粉体による伝熱面の汚れに関する研究の展望

外 山 茂 樹*
Shigeki TOYAMA

森 英 利*
Hidetoshi MORI

緒 言

従来より、固気2相流による熱移動現象やその特性に関して多くの研究が行なわれている。たとえば、化学プラントにおいては、流動層の反応温度は固体を固気2相の形で連続的に取り出し、熱交換器を通すことにより制御され、また石炭のガス化装置や炭化水素の合成プロセスでは、反応容器のまわりに固気2相流を流すことにより、壁を通して反応温度が制御されている。固気2相による伝熱は高温場にもよく利用され、新型動力炉の基点となったグラファイト型の原子炉にみられるように、冷却材に使用される炭酸ガスあるいはヘリウムガス中に固体粒子を分散させることによりガスの熱容量を大きくし、またその効果によって冷却材の容積も減らすことができるという報告もなされている。

固気2相流による伝熱特性の研究は、その多くが高温壁から2相流への熱移動に関するもので、熱の移動量が固気2相流および装置の特性とによって関係づけられている。またこれとは逆に、高温の2相流から冷却面への熱移動については、伝熱面に粒子の沈着によって起こるスケーリングあるいはファウリング現象に関する研究が行なわれている。粒子の沈着で起こるファウリング現象が原因となる伝熱面の性能低下の程度を推測することは、熱交換器の操作変数を決めたり、ボイラーの熱交換率を向上させるためのスートブローの操作制御条件を決めたり、また化学工業や金属製錬業のようなエネルギー多消費型産業ではエネルギーの有効利用の観点からも大変重要な課題となっている。さらにまた、粉体の輸送に関しても輸送効率を良くするために管内壁への粉体の付着の問題は重要で、管外壁を加熱することによって効果を上げている例もある。

高温場に置かれた粒子の冷却面への沈着は、粒子の熱泳動の問題としてとらえることができ、層流場、乱流場における粒子の挙動解析が行なわれている。しかしこの

現象は粒子の大きさの関数で表され、粒子径が大きくなると粒子の慣性衝突やさえぎりの効果も考慮せねばならない。また沈着は粒子の付着とはく離がくり返されて進行するため、壁面に先に付着した粒子層による影響も考慮して伝熱面の評価をしなければならない。そのためには粒子の物性、特に付着力（粒子—粒子間および粒子—壁面間）を考慮に入れなければならないが、これまでの研究では流体力学的な粒子の挙動のみが論じられ、粉体物性との関連においてファウリング現象を解析した研究は見当たらない。

以下本稿では、伝熱面への粒子の沈着による性能低下を防止するための知見を得ることを目的として、ファウリング現象の解明の立場から、高温場におかれた粒子の挙動や熱力による伝熱面への沈着メカニズム、あるいは固気2相流の場にある粒子の障害物への衝突メカニズムに関する種々な文献を紹介する。

1. 伝熱面の汚れ発生機構

1.1 熱泳動と拡散泳動

温度勾配の存在する媒質中に微細粒子が置かれた時、媒質気体分子から粒子が受ける運動量が粒子表面で異なる、すなわち低温側よりも高温側の方が大きいために、粒子は全体として運動量の小さい低温側へ移動する。

Fig. 1 粒子の熱泳動

昭和58年3月3日受付

*名古屋大学工学部化学工学科 (〒464 名古屋市千種区不老町)

TEL 052-781-5111

Fig. 1に示すように、温度が高い側からの気体分子の移動速度の方が低い側からのそれよりも大きいため、粒子は矢印の方向に正味の移動速度を持つことになる。この熱泳動現象は高温ガス中の微細粒子の低温壁面への熱沈着を促進し、その結果熱交換器内のようなガスと伝熱管の温度差が大きいような場合にはスケーリングやファウリング形成の原因となり、さまざまなトラブルを引き起こす。また、熱した粒体層の中の金属棒をそう入する場合、金属棒をあらかじめ熱しておくで粉体は付着しないが、冷却した金属棒を入れるとかなりの量の粉体が付着する。この放射熱力による粉体の付着も熱泳動現象と関連している。

熱泳動速度を与える関係式は種々与えられており、以下その代表的なものをあげる²⁾。

(i) 微小粒子の場合 (自由分子領域)

気体分子の平均自由行程 l が粒子径 d_p よりも非常に大きい場合 (クッセン数 $K_n = l/d_p \gg 1$)、気体の分子一分子間の衝突は分子一粒子間の衝突に比べて無視することができ、熱泳動力 F_{th} は解析的に次式で与えられている^{12, 48, 49)}。

$$F_{th} = \frac{-8d_p^2 k_f \bar{c} T_\infty}{15\bar{c}} \quad \text{.....(1)}$$

$\bar{c} T_\infty$ は、粒子からは直接的な影響を受けない範囲での気体中の温度勾配である。また気体の熱伝導度 k_f は

$$k_f = \frac{15k\mu}{4m} \quad \text{.....(2)}$$

で与えられ、気体分子の平均熱速度 $\bar{c}$ は次式で与えられる。

$$\bar{c} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \quad \text{.....(3)}$$

ここで k はボルツマン定数、 m は分子量である。

自由分子領域の熱泳動速度の実験的な検証は Schmitt と Waldmann^{41, 42)} や Derjaguin ら¹⁴⁾ によって行なわれ、Waldmann の理論式が実験値と良く一致することを確かめている。

(ii) 大粒子の場合 (連続領域)

$K_n \ll 1$ となるような大きい粒子については上式を適用することができない。この領域では粒子の熱伝導度 k_p があまり大きくない場合 ($k_p/k_f < 10$) について、次の Epstein の式¹⁷⁾ が用いられる。

$$F_{th} = \frac{-9\pi\mu^2 d_p}{2\rho T} \left(\frac{k_f}{2k_f + k_p} \right) \bar{c} T_\infty \quad \text{.....(4)}$$

上式により得られる F_{th} の値は $k_p \gg k_f$ の場合には 20 ~ 50% 実験値よりも低く、しかも実際の 2 相流では $k_p \gg k_f$ の場合が多く、そのために Brock⁴⁾、Derjaguin ら^{13, 14)} によって修正式が提案され、実験的な検証も行な

われている。

Brock によれば F_{th} は次式で与えられている。

$$F_{th} = \frac{-9\pi\mu^2 d_p}{2\rho T} \left(\frac{1}{1 + \frac{6C_m l}{d_p}} \right) \left(\frac{\frac{k_f}{k_p} + \frac{2C_l l}{d_p}}{1 + \frac{2k_f}{k_p} + \frac{4C_l l}{d_p}} \right) \bar{c} T_\infty \quad \text{.....(5)}$$

また Derjaguin の式は

$$F_{th} = \frac{-3\pi\mu^2 d_p}{2\rho T} \left(\frac{8k_f + k_p + \frac{4C_l l k_p}{d_p}}{2k_f + k_p + \frac{4C_l l k_p}{d_p}} \right) \bar{c} T_\infty \quad \text{.....(6)}$$

である。 C_l は粒子表面での温度変化による定数で $1.875 < C_l < 2.48$ であることが実験的に求められており、また C_m は熱スリップ速度に起因する定数で、その範囲は $1.0 < C_m < 1.27$ である。これらの式を比較すると Derjaguin の式は Brock の式よりも大きく、また Epstein の式は k_p の値が比較的大きい場合には Brock の式よりも小さな値を与えるとされている。さらにこの領域についての実験データも各研究者によってかなりまちまちで、Saxton⁴⁰⁾、Rosenblatt³⁹⁾ によれば Brock の式が、また向阪ら²⁹⁾ によれば Derjaguin の式が良く合うとされているが、その他これらの式には合致しない実験データも報告されている⁴⁵⁾。熱交換器における実験の結果については次章で詳しく述べる。

このような実験値の差は主に、粒子の泳動速度がその熱伝導度 k_p の影響を大きく受けているためと考えられている。

(iii) 中程度の大きさの粒子の場合 (遷移領域)

$K_n \cong 1$ の領域については自由分子領域の式を拡張したり、自由分子領域と連続領域の式を用いて補間的に求めたりされている^{5, 43, 44)}。

熱泳動による沈着は、熱交換器内ではファウリングを引き起こす原因となるが、この現象を利用したものは、サブミクロンのエアロゾル粒子サンプリング用としてのサーマルプレシピテーターや、高温含じんガスのろ過に使われる粒子充てんフィルターがある。サーマルプレシピテーターは泳動速度の粒径依存性が比較的少ない $1 \mu\text{m}$ 以下の粒子のサンプリングに適し、金川ら²⁶⁾ は平板間にエアロゾル粒子を流した時の粒子の沈着距離を Derjaguin の式を適用して求め、その特性を示している。また粒子充てんフィルターでは、各種の粒子捕集メカニズムに相加的に作用し、捕集効果が高められる。

媒質気体中に濃度勾配がある場合にも粒子は泳動を起こし、分子量の大きい気体成分の拡散する方向に移動する。この拡散泳動現象は熱泳動と類似しており、各領域について Waldmann⁴⁸⁾、Brock⁶⁾、Bakanov-Derjaguin¹⁾

らの理論式が提案されている。熱交換器のファウリングに関してはその効果が熱泳動に比して小さいことが実験的に確かめられており⁷⁾、拡散泳動理論の詳細については文献を参照されたい。

1.2 粒子の衝突と沈着

粒子の沈着過程は、含じん気流が円柱や球などのような障害物に対して直角に流れているか、また管内流のように沈着面に平行に流れているかによって、その沈着メカニズムの支配因子も変わってくる。垂直流については、繊維充てんフィルターなどのろ過集じん装置と密接に関係しており、その基礎となる単一円柱まわりの含じん気流の解析について、従来より多くの研究が行われている。

一般に気流中の粒子が捕集体に捕捉されるというのは、粒子に何らかの力が働き、これを捕集体まで到達させ、さらにその表面から粒子を離脱させないような力の働きがある状態をいう。捕捉にはこれら2つの要素がなければ成立しない。気流中で半熔融状態にあり、捕集体に到達すれば再飛散を起こしにくいようなエアロゾル粒子はともかくとして、このような力の要素は捕集体表面の性状と粒子の物性、さらにはファウリング現象が起きている場の雰囲気（たとえば湿度）などの影響を強く受けると考えられる。物性との関連で粒子の捕捉を論ずるのは困難であるため、ここでは粒子が捕集体表面に到達する機構のみについて考えることにする。

捕集体による粒子の捕捉メカニズムには

- (a) 慣性衝突
- (b) Brown 拡散
- (c) 乱流拡散
- (d) さえぎり効果
- (e) 重力沈降
- (f) 静電沈着
- (g) 熱沈着

が考えられ、(d)さえぎり効果は粒子が大きさを持っているための効果で単独では存在せず、他のメカニズムと組み合わせた形で現われる。(f)については粒子の帯電による影響がない限りは、特殊な条件以外では問題とはならない。(g)熱沈着は高温場で粉体を操作する場合重要なメカニズムとなり(a)～(d)の各メカニズムに相加的に影響を及ぼす。一般の操作では含じん気流を乱流条件下で流すため、支配的な捕捉は(a)および(c)によって行なわれる。

粒子の慣性力による円柱への衝突は、従来より繊維層フィルターに関連して多くの研究がされており^{18, 19, 22, 28, 31, 34, 35, 56)}、レイノルズ数の影響や重力、さえぎりの効果

Fig. 2 粒子の慣性衝突

などが検討されている。円柱による粒子の捕集効率 η は、円柱の十分前方において、粒子が円柱に捕捉される流れの断面積の、円柱の流れ方向への投影面積の比として次式(7)で定義される (Fig. 2)。

$$\eta = \frac{X}{D} \quad \dots\dots(7)$$

慣性衝突による捕集効率は

$$\eta = \eta(Re, \Psi, R) \quad \dots\dots(8)$$

のごとく、レイノルズ数、慣性パラメーターおよびさえぎりパラメーターの関数として与えられる。

また $Re \geq 20$ では多くの場合流れはポテンシャル流れ ($Re = \infty$) と考えても差しつかえなく、したがって

$$\eta = \eta(\Psi, R) \quad \dots\dots(9)$$

となる。さらに、円柱の径に比べて粒子径が無視できる程小さい場合 $R \equiv 0$ となり、 η は Ψ のみの関数として与えることができる。

$$\eta = \eta(\Psi) \quad \dots\dots(10)$$

粒子の軌跡を求める基礎式は、無次元直交座標系で表わせば次式(11)となる。

$$\left. \begin{aligned} 2\Psi \frac{d^2 \bar{x}}{d\bar{t}^2} + \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} - \bar{v}_{\bar{x}} &= 0 \\ 2\Psi \frac{d^2 \bar{y}}{d\bar{t}^2} + \frac{d\bar{y}}{d\bar{t}} - \bar{v}_{\bar{y}} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(11)$$

ここで無限前方の流速を v とすれば、無次元数は各々 $\bar{x} = x/(D/2)$, $\bar{y} = y/(D/2)$, $\bar{v}_{\bar{x}} = v_x/v$, $\bar{v}_{\bar{y}} = v_y/v$,

Fig. 3 慣性捕集効率 η ($R=0$ の場合)

$t=vt/(D/2)$ で表わされる。 $\bar{v}_x$, $\bar{v}_y$ に種々な Re 領域の円柱まわりの速度分布を代入して両式を連立させて解けば粒子の軌跡が求まり、捕集効率を得られる。ポテンシャル流れおよび粘性流れの速度分布を用いて計算した結果を Fig. 3 に例示した ($R=0$ の場合)。なお、重力の影響を考慮する場合、重力の働く方向に応じて図式の右辺を重力パラメーター G で置き換えればよい。

しかし、これらの研究は表面が清浄な円柱への粒子の沈着に関するものがほとんどで、円柱に粒子の負荷がある場合の研究はわずかである⁵⁵⁾。

一方、流体の乱れによっても粒子はランダムな方向の力を受けることによって乱流拡散し、捕集体に到達して沈着が進行する。高流速であればかなり大きな粒子の場合でも、その影響はあるものと考えられる。

筆者らは先に、単一円管のまわりに含じん気流を種々な条件下で流し、気流中の粒子が壁面に付着とはく離をくり返して沈着する様子を観察し、沈着粉じん量の時間変化および円管壁面上の位置による沈着粉じん層の粒度分布を測定して、乱流条件との関連を調べた⁴⁶⁾。その結果、格子乱流における円管まわりへの粉体の沈着は、円管表面のせん断力分布に対応した沈着分布を示し、その分布粒子にも50%平均径 D_{p50} 値の分布が認められた。すなわち、流速の比較的小さい場合、よどみ点付近には乱れが弱い程粗い粒子が沈着しやすく、背面では逆の傾向が見られた。また流速が大きい場合には前面での沈着が起らず、背面の沈着層にも、はく離点から後方よどみ点にかけて D_{p50} 値が減少してゆく分布が得られた。さらに粉体の円管への全沈着量は流速の小さい程、乱れが強い程多いことが分かった。背面への粒子の沈着は、後方うずによって巻き込まれた粒子が乱流拡散によって沈着するものであるが、前方のよどみ点付近に慣性で衝突し沈着堆積する過程は粒子のもつエネルギーのみでなく、粉体の力学的物性をも考慮する必要がある。この点について大島ら³⁹⁾は、高温場でステンレス製の丸棒断面への粉体の慣性力による沈着状況を観察し、粉体物性としてのせん断試験による粘着力との関連を調べているが、他の力学的な物性との関連についてはまとめるには至っていない。

乱流拡散による沈着現象は管内流れにおいても重要な問題であり、沈着は粒子の性状のみならず流動状態、特に乱流の構造に大きな影響を受け、そのために種々な条件下での沈着実験が行われている。たとえば、流れが十分に発達した乱流条件^{10, 24, 32, 50, 57~59)} や未だ発達していない管入口^{9, 27)} での沈着実験などが行なわれている。しかし、秩序運動としての乱流の場を作り出すことが実験

的に不可能であるため、粒子の沈着過程と乱流の構造そのものと直接的に結びつけることは非常に困難である。

平行流については、粉体の空気輸送に関連した報告の他、粒度分布測定のためのサンプリングや、その際に起こる測定誤差に関するものが多い^{10, 11, 51~54)}。

2. 伝熱装置における研究

2.1 熱交換器

熱交換器内では高温含じんガスと伝熱管との間の温度差が大きいため、熱泳動現象による伝熱面上でのファウリングは一層起こりやすい。気流中の粒子に働く力は、気流と粒子における温度分布すなわち2相の熱伝導度の関数として考えることができ、この問題は Epstein のちに Brock らが与えた熱力の式を基にして研究が進められてきた。それによれば、ファウリングは流体と壁との温度差が大きい程、粒子径が小さい程、また気体の熱伝導度が高く密度が小さい程起こりやすいといえる。

熱力は気流中からの粒子の除去に対して有効な方法として考えられ、装置の開発も行なわれている。この装置では気流は層流で流れ、粒子は熱力によって冷却面へ向かって拡散してゆく。しかし実際の固気2相流を用いる熱交換システムにおいては、流れは高い交換率を得るためと粒子を流動状態にさせておくために、一般には乱流条件下で操作される。この場合には粒子は乱流の力によって伝熱面壁に運ばれ、そこで熱力によって保持されると考えられる。さらに、付着した粒子は、気流の流れの状態によって再飛散がくり返され、時間とともに定常的なファウリングに近づいてゆく。

Wachtell ら⁴⁷⁾は、ファイングラファイトによる伝熱面のファウリングに関して、粒子が伝熱面に沈着するには2つの力の大小によって決まるとしている。すなわち、粒子を壁面に付ける熱力 F_{th} と離そうとするせん断力 F_s を考え、壁面で粒子を保持するまさつ力が F_{th} とほぼ同じであると仮定し、さらに粒子に働く流体の平均せん断力 F_s が粒子一壁間のまさつ力を妨害して沈着が移動するとして F_{th} と F_s の比を考え、 $F_s/F_{th} > 1$ ではファウリングは起こらず、 $F_s/F_{th} < 1$ で粒子の沈着が始まるとしている。そして F_{th} の値は流体の特性値、流体温度および壁面温度を用いて表わした。これはレイノルズのアナロジーとまさつ係数に関するブラシウスの式および Brock の式での温度勾配を決定するための境膜伝熱係数を用いて次式で与えた。

$$F_{th} = \frac{-9\pi\mu^2 d_p}{2\rho T} \left(\frac{1}{1 + \frac{6C_{ml}}{d_p}} \right) \left(\frac{\frac{k_f}{k_p} + \frac{2C_{tl}}{d_p}}{1 + \frac{2k_f}{k_p} + \frac{4C_{tl}}{d_p}} \right)$$

$$\times 0.377(Re)^{0.75}(Pe)^{0.75} \quad \text{.....(12)}$$

F_s の値は、沈着した粒子は壁の一部で粒子に働く力が壁面せん断力の粒子投影面積倍であると仮定して次式で与えた。

$$F_s = 0.0302 \frac{d_p^2 (Re)^{1.75} \mu^2}{\rho D} \quad \text{.....(13)}$$

この考え方は実験結果とよい一致を見た述べているが、問題点も少なくない。たとえば粒子相互間の凝集力やまさつ力および粒子—壁面間の付着力やまさつ力である²⁾。粒子の凝集力が壁面との付着力よりも大きければ粒子は断続的に凝集し、その結果重力で落下してしまう。また壁面せん断力は一般の乱流条件では時間的に変化し、その瞬間的な最大値を考える必要がある。そして壁面から粒子を除くのに必要な力は壁に対して直角方向に働く必要があり、流れ方向に働くせん断力¹³⁾式とは相互関係はあるが等しくはない。さらに粒子の衝突によって壁面には局所的な衝撃力が働いており、これは非常に大きな力となり得るため、沈着層の崩壊やエロージョンを引き起こす原因となり、見逃すことができない。

粒子の凝集力は温度によってもかなりの影響を受け、Garton らの実験によれば、0.08%湿度のファイングラファイトを流すと、伝熱面で沈着した粒子層は26%湿度まで上昇している²⁾。それゆえ、熱交換器内において伝熱面のファウリングを予想することは、流体力学的な力だけでなく、粒子の物性ととりわけ付着力を考慮に入れる必要があり、かなり難しいことといわざるを得ない。しかしこのようなアプローチはファウリングと操作変数との間の定性的な関係を知る上では重要である。

Hawes ら²³⁾は管内に高温含じんガス (5 μm のグラファイト—炭酸ガス) を流し、まわりを水で被覆した場合としない場合について種々な条件下で熱伝導度を測定している。その結果、粒子濃度の増加に伴って熱伝導度は増加したが、高温壁から冷却液への熱移動の場合よりもかなり低い値を示している。その他変数を種々変えた実験を行なっているが、熱伝導度のレイノルズ数や温度差に関しては明白な依存性が得られていない。さらに、温度差があまりなく管を被覆してない場合にもわずかながら綿毛状のファウリングが見られたと報告している。また Hawes らは、高温の固気2相流の伝熱面との間に大きな温度差があると、表面の近くに沈着した粉体に湿度の集中が起こることも示している。Babcock らは Hawes らと逆に管内に冷却水を流し、直交流で管外壁周辺にグラファイト—炭酸ガス2相流を流し、熱伝導度を測定している²³⁾。Hawes らの実験結果に対し著しく高い熱伝導度が測定されており、この値は濃度の増加によって定常的に増加している。Hawes らの実験よりも

直交流のために乱流条件が大きく、壁面せん断力も大きいためにファウリングが起こらなかったと述べている。

西尾ら³⁷⁾は管の長さ方向に温度勾配を作り、 Na_2O 粒子を管内に層流から乱流の広い範囲にわたって流した場合の粒子の内壁への沈着実験を行ない、粒子の沈着率を熱交換器のパラメーターを用いて次式で与えている。

$$1 - \frac{C_L}{C_0} = 1 - \exp \left\{ - \frac{4LUz_T}{Dvk_f} (\Delta T)_{av} \right\} \quad \text{.....(14)}$$

ここで C_0 , C_L は各々管入口および出口の粒子濃度, L は管長さ, D は管内径, U は総括伝熱係数, v はガス流速, k_f はガス熱伝導度, z_T は熱泳動による粒子の沈着速度, $(\Delta T)_{av}$ は平均温度差を表わしている。上式によれば平均温度差が大きい程熱泳動による沈着量が多く、ガス流速が速い程沈着量は少ない。Figs. 4 および 5 に沈着率と(14)式右辺のパラメーターとの関係を点綴したものを例示した。図中の曲線 A, B, C は各々、熱泳動速度 z_T に Jacobsen-Brock の式²⁵⁾, Brock の式および Epstein の式を用いて計算した結果である。

Byers ら⁷⁾は高温乱流気流からの粒子沈着を左右する

Fig. 4 粒子の沈着率 (管長さ=0.15 m)

Fig. 5 粒子の沈着率 (管長さ=0.45 m)

Fig. 6 沈着率に及ぼす温度の影響

Fig. 7 沈着率に及ぼすガス流速の影響

要因として乱流拡散と熱力の両者を考慮し、熱泳動の理論に基づくモデルによって伝熱係数の推定を行なっている。水中に管を入れ、その内側に塩化ナトリウムエアロゾルを流した沈着実験によって検討した結果、伝熱係数は粒子径、温度、流量および管の長さや直径の比に依存し、特に熱力によるエアロゾル粒子の沈着量は粒子径と温度に最も影響され、 $d_p = 0.3 \mu\text{m}$ で約30%、 $d_p = 1.2 \mu\text{m}$ では5%であったと報告している。Fig. 6 に沈着率に及ぼす温度の影響を、また Fig. 7 にはガス流速の影響を調べた結果を示した。実線は実験結果、破線はBrockの式を用いた計算結果を示している。一般に層流底層内の温度勾配は入口と壁の間の温度差に比例し、入口温度が高い程温度勾配も大きくなり、その結果沈着率も増加する。そして気体分子の平均自由行程も温度に比例して大きくなり、 K_n 数が増加することによって熱力

が最も大きく作用する自由分子領域へと沈着メカニズムが移動してゆくため、沈着率も増加すると考えられる。そのため Fig. 6 に示すように連続域のBrockの式による計算結果とは粒子径が小さい部分でかなりかけ離れた結果が得られている。また Fig. 7 から明らかなように、Brockの式からはガス流速による沈着率の影響はわずかであるが、実験ではかなり大きな影響を受けており、乱流拡散の影響が大きいことを示している。

Singh ら⁴³⁾ は外壁を冷却した垂直管内に高温含じんガスを乱流で流し、遷移域および連続域近傍での粒子の管内壁への沈着を実験的に調べて Brockの式の検討を行なっている。管入口付近では小さな粒子が沈着しやすく、大きい粒子は沈着する前に下流へ運ばれ、特に $0.75 \mu\text{m}$ 以上の粒子の沈着は観察されなかったと述べている。

Moo-Young ら³⁹⁾ は熱力による粒子の沈着を平行平板間に温度勾配がある場合について、その中を層流で流れている気流中の粒子の運動を解析し、沈着する粒子の軌跡を計算している。そして熱泳動はチャンネル内の速度分布および温度分布によって影響を受け、特に気流の温度が比較的大きな粒子の沈着様式に大きく関与していることを示した。またこれについて Lin³⁰⁾ は、速度分布や気体の熱拡散率の温度依存性を考慮すべきであると指摘している。

Goren²¹⁾ は平板層流境界層内での熱泳動を理論的に考察し、高温壁と低温壁付近での粒子の濃度分布を示している。

上述の研究は、伝熱面におけるスケーリングやファウリングは熱沈着によって起こるという事実に基づいている。一方、微細な粒子を管で輸送する場合のように、壁に捕捉されて粒子の損失が起こるような場合について、気流からの粒子の沈着速度を減少させるために熱泳動現象を利用した研究も行われている。El-Shobokshy^{15, 16)} は管外部を加熱して、粒子が層流底層から熱力によって沈着が妨げられるようにして壁面から遠ざかる現象について、熱力と壁への粒子の沈着速度との関連を推定している。実験も管径とレイノルズ数を種々変え ($Re = 800 \sim 6000$, 壁温 $T_w = 50 \sim 150^\circ\text{C}$)、透過率と粒子径 ($d_p = 6 \sim 10 \mu\text{m}$) の関係を調べ、良い一致を見ている。低温度で粒子を輸送する場合には、たとえば沈着を完全に除去することができないにしても、少なくともある最小の値に押さえることができるであろう。しかし気流が乱流であれば、流体要素の垂直成分で起こる慣性力と反対方向に大きな熱力を形成せねばならず、許されるならば層流で流すことが条件となろう。低速であれば透過率を最

大にするには低い温度ですむ。また表面の粗さが特に1～5 μm の粒子の沈着速度を助長することが確かめられており¹⁶⁾、この範囲の粒子の輸送には滑管を使用する必要がある。さらに、加熱に消費される電力や、流体や粒子の特性および2相流の化学的な組成の変化による制限もあり、この方法を適用するには壁温の上限を決定しておくことも重要である。

2.2 ボイラー

近年大型のボイラーではハイアッシュの褐炭の使用が増加してきており、適正に設計されたボイラーでも伝熱面でのファウリングやコロージョンの問題が深刻となってきた。ボイラー内のファウリングは主としてゆるい沈着 (loose deposits)、強固な沈着 (hardened deposits) および溶融スラッグ (molten slag) の3つの型がある^{3, 35)}。そしてこれまで、これらの沈着を除去するには一般にスチームやエアーのストブローをボイラーオペレーターによって周期的に操作させる方法がとられている。しかしストブローでは loose deposits しか除去できず、他の型の沈着については、ボイラーの運転を休止して除去せねばならなかった。

Neal ら³⁵⁾ や Chambers ら⁸⁾ は、石炭燃焼ボイラー内での伝熱管表面に付着するアッシュの熱フラックスに及ぼす影響を調べている。これらは、アッシュの沈着の程度を感知する熱フラックス計の有効な操作条件を得ることを目的としている。Chambers は Northover 型の熱フラックス計を用いて、伝熱管がクリーンな場合とファウリングの起こっている場合とではその信号が沈着の具合によって独自の型を持っており、ボイラー内の燃焼状態とは無関係であることを確かめ、連続的なアッシュの沈着に対するモニターシステムとして適用することにより、アッシュの沈着の程度の測定やアッシュのメルティングを防ぐためのボイラーのストブローの自動制御システムを開発している。

2.3 対策技術

ある条件下で熱が高温含じんガスから温度の低い伝熱面に移動する場合、伝熱面上におけるファウリングの問題は大きな課題であるにもかかわらず、ファウリングを防ぐに必要な条件を系統的に調べた研究は今のところ見つかからない。そこで定性的にしか判断はできないが、これまでの結果からファウリングの影響を最小にするための方法は次のとおりである。

- (1) ガスの熱伝導度を小さくする。
- (2) 粒子径をできる限り大きくする。
- (3) レイノルズ数と乱流の程度をできるだけ高くする。

また未解決の重要な課題としては

- (1) 高温場での粉体の力学的な物性、特に付着力の影響が考慮されていない。
- (2) 伝熱面の物理的、化学的な損傷による熱伝導度への影響が考慮されていない。
- (3) 沈着粒子の凝集力に大きな影響を及ぼす湿度の問題、またそれに伴う物性の変化

などがあげられる。

む す び

ファウリングによる伝熱面の性能低下を防止するためには、まずファウリングのメカニズムを解明することが重要である。そしてこれに関してこれまで述べてきた研究から明らかなように、伝熱装置内では粒子の熱泳動や慣性衝突、乱流拡散が支配的となり、これらの沈着メカニズムは粒子の径の関数としてその効果が決定される。しかし実際には粒子は伝熱管に付着とはく離をくり返されてファウリングが進行してゆくため、粒子—壁間および粒子—粒子間の付着力もその関数として考慮されなければならない。特に高温場では粒子の力学的物性も温度の影響を受けるため、今後、流体力学的な観点からだけでなく、粒子の物性をも考慮した系統的な研究を行なってゆくことが必要であると考えている。

使 用 記 号

C	: 粒子濃度	[kg/m ³]	k	: ボルツマン定数	[Nm/K]
$\bar{C}$	: 気体分子の平均熱速度	[m/s]	k_f	: 気体の熱伝導度	[N/sK]
C_n	: 定数	[—]	k_p	: 粒子の熱伝導度	[N/sK]
C_t	: 定数	[—]	K_n	: クヌッセン数	[—]
D	: 管内径あるいは管外径	[m]	L	: 管長さ	[m]
D_{p50}	: 50%平均粒子径	[m]	l	: 気体分子の平均自由行程	[m]
d_p	: 粒子径	[m]	m	: 気体質量	[kg]
F_s	: 壁面せん断力	[Pa]	Pr	: プラントル数	[—]
F_{th}	: 熱力	[Pa]	R	: さえぎりパラメーター ($=d_p/D$)	[—]
G	: 重力パラメーター ($=\rho_p g a_p^2/18\mu v$)	[—]	Re	: レイノルズ数	[—]

T	: 温度	[K]	$\bar{x}, \bar{y}$	: 無次元距離 ($=x/(D/2), y/(D/2)$)	[-]
t	: 無次元時間 ($=vt/(D/2)$)	[-]	η	: 粒子捕集効率	[-]
U	: 総括伝熱係数	[W/m ² k]	μ	: 気体の粘度	[Pa·s]
v	: ガス流速	[m/s]	ρ	: 気体の密度	[kg/m ³]
$\bar{v}_x, \bar{v}_y$	: 無次元速度 ($=v_x/v, v_y/v$)	[-]	ρ_p	: 粒子密度	[kg/m ³]
X	: 限界粒子軌跡の無限前方における投影面積	[m ²]	χ	: 慣性パラメーター ($=\rho_p d_p^2 v / 18 \mu D$)	[-]

引用文献

- 1) Bakanov, S. P. and B. V. Derjaguin: *Disc. Farad. Soc.*, **30**, 130 (1960)
- 2) Boothroyd, R. G.: "Flowing Gas-Solids Suspensions" Chapman and Hall LTD (London) p 186 (1971)
- 3) Boow, J. and P. R. C. Goard: *J. Inst. Fuel*, **42**, 412 (1969)
- 4) Brock, J. R.: *J. Coll. Sci.*, **17**, 768 (1962)
- 5) Brock, J. R.: *J. Coll. Interface Sci.*, **23**, 448 (1967)
- 6) Brock, J. R.: *ibid.*, **27**, 95 (1968)
- 7) Byers, R. L. and S. Calvert: *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **8**, 646 (1969)
- 8) Chambers, A. K., J. R. Wynnyckyj and E. Rhodes: *Can. J. Chem. Eng.*, **59**, 230 (1981)
- 9) Chen, R. Y. and R. A. Comparin: *J. Aerosol Sci.*, **7**, 335 (1976)
- 10) Chen, Y.S. and C.S. Wang: *ibid.*, **6**, 139 (1975)
- 11) Crane, R.I. and R.L. Evans: *ibid.*, **8**, 161 (1977)
- 12) Derjaguin, B.V. and S.P. Bakanov: *Koll. Zh.*, **21**, 377 (1959)
- 13) Derjaguin, B.V. and Yu. Yalamov: *J. Coll. Sci.*, **20**, 555 (1965)
- 14) Derjaguin, B. V., A. I. Storozhilova and Ya. I. Rabinovich: *J. Coll. Interface Sci.*, **21**, 35 (1966)
- 15) El-Shobokshy, M.S.: *Can. J. Chem. Eng.*, **59**, 155 (1981)
- 16) El-Shobokshy, M.S. and I.A. Ismail: *Atmos. Environ.*, **14**, 2 (1980)
- 17) Epstein, P.S.: *Z. Phys.*, **54**, 537 (1929)
- 18) Fan, K.C., B.T. Wamsley, M. Furman, W. Mooney and J.W. Gentry: *AIChE. Symposium Series*, **74** (175), 2 (1978)
- 19) Fan, K.C. and J.W. Gentry: *J. Coll. Interface Sci.*, **65**, 162 (1978)
- 20) Gardner, G.C.: *Int. J. Multiphase Flow*, **2**, 213 (1975)
- 21) Goren, S.L.: *J. Coll. Interface Sci.*, **61**, 77 (1977)
- 22) Griffin, F.O. and A. Meisen: *Chem. Eng. Sci.*, **28**, 2155 (1973)
- 23) Hawes, R.I. and D.A. Garton: CPE-Heat Transfer Survey, 143 (1967)
- 24) idem and Agarwal: *J. Aerosol Sci.*, **5**, 145 (1974)
- 25) Jacobsen, S. and J.R. Brock: *J. Coll. Sci.*, **20**, 544 (1965)
- 26) Kanagawa, A., T. Takahashi and Y. Murase: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **1**, 337 (1975)
- 27) Kanaoka, C., H. Emi and M. Kano: *ibid.*, **4**, 81 (1978)
- 28) Kirsch, A.A. and I.B. Stechkina: *J. Aerosol Sci.*, **8**, 301 (1977)
- 29) Kousaka, Y., K. Okuyama, S. Nishio and T. Yoshida: *J. Chem. Eng. Japan*, **9**, 147 (1976)
- 30) Lin, S.H.: *Chem. Eng. Sci.*, **32**, 458 (1977)
- 31) Löffler, F. and W. Muhr: *Chemie.-Ing.-Tech.*, **44**, 510 (1972)
- 32) Matsui, H. and Y. Yoshida: *J. Nucl. Sci. Tech.*, **11**, 300 (1974)
- 33) Moo-Young, M. and K. Yamaguchi: *Chem. Eng. Sci.*, **30**, 1291 (1975)
- 34) Morsi, S.A. and A.J. Alexander: *J. Fluid Mech.*, **55**, 193 (1972)
- 35) Neal, S.B.H.C. and E.W. Northover: *J. Heat and Mass Transfer*, **23**, 1015 (1980)
- 36) Nguyen, X. and J.M. Beeckmans: *J. Aerosol Sci.*, **6**, 205 (1975)
- 37) Nishio, G., S. Kitani and K. Takahashi: *Ind. Eng. Chem., Process Des. Dev.*, **13**, 408 (1974)
- 38) Ohshima, T., M. Hirota, H. Morishita and K. Arimoto: *J. Soc. Powder Tech. Japan*, **19**, 709 (1982)
- 39) Rosenblatt, P. and V. K. La Mer: *Phys. Rev.*, **70**, 385 (1946)
- 40) Saxton, R.L. and W.E. Ranz: *J. Appl. Phys.*, **23** (8) (1952)
- 41) Schmitt, K.H.: *Z. Naturf.*, **14A**, 870 (1959)
- 42) Schmitt, K.H. and L. Waldmann: *ibid.*, **15A**, 843 (1960)
- 43) Singh, B. and R.L. Byers: *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **11**, 127 (1972)
- 44) Springer, G.S.: *J. Coll. Interface Sci.*, **34**, 215 (1970)
- 45) Tong, N.T.: *ibid.*, **51**, 143 (1975)
- 46) Toyama, S., H. Mori and A. Yamaguchi: *J. Soc. Powder Tech. Japan*, **19**, 709 (1982)
- 47) Wachtell, G.P. and J.P. Waggener: The Franklin Institute Laboratories, Report F-B 1938, Feb. (1964)
- 48) Waldmann, L.: *Z. Naturf.*, **14A**, 589 (1959)
- 49) Waldmann, L., and K.H. Schmitt: "Aerosol Science" Davies, C.N. (Ed.) Academic Press, New York, p 137 (1966)

- 50) Wedding, J.B. and J.J. Stukel: *Int. J. Multiphase Flow*, 1, 525 (1974)
- 51) Yoshida, H., T.Ohsugi, H. Masuda and S. Yuu: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, 2, 4 (1976)
- 52) Yoshida, H., T. Ohsugi, H. Masuda and K. Iino-ya: *Zairyo*, 25, 274 (1976)
- 53) Yoshida, H., M.Uragami, H. Masuda and K. Iino-ya: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, 4, 2 (1978)
- 54) Yoshida, H., K. Yamashita, H. Masuda and K. Iino-ya: *J. Chem. Eng., Japan*, 11, 7 (1967)
- 55) Yoshioka, N., H. Emi and H. Sone: *Kagaku Kogaku*, 31, 1011 (1967)
- 56) Yoshioka, N., H. Emi, C. Kanaoka and M. Yasunami: *ibid.*, 36, 313 (1972)
- 57) Yoshioka, N., C. Kanaoka, and H. Emi: *ibid.*, 36, 1010 (1972)
- 58) Yoshioka, N., C. Kanaoka and H. Emi: *ibid.*, 36, 1349 (1972)
- 59) Yoshioka, N., C. Kanaoka, H. Emi and M. Makino: *ibid.*, 37, 843 (1973)

計算機利用技術委員会議事録

日 時：昭和58年4月22日（金）17：00～20：00

場 所：京都市京大楽友会館

出席者：井上（委員長）、神保、田中（善）、岡屋（各委員）、井伊谷（顧問）

議事要旨

委員会においては1970～1979年の10年間にわたる粉体関係の主要雑誌約30種の文献情報（約3700件）を集積して来たが、この情報の今後の利用と委員会の将来方針について意見の交換を行ない、次のような結論を得た。

- (1) 現時点においては日本科学技術情報センターのデータベース（JICST）をはじめとする商業的情報検索システムが優位と思われる点も多いが、粉体工学会の会員有志が協力して作成するデータベースの利点は手軽であることと情報密度が高いことであろう。
- (2) 現在のコンピュータファイルは現在8"標準ディスクセット5枚に出力されているが、これは将来会員各自の下でパソコン等により手軽に利用しうる情報と

なる可能性がある。

- (3) (2)を可能とするためには、検索のためのソフトウェアが必要であり、米国 Laboratory Microsystems 社より FORTH 言語によるデータベースシステムのソフトウェアを購入しこれを基に文献検索システムの開発を試みる。ただし、購入ソフトウェアの質は入手前に評価する手段がないので、成果については予断を許さない。
- (4) (3)の作業により、将来の利用への見通しが得られた場合には、現在の文献情報の欠落部分（全体の15%前後）を補填し、完全なものとする。
- (5) (3)、(4)の作業日程は今後1年を目途とする。
- (6) 文献情報サービスの仕事を今後続けるとすれば、その仕事はむしろ粉体工学会より日本粉体工業技術協会へ移すのがよいであろうとの意見があった。

なお、この会合は当委員会と日本粉体工業技術協会の文献調査委員会（委員長：神保）との合同で開催したものである。