4) 菊地健太郎・谷口　博：静電冷却法に関する研究の現況(II)（液体中の電気的不均一性の利用），機械の研究，30-8 (1978), 925-930.

(1-5) 足立宣良・川崎元之：コロナ放電界中のイオン風，静電気学会誌，2-3 (1978), 158-168.

(1-6) Chattock A.P.: On the Velocity and Mass of Ion in the Electric Wind in Air, Philosophical Magazine,Vol.48 (1899), 401-420.

(1-7) Robinson M., Moment of Air in the Electric Wind of Corona Discharge, A.I.E.E. Transaction, Vol.80 (1961),143-150.

(1-8) 足立宣良：電気集塵装置内のイオン風（シュリーレン法による実験的考察），電気学会論文誌，93-B7 (1973), 273-280.

(1-9) Yabe A., Mori Y.and Hijikata K.: EHD Study of the Corona Wind between Wire and Plate Electrodes, A.I.A.A. Journal, 16-4 (1978), 340-345.

(1-10) Kibler K.G. and Carter H.G.Jr.: Electrocooling in Gases",J .Applied Phys., 45-10 (1974), 4436-4440.

(1-11) Windischmann, H.: Investigation of Corona-Discharge Cooling (CDC) of A Horizontal Plate under Free Convection, AIChE Symposium Series (Heat Transfer-Research and Design), 138-70 (1974), 23-30.

(1-12) 慈道・福沢：静電冷却の研究（第一報,針状電極による電気風），機械技術研究所所報, 31-1 (1977), 1-9.

(1-13) 慈道・福沢：静電冷却の研究（第二報,境界層速度の発達），機械技術研究所所報，38-1 (1984), 26-33.

(1-14) 荒木信幸・ほか3名：コロナ風による熱伝達特性，第19回日本伝熱シンポジウム講演論文集，(1982), 118-120.

(1-15) 今野宏卓・ほか3名：コロナ放電下における円管外熱伝達，化学工学論文集，4-4 (1978), 366-371.

(1-16) 今野宏卓・ほか5名：コロナ風の中に水平に置かれた細線および円管からの熱伝

達，化学工学論文集，7-4 (1981), 343-348.
(1-17) 今野宏卓・ほか3名：水平面に平行におかれた円管群のコロナ放電下における熱伝達，化学工学論文集，11-3 (1985), 280-285.
(1-18) 今野宏卓・ほか3名：コロナ風による水平円管列からの伝熱促進，化学工学論文集，13-4 (1987), 429-434.
(1-19) 今野宏卓・ほか3名：コロナ風による実用管型熱交換器への応用，化学工学論文集，13-6 (1987), 844-846.
(1-20) Franke M.E.: Effect of Vortices Induced by Corona Discharge on Free-Convection Heat Transfer from a Vertial Plate, Trans.ASME. J.Heat Transfer, 91 (1969), 427-433.
(1-21) Franke M.E.: Effect of Corona Discharge on Free- Convection Heat Transfer Inside a Vertical Hollow Cylinder, Trans.ASME. J.Heat Transfer, 106 (1984), 346-351.
(1-22) Yabe A.,Mori, Y., Hijikata K., Heat Transfer Augmentation around a Downward-Facing Flat Plate by Non-uniform Electric Field, Heat Transfer Annual Meeting Tronto, (1978), 171-176.
(1-23) 村田良司：機械加工における静電気関連現象の応用，静電気学会誌，6-1 (1982), 11-16.
(1-24) S.E.Sadek et.al.: The Influence of Electric Fields on Convective Heat and Mass Transfer from a Horizontal Surface under Forced Convection, Trans.ASME. J.Heat Transfer., 94-2 (1972), 144-148.
(1-25) Velkoff,H.R. and Godfrey: Low-Velocity Heat Transfer to a Flat Plate in the Presence of a Corona Discharge in Air, Trans.ASME. J.Heat Transf., 101 (1979), 157-163.
(1-26) Mizushina T. et.al.: Effect of Electrically Induced Convective on Heat Transfer of Air Flow in an Annulus, J.Chemical Engineering of Japan, 9-2 (1976), 97-102.
(1-27) Ohadi, M.M., Nelson D.A. and Zia S.: Heat Transfer Enhancement of laminar and urbulent pipe flow via corona discharge, Int. J. Heat Mass Transfer, 34-4/5, 1175-1187.
(1-28) Robinson M: Convective Heat Transfer at the Surface of a Corona Electrode, Int.J.Heat Mass Transf., 13 (1970), 263-274.
(1-29) Yamamoto T. andVelkoff H.R.: Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator, J.Fluid Mech., 108 (1981), 1-18.
(1-30) Leonard G.L. et al.: An experimental study of the electrostatic precipitators, J.Fluid Mech., 127(1983), 123-140.
(1-31) Davidson and Shaughnessy: Turbulence generation by electric body forces, Experimets in Fluids, 4(1986), 17-26.
(1-32) Min K. and Chao, B.T.: Particle Transport and Heat Transfer in Gas-Solid Suspension Flow under the Influence of an Electric Field, Nuclear Science and Engineerig, 26 (1966), 534-546.
(1-33) Bologa M.K., et al.: Electric field induced heat transfer enhancemnet in s gas-solid suspension heat exchanger, Int. J.Heat Mass Transfer, 28-7, 1245-1255.
(1-34) 吉田英生・小室泰生・越後亮三：電場による固気混相流の伝熱制御，日本機械学会論文集，56-525 (1990), 226-234.

第2章

(2-1) Bergles.A.E.: Enhancement of Heat Transfer, Proc. 6th Int Heat Tranfer Conf., Vol.6 (1978), 89-108.
(2-2) 棚澤一郎：単相強制対流熱伝達の伝熱促進技術，冷凍協会論文集，5-1(1988), 1-13.
(2-3) 宮下 尚：対流伝熱促進のメカニズム，ケミカル・エンジニヤリング，(1989), 17-21.
(2-4) 萩原良道：伝熱促進・制御技術と基本原理，日本機械学会講習会教材，No.910-45 (1991), 57-66.
(2-5) 林勇二郎：複合対流における伝熱制御，日本機械学会誌，93-864(1990), 914-915.
(2-6) 片岡邦夫：特殊流れ，化学工学，49-4(1985), 27-33.
(2-7) Shah, R.K.: Compact Heat Exchanger Surface Selection Methods, Proc. 6th Int Heat Tranfer Conf., Vol.4(1978), 193-199.
(2-8) 荻野文丸：伝熱促進の考え方と評価,化学工学，49-4(1985), 46-50.
(2-9) Yang,W.J.: High-Performance Heat Transfer Surface: Single Phase Flow, 90-117.
(2-10) 塩冶震太郎：機器における対流伝熱促進，日本機械学会第506回講習会教材，(1980), 51-66.
(2-11) 甲藤好郎，佐藤俊，西川兼康，水科篤郎，森康夫編著，伝熱学特論，(1984), 208-268., 養賢堂.
(2-12) 機械工学便覧B8，(1985), 10-12., 日本機械学会.
(2-13) 伊藤正昭：高性能コンパクト熱交換器の最近の動向，機械の研究，40-3(1988), 25-30.
(2-14) 相原利雄：噴霧器流による伝熱促進，日本機械学会第506回講習会教材，(1980), 83.
(2-15) Guo, Z. and Dhir, V.K., ASME HTD 81(1986), 27.
(2-16) 甲藤好郎，佐藤俊，西川兼康，水科篤郎，森康夫編著，伝熱学特論，(1984), 78-88., 養賢堂.
(2-17) Kataoka,K., ほか3名，Int, J. Heat Mass Transfer, 20(1977), 57.

(2-18) 河村　洋：乱流伝熱数値解析，日本機械学会第624回講習会教材，(1986), 47-61.
(2-19) 藤田秀臣・ほか2名：壁面近傍に置かれた二次元円柱が平板強制対流熱伝達に及ぼす影響，日本機械学会論文集，42-361 (1976), 2828-2836.
(2-20) 棚澤一郎：タービュレンスプロモータによる長方形管内強制対流熱伝達の促進，日本機械学会論文集，49-439(1983), 676-682.
(2-21) 吉田英生：乱流内部構造の制御による伝熱促進に関する基礎的研究，日本機械学会論文集，53-488(1987), 1298-1306.
(2-22) 吉田英生：電場による固気混相管内乱流の伝熱制御，日本機械学会論文集，56-525 (1990), 226-232.
(2-23) 前田昌信，菱田公一，ほか1名：鉛直管内固気混相流動に関する研究（粒子が搬送空気に流速分布に及ぼす影響），日本機械学会論文集，46-415(1988), 2313-2320.
(2-24) 辻 裕，ほか2名：レーザ流速計による鉛直管内固気二相流の測定，日本機械学会論文集，50-452(1984), 1000-1008
(2-25)Babcock Wilcox Comp.，AEC BAW(1959), 1159.
(2-26) 滝本　昭，松田　理，林勇二郎，ほか1名：日本機械学会論文集，48-435(1982), 2295.
(2-27) 矢部　彰：日本機械学会第600回講習会教材，(1985), 15-29.
(2-28) Sun, J. and Chen, M.M., A Theoritical Analysis of Heat Transfer due to Particle Impact, Int, J. Heat Mass Transfer, 31-5(1988), 969-974.

第3章

(3-1) Yabe A.,Mori, Y., Hijikata K., Heat Transfer Augmentation around a Downward-Facing Flat Plate by Non-uniform Electric Field, Heat Transfer Annual Meeting Tronto, (1978), 171-176.
(3-2) 今野宏卓・ほか3名：コロナ放電下における円管外熱伝達，化学工学論文集，4-4 (1978), 366-371.
(3-3) Mizushina T. et.al.: Effect of Electrically Induced Convective on Heat Transfer of Air Flow in an Annulus, J.Chemical Engineering of Japan, 9-2 (1976), 97-102.
(3-4) Velkoff,H.R. and Godfrey: Low-Velocity Heat Transfer to a Flat Plate in the Presence of a Corona Discharge in Air, Trans.ASME. J.Heat Transf., 101 (1979), 157-163.
(3-5) Yamamoto T. andVelkoff H.R.: Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator, J.Fluid Mech., 108 (1981), 1-18.
(3-6) Gosman, A.D., et al.: *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows*, (1969), 89., Academic Press.
(3-7) Yabe A., Mori Y.and Hijikata K.: EHD Study of the Corona Wind between Wire and Plate Electrodes, A.I.A.A. Journal, 16-4 (1978), 340-345.
(3-8)本田　士：気体放電現象，(1964), 83., 東京電機大学出版局.
(3-9) 足立宣良：電気集塵装置内のイオン風（シュリーレン法による実験的考察），電気学会論文誌，93-B7 (1973), 273-280.

第4章

(4-1) Velkoff,H.R. and Godfrey: Low-Velocity Heat Transfer to a Flat Plate in the Presence of a Corona Discharge in Air, Trans.ASME. J.Heat Transf., 101 (1979), 157-163.
(4-2) Mizushina T. et.al.: Effect of Electrically Induced Convective on Heat Transfer of Air Flow in an Annulus, J.Chemical Engineering of Japan, 9-2 (1976), 97-102.
(4-3) Patankar,S.V. and Spalding, D.B.: A caluculation procedure for heat, mass and momentum transfer in tree-dimentional parabolic flows., Int. J. Heat Mass Transfer, 15 (1972), 1787-1806.
(4-4) 日本機械学会編：熱と流れのコンピュータアナリシス，(1986), 94., コロナ社.
(4-5) Mori.Y.and Uchida.Y.: Forced Convection Heat Transfer between Horizontal Flat Plate, Int.J.Heat Mass Transfer, 9 (1966), 803-817.
(4-6) Leonard G.L. et al.: An experimental study of the electrostatic precipitators, J.Fluid Mech., 127(1983), 123-140.
(4-7) Davidson and Shaughnessy: Turbulence generation by electric body forces, Experimets in Fluids, 4(1986), 17-26.

第5章

(5-1) 黒崎晏夫・佐藤　勲：固気衝突噴流のよどみ点近傍における伝熱促進機構（第2部，接触熱伝導による伝熱促進に対する粒子と伝熱面の熱物性値の影響とその評価），日本機械学会論文集，57-537 (1991), 1787-1794.
(5-2) 清水昭比古・ほか2名：固気二相流の衝突噴流熱伝達，日本機械学会論文集，46-409 (1980), 1760-1768.
(5-3) 吉田英生・ほか2名：固気混相媒体を用いた二次元衝突噴流の乱流構造と熱伝達，第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集，(1987),464-466.
(5-4) Min K. and Chao, B.T.: Particle Transport and Heat Transfer in Gas-Solid Suspension Flow under the Influence of an Electric Field, Nuclear Science and Engineerig, 26 (1966), 534-546.
(5-5) 吉田英生・小室泰生・越後亮三：電場による固気混相流の伝熱制御，日本機械学

会論文集，56-525 (1990), 226-234.

(5-6) Bologa M.K., et al.: Electric field induced heat transfer enhancemnet in s gas-solid suspension heat exchanger, Int. J.Heat Mass Transfer, 28-7, 1245-1255.

(5-7) 黒崎晏夫・佐藤　勲・石瀬達弘：流動層熱交換器の伝熱促進機構（粒子と伝熱面の接触時間・接触頻度の測定と粒子の接触熱移動の寄与の評価），日本機械学会論文集，57-541 (1991), 3128-3135.

(5-8) 江見　準・ほか3名：遠心法による球形2粒子間液架橋力の測定，化学工学論文集，3-6 (1977), 580-585.

(5-9) Basset, J.D., Akutsu, K.and Masuda, S.: A preliminary study of re-entrainment in an electro-static precipitator, J.Electrostatic, 3 (1977), 311.325.

(5-10) Matsumoto, S.and Saito, S.: On the mechanisum of suspension of particles in horizontal pneumatic conveying, J.Chemical Engineering of Japan, 3-1 (1970), 83-92.

(5-11) 静電気学会編，静電気ハンドブック，(1981), 268, オーム社.

(5-12) Msuda, S. and Washizu, M.: Ionic charging of a very high resistivity spherical particle, J.Electrostatic, 6 (1979), 57-67.

(5-13) Cho, A.Y.H.: Contact charging of Micron-sized particles in intense electric field, J. Applied Fields, 35-9 (1964), 2561-2564.

(5-14) Kaji,N. and Mori, Y.H.: Bouncing motions of drops and particles between parallel-plate electrodes, drying'86, vol.2, 819-827., Hemisphere.

(5-15) Kaji,N. and Mori, Y.H. et al.: Proc.7th Int. Heat Transfer Conf., 5 (1982), 231.

(5-16) 高橋幹二編：応用エアロゾル工学，(1984), 146, 養賢堂.

(5-17) 森川敬信・辻　裕：空気輸送に対する数値実験，日本機械学会論文集，43-375(1977), 4158-4167.

(5-18) Timoshenko, S. and Goodier, J.N.: Theory of Elasticity, (1964), 2561.

第6章

(6-1) 中山　恒：エネルギー工学のための熱交換技術入門，(1981)，75-88，オーム社.

(6-2) Bergles.A.E.: Enhancement of Heat Transfer, Proc. 6th Int Heat Tranfer Conf., Vol.6 (1978), 89-108.

(6-3) Shah, R.K.: Compact Heat Exchanger Surface Selection Methods, Proc. 6th Int Heat Tranfer Conf., Vol.4 (1978), 193-199.

(6-4) 棚澤一郎：単相強制対流熱伝達の伝熱促進技術，冷凍協会論文集，5-1 (1988), 1-13.

(6-5) 荻野文丸：伝熱促進の考え方と評価,化学工学，49-4 (1985), 46-50.

(6-6) Jones, O.C.: An Improvement in the Caluculation of Turbulelent Friction in Rectangular Ducts, J.Fluid Engineering, 98-2 (1976), 173-183.

(6-7) 伝熱工学資料（第3版），(1975), 121, 日本機械学会.

(6-8) 棚澤一郎：タービュレンスプロモータによる長方形管内強制対流熱伝達の促進（第2報，無孔板・多孔板・半多孔板プロモータ付き伝熱面の性能比較），日本機械学会論文集，50-451(1984), 896-901.

(6-9) Mizushina, T.，ほか3名：Effect of Electrically Induced Convection on Heat Transfer of Air Flow in Annulus, J.Chemical Engineering Japan, 9-2(1976), 97-102.

謝　辞

本研究をまとめるにあたり，金沢大学教授　林　勇二郎先生には懇切な御指導と御鞭撻を頂きましたことを感謝し，厚くお礼申し上げます．金沢大学教授　滝本　昭先生には有益なご助言と御指導を頂き，ここに深甚なる感謝の意を表します．

また，本論文を提出するにあたり，御多忙中にもかかわらず有意義な御教示と御校閲を賜わりました金沢大学教授　岡島　厚先生，同　高嶋　武先生，同　林　良茂先生に厚く御礼申し上げます．

学会における研究討論を通じて幾度となく有意義な御教示，御助言を頂きました工業技術院機械技術研究所主任研究官　矢部　彰氏に厚く感謝の意を表します．

本研究の遂行に当たり，多くの方々の御支援を頂きました．実験装置の製作を初めとして多方面から御助言と御支援を頂きました金沢大学　山口邦彦技官に厚く御礼申し上げます．また，本研究の実施に御協力頂いた，当時の金沢大学大学院学生　山田和豊，植田大作，小村伸次の諸氏，金沢大学大学院生　高橋幸志氏，ならびに金沢大学工学部機械システム工学科　熱移動研究室の学生諸君に御礼申し上げます．