



Title	粒子追跡型数値解析技術に基づく沸騰遷移出力予測の信頼性向上
Author(s)	山本, 泰
Citation	大阪大学, 2012, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/27544
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

粒子追跡型数値解析技術に基づく
沸騰遷移出力予測の信頼性向上

山本 泰

粒子追跡型数値解析技術に基づく 沸騰遷移出力予測の信頼性向上

2012 年度

山本 泰

目 次

第1章 序論	
1.1 沸騰遷移現象の予測に向けた課題	1-1
1.2 詳細解析技術の向上	1-1
1.3 BWR 燃料への適用	1-3
1.4 論文の構成	1-4
[参考文献]	1-6
第2章 BWR 燃料の沸騰遷移現象	
2.1 はじめに	2-1
2.2 試験装置および試験体	2-2
2.2.1 二重管試験部	2-2
2.2.2 モックアップ試験部	2-2
2.3 試験結果および検討	2-3
2.3.1 BT 発生様相	2-3
2.3.2 スペーサ上流効果確認試験	2-3
2.3.3 スペーサ効果モデル	2-4
2.4 解析	2-5
2.4.1 サブチャンネル解析コード	2-5
2.4.2 スペーサ効果モデル未知定数の決定方法	2-5
2.4.3 検証データおよび手法	2-7
2.4.4 解析結果	2-8
2.5 本章のまとめ	2-10
<記号表>	2-11
[参考文献]	2-12
第3章 液滴付着に及ぼすスペーサの影響	3-1
3.1 はじめに	3-1
3.2 スペーサ効果	3-1
3.3 支配方程式、および数値解析手法	3-2
3.3.1 気相	3-2
3.3.2 液滴粒子	3-3

3.4	平板間チャンネルの解析	3-4
3.5	BWR 燃料スペーサ周りの解析	3-6
3.6	本章のまとめ	3-7
	<記号表>	3-9
	[参考文献]	3-10
第4章	BWR 燃料集合体の限界出力予測	
4.1	はじめに	4-1
4.2	限界出力予測手法	4-2
4.3	円管流路と管群流路の液滴付着率評価	4-2
4.3.1	気相	4-3
4.3.2	液滴粒子	4-4
4.3.3	粒子付着率の評価結果	4-5
4.4	BWR 燃料の限界出力予測	4-5
4.4.1	液滴付着率相関式	4-5
4.4.2	スペーサ形状による限界出力への影響	4-6
4.5	本章のまとめ	4-7
	<記号表>	4-8
	[参考文献]	4-9
第5章	粒子付着率に及ぼす緩和時間と連続相のレイノルズ数の影響	
5.1	はじめに	5-1
5.2	支配方程式と数値解析手法	5-2
5.2.1	気相	5-2
5.2.2	粒子	5-3
5.2.3	計算方法	5-5
5.3	解析結果	5-6
5.3.1	粒子付着係数 k_d	5-6
5.3.2	粒子密度分布と速度分布	5-7
5.3.3	粒子付着のメカニズム	5-8
5.3.4	新粒子付着様式マップの提案	5-9
5.4	本章のまとめ	5-10
	<記号表>	5-11
	[参考文献]	5-13

第6章	粒子付着率に及ぼす粒子濃度の影響	
6.1	はじめに	6-1
6.2	支配方程式と数値解析手法	6-1
6.2.1	気相	6-1
6.2.2	粒子	6-3
6.2.3	計算方法	6-4
6.3	解析結果	6-5
6.3.1	粒子付着率	6-5
6.3.2	気相速度場	6-6
6.3.3	粒子付着のメカニズム	6-7
6.4	本章のまとめ	6-8
	<記号表>	6-10
	[参考文献]	6-12
第7章	結論	7-1
	謝辞	8-1

第 1 章序論

1.1 沸騰遷移現象の予測に向けた課題

沸騰二相流の環状噴霧流領域における沸騰遷移 (BT: Boiling Transition) 現象は、加熱面を流れる液膜がドライアウトすることにより生ずると考えられている。多くの研究者により加熱面の液膜流量を評価し、液膜がドライアウトする出力を解析的に予測する解析手法の開発が精力的に行われている^{(1)~(6)}。環状噴霧流の流動様式における液膜流量は、流れ方向を Z 軸として次式となる。

$$\frac{dm_{LF}}{dz} = L_h \left(D - E - \frac{Q}{h_{fg}} \right) \quad (1-1)$$

ここで、 m_{LF} : 液膜流量 (kg/s)、 z : 流れ方向座標(m)、 L_h : 濡れぶち長さ(m)、 D : 液滴付着量(kg/(m²s))、 E : 液滴発生量(kg/(m²s))、 Q : 熱流束 (kW/m²)、 h_{fg} : 蒸発潜熱(kJ/kg)である。解析による液膜ドライアウト評価は、環状流遷移後の液膜流量の軸方向変化を式(1-1)のように計算し、液膜流量 0 あるいは液膜厚さが限界値以下となるとドライアウトと判定するものである。

従って、液膜ドライアウトが生ずる出力を精度良く予測評価するためには、液滴の付着率と液滴の発生率を精度良く評価する必要がある。液滴の付着率に関する相関式については、各種の研究があり、Kataoka ら^{(1)~(7)}が調査しているが、用いる相関式により計算される液滴付着率の値が 1 オーダーも異なることが示されている。液滴発生率についても同様である。

さらに、液膜ドライアウト予測が必要となる工学的な対象として BWR 燃料集合体がある。多数本の燃料棒を正方格子に配列している BWR 燃料集合体には、流れによって生ずる燃料棒の振動抑制、および燃料棒間隔を保持するため複数の支持格子 (スペーサ) が設置されている。スペーサは上記の役割に加えて、限界出力、圧力損失といった燃料集合体の熱水力性能に大きな影響を及ぼすことが知られており、例えばスペーサに旋回流発生要素を付加することで限界出力が大幅に向上するとの報告がある^{(1)~(8)}。この場合、限界出力が増加することは、式(1-1)から液滴付着量が増加したと考えられるが、このような構造物の局所的な効果を 4 本の流路で囲まれた領域を 1 メッシュとして扱うサブチャンネル解析というマクロな解析手法で考慮するためには、経験的なモデル化が必要であり、サブチャンネル解析単独による限界出力予測を困難なものにしている。

1.2 詳細解析技術の向上

現状、サブチャンネル解析による限界出力予測のためには、経験的なモデル化が必要なこと、そのためサブチャンネル解析単独では限界出力予測が困難であることを 1.1 節で述べた。経験的なモデルを構築するためには、4 本の管で囲まれる流路内で生じる現象を把握しモデル化することであるが、流路形状が円管のような単純な体系でさえ、先に述べ

たように液滴付着率、液滴発生率の相関式は研究者によって大きく異なるという状況である。さらに流路断形状が複雑になり、スプレーサが存在するような流路が対象の場合、液滴付着やスプレーサ効果などの個別の現象を把握してモデル化まで行うことは、試験からのアプローチのみでは困難と思われる。

そこで、現象を単純化し、限界出力予測に影響の大きい現象を数値解析により評価してサブチャンネル解析に必要なモデルを構築することを考えた。沸騰水型原子炉燃料の限界出力を解析的に精度良く予測するためには、環状噴霧流における液滴付着率、液滴発生率、およびそれらに及ぼす燃料スプレーサの効果を評価する必要があることを 1.1 節において述べた。そこで、本研究ではこれらのうち、影響の大きいと考えられる燃料スプレーサの効果に着目し、スプレーサ変化による限界出力変化を定性的にでも予測できる可能性を示すこと、および相関式により大きく異なる液滴付着率に着目し、液滴付着率を粒子追跡シミュレーションにより評価し、新しい相関式を提案することを考えた。液膜ドライアウトは環状噴霧流中で生じ、しかも流路壁に付着して流れる液膜は液膜ドライアウト近傍では薄くなっているはずである。そこで、環状噴霧流を単純化し噴霧流として取り扱い、蒸気流中の噴霧である液滴の挙動を解析により評価することとした。

噴霧流の解析手法としては、Euler-Euler 法と Euler-Lagrange 法が一般的に考えられる。すなわち、連続相を Euler 法により解き、分散相を濃度という形のスカラー量として Euler 法により解く方法を Euler-Euler 法と呼び、一方、連続相を Euler 法で解くことは同じであるが、分散相は、一つ一つの粒子、あるいは複数の粒子の代表粒子の運動を Lagrange 法で解く方法を Euler-Lagrange 法と呼ぶ。Euler-Euler 法は粒子濃度というスカラー量を解析することから、粒子の詳細挙動を把握することは困難と考えられる。Euler-Lagrange 法は、粒子の運動を把握するに適しており、現象の理解や粒子の運動モデルの高度化が容易である。粒子数の増加に伴い解析負荷が増大する欠点はあるが、近年の計算機性能の飛躍的な向上と解析メモリ増加により欠点はほぼ解消したと思われる。

実用的な連続相の流れ場は当然乱流状態である。乱流解析には、大別すると 3 通りの手法が提案されている。一つは、アンサンブル平均化された Navier-Stokes 方程式を解く手法である RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation)、格子平均化された Navier-Stokes 方程式を解く LES (Large Eddy Simulation)、乱流の最小サイズ以下まで解像する解析メッシュを用いて Navier-Stokes 方程式を解く DNS (Direct Numerical Simulation) の 3 つである。

RANS の場合、アンサンブル平均化により Navier-Stokes 方程式に乱流変動成分の相関項が現れ、方程式系を閉じるためのモデルが各種提案されている。代表的なモデルとしては Jones ら⁽¹⁻⁹⁾によって提案された k - ϵ モデルがある。これを改良したモデルが各種あり、工学的に広く使われている。先にあげた LES や DNS に比べると計算負荷が小さいことが利点であるが、得られる情報はアンサンブル平均化されているため、粒子の運動を解析する場合にはモデルの導入が必要となる。実際の粒子は乱流渦によってその軌道を変えるが、

例えば κ - ε モデルでは乱流渦の生成や消滅の時間進展を解析できないため、乱流エネルギー κ により乱流渦の粒子への影響を考慮することになる。ここで、 κ は乱流エネルギーであり、次式で表される。

$$\kappa = \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2$$

この乱流エネルギーはスカラー量であり、ベクトル量ではないため、粒子位置での連続相の速度を計算するためには平均速度ベクトルに乱流渦の影響である乱流成分をこの乱流エネルギーというスカラー量から算出しなければならない。その際には通常の場合、乱数が使われるが、毎時間ステップごとにランダムに異なる方向の速度成分が与えられてしまうと、乱流渦の影響とは言えなくなるため、渦の消滅時間や、粒子の緩和時間、乱流の非等方性を考慮したモデル化が必要となる。従って、現象の模擬性という点で、説得力に欠けると思われる。例えば Shuen ら⁽¹⁻¹⁰⁾、Ormancy ら⁽¹⁻¹¹⁾、Lu ら⁽¹⁻¹²⁾によりモデルが提案されている。

LES は、先に述べたように格子平均の Navier-Stokes 方程式を用い、平均化によって現れる格子平均以下の変動成分に関する項についてはモデル化して解析する。従って、粒子の運動を Lagrange 的に解く場合、格子サイズ以下の渦に影響されるような緩和時間の小さい粒子を除けば、特段のモデルは必要ない。また連続相の乱流解析においても計算機性能の向上により工学的な流れ場に適用されだしており、現実的な流れ場における粒子挙動を解析評価する場合に適した手法であると判断できる。粒子の壁面への付着率解析に適用した Wang ら⁽¹⁻¹³⁾の解析例がある。

DNS は、乱流渦よりも小さいスケールまで解像する解析格子を用いるため、粒子の運動を Lagrange 的に解く際にも全くモデルは必要ないが、現実的な流れ場を解析するためには現在の計算機能力をもってしても多大な時間がかかることが予想され、その適用は現実的ではない。

1.3 BWR 燃料への適用

1.1 節で BWR 燃料集合体に触れたが、沸騰水型原子炉 (BWR) においては、運転員の単一誤動作あるいは機器の単一故障によって引き起こされる運転時の異常な変化中に、炉心監視の不確定性を考慮してもなお、全炉心内の燃料棒のうち 99.9%以上が核沸騰を越えないよう運転制限値を定めている⁽¹⁻¹⁴⁾。BWR の設計では、核沸騰を越えた状態の開始点を沸騰遷移 (BT: Boiling Transition)、その開始点における出力を限界出力 (CP: Critical Power) と呼んでいる。

BWR 炉心設計、および運転時に必要な限界出力の予測は、運転条件を包含する範囲の試験データをフィッティングした実験相関式を用いて行われている。その実験相関式は、実物大の BWR 模擬燃料集合体を用いて、BWR 流動条件を包含する限界出力データを沸騰長さと限界クオリティの形⁽¹⁻¹⁵⁾で整理したものである。この種の実験相関式を作成するために

は、燃料形状を変更する毎に新たな BWR 模擬燃料集合体に対する限界出力試験データが必要であり、開発に多大な時間と経費を要している。

また、近年、定期点検の短縮のため、燃料集合体サイズを大きくすることにより燃料交換の時間を短縮することが検討された⁽¹⁻¹⁶⁾。燃料集合体サイズを大型化すると、これまで実機模擬サイズで試験していたが、電源容量など試験装置の大型化が必要になり、事実上、実機模擬燃料を用いた試験は不可能になる。そこで、燃料の最適設計を容易に達成でき、開発時間と経費の大幅な削減が期待できるメカニスティックモデルに基づいたサブチャンネル解析コードによる限界出力予測手法の開発が望まれている。

サブチャンネル解析手法とは、1.1 節でも触れたが、Fig. 1-1 に示すように、例えば全体の流路（チャンネル）に対して 4 本の燃料棒で囲まれる流路を一つのサブチャンネルとして、サブチャンネル間の質量、運動量、エネルギーの交換も考慮しながら流路全体の流れを解析する手法である。従って、通常の数値流体解析手法に比べるとマクロな解析メッシュを用いる手法であり、式(1-1)をサブチャンネル間の移動も考慮して解析し液膜ドライアウトを評価することができる。しかし、前述のように液滴付着相関式など、サブチャンネル解析に用いる相関式群の不確かさ、管群流路への適用性の問題、さらに燃料スペーサの二相流に及ぼす影響などマクロな解析メッシュでは解像できない効果もあり、現状では実験結果に基づいたチューニングが必要となっている。

1.4 論文の構成

BWR 燃料集合体の限界出力を予測するためのサブチャンネル解析では、実験結果に基づいたチューニングが必要になってしまうことを 1.3 節にて述べた。本研究の目的は、この問題に対して、チューニングに頼らずに限界出力の予測を可能とすることである。

第 2 章では「BWR 燃料の沸騰遷移現象」について論じる。特に、流れによって生ずる燃料棒の振動抑制、および燃料棒間隔を保持するため複数個のスペーサが BWR 燃料の沸騰遷移現象及ぼすメカニズムについて、実験的に解明を試みると共に、サブチャンネル解析と CFD 解析を組み合わせることでスペーサ形状による限界出力変化の予測を試みた。

第 3 章では、第 2 章の知見をさらに発展させ、スペーサが蒸気流中の液滴を燃料棒表面へ付着させる効果があると考えて、スペーサ周りの液滴挙動を Lagrange 法により解析し、限界出力の測定値とスペーサ形状による液滴付着促進効果には強い相関があること、およびスペーサによる液滴付着促進効果をサブチャンネル解析コードの入力に反映すれば、限界出力予測の可能性を示す。

第 4 章では、第 2 章、3 章の知見を反映し、様々な燃料スペーサ形状の限界出力を予測して実験結果との比較を実施する。また通常は円管流路等の単純流路体系の試験データに基づいて開発されている液滴付着率相関式の管群流路への適用性について管群流路中の蒸気流を LES により乱流解析し、その中に液滴模擬の粒子を分散させ液滴付着率を計算して円管流路体系と管群流路体系とを比較して、流路形状による液滴付着率の補正を実施した。

その液滴付着率補正とスパーサによる液滴付着促進効果のサブチャンネル解析への反映により、限界出力を良好に予測できることを示す。

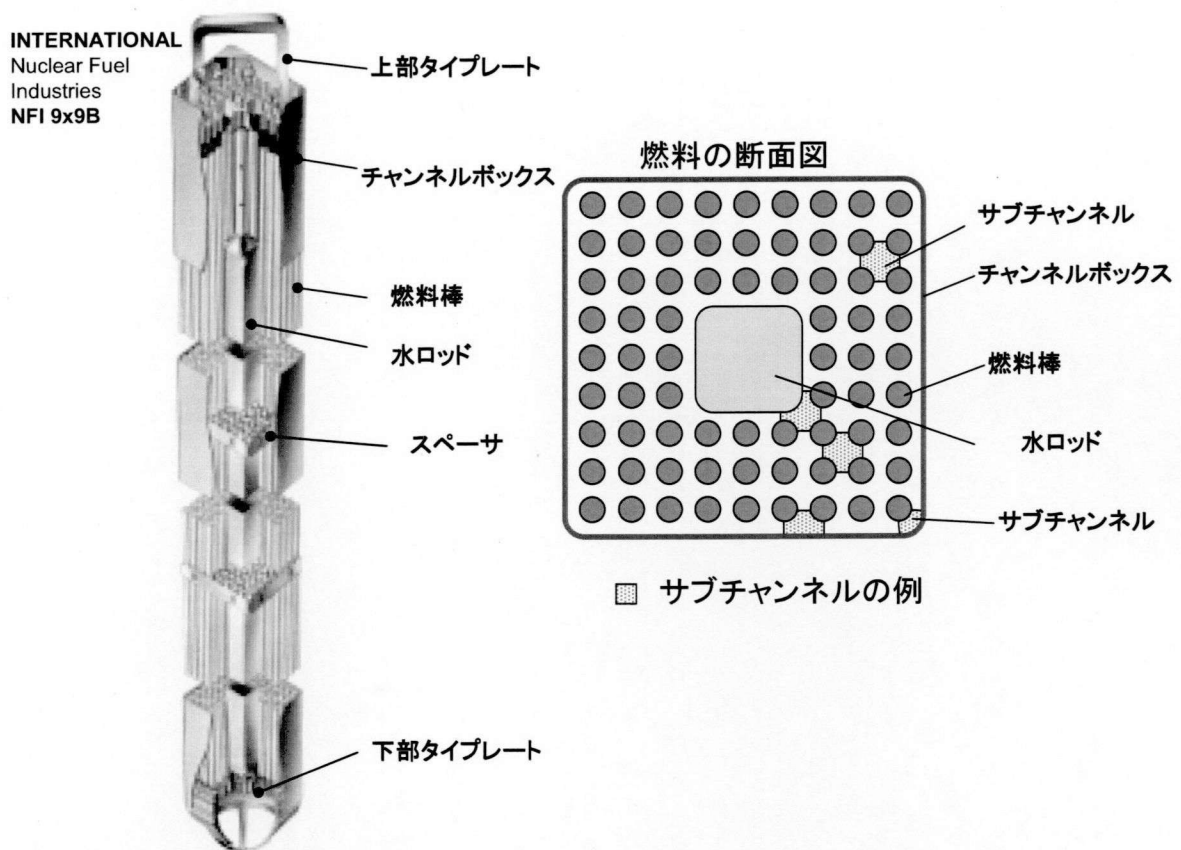
第 5 章では、完全に発達した円管内乱流中の粒子緩和時間と気相 Re 数の粒子付着率に及ぼす影響について、数値解析を用いて明らかにする。気相乱流場の計算には Large Eddy Simulation (LES)を用い、粒子挙動の計算には Lagrange 法を用いて粒子の壁面への付着率を評価する。粒子付着率の解析結果は、せん断力に起因する揚力を粒子の運動方程式に考慮することにより、既存の実験式や実験結果と良く一致することを示し、粒子の緩和時間や連続相のレイノルズ数の影響を論ずる。

第 6 章では、円管内の気相乱流中に粒子が混在している流れ場における流路壁への粒子付着に及ぼす粒子濃度の影響について数値解析を用いて調査する。第 5 章と同様に気相の乱流計算には LES、粒子挙動の計算には Lagrange 法を用いて解くが、粒子濃度影響を考慮するため粒子と連続相間の双方向の作用を考慮する。その解析結果に基づき、実験相関式との比較や、粒子濃度の付着率への影響を論じ、さらに粒子濃度を考慮した粒子付着率相関式を提案する。

第 7 章では、第 1 章から第 6 章をまとめる。

[参考文献]

- (1-1) Nishida, K., et al., Proc. 1st JSME/ASME joint Int. Conf. On Nucle. Energy, 4-7 (1991).
- (1-2) Sakai, T., Sugawara, S., Proc. Int. Conf. on Multiphase Flows '92-Tsukuba, Vol. 1, 57-61 (1991).
- (1-3) Mitsutake, T., et al., Nucle. Eng. Des., 122, 235 (1990).
- (1-4) Whally, P. B., Int. J. Multiphase Flow, 3, 501 (1977).
- (1-5) 光武 徹、他、機械学会論文集 B 編, 59[565], 115 (1993).
- (1-6) 菅原 悟, 東京工業大学博士論文 (1990).
- (1-7) Kataoka, I., Matsuura, K., Tomiyama, A. and Serizawa, A., "Modeling and simulation of droplet behavior in annular mist flow", Kernforschzent Karlsru, KFK-5389, pp. 435-449 (1994)
- (1-8) 師岡、白川、山本、矢野、木村、光武、「高性能 BWR 燃料集合体の開発サイクロンスペーサの熱水力性能」、日本原子力学会誌 38(9)、pp.771-775 (1996)
- (1-9) Jones, W. P., and Launder, B. E. (1972), "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, 1972, pp. 301-314.
- (1-10) Shuen, J-S., Solomon, A. S. P., Zhang, Q-F. and Faeth, G. M., "Structure of Particle-Laden Jets: Measurements and Predictions", AIAA Journal, Vol. 23, No.3, pp.396-404 (1985)
- (1-11) Ormancey, A. and Matrinon, J., "Prediction of Particle Dispersion in Turbulent Flows", PCH Physicochemical Hydrodynamics Vol. 5, No. 3/4, pp. 229-244 (1984)
- (1-12) Lu, Q. Q., Fontaine, J. R. And Aubertine, G., "A Lagrangian Model for Solid Particles in Turbulent Flows", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, No. 2, pp.347-367 (1993)
- (1-13) Wang, Q., and Squires, K. D., "Large eddy simulation of particle deposition in a vertical turbulent channel flow", Int. J. Multiphase Flow, 22[4], 667 (1996).
- (1-14) General Electric BWR thermal analysis basis (GETAB), Data, Correlation and Design application, NEDO-10958, (1973).
- (1-15) Bertoletti, S., et al., Energy Nucl., 12, 3 (1965).
- (1-16) Imaruoka, H., Nakamaru, M., Kuroki, M. et al., "The development of the next generation ABWR (AB1600)", 13th International conference of nuclear engineering, ICONE13, Beijing China, 2005



出典: NUCLEAR ENGINEERING SEPTEMBER 2004

Fig. 1-1 BWR fuel assembly and example of subchannel

第2章 BWR 燃料の沸騰遷移現象

2.1 はじめに

沸騰水型原子炉（BWR）においては、運転員の単一誤動作あるいは機器の単一故障によって引き起こされる運転時の異常な変化中に、炉心監視の不確定性を考慮してもなお、全炉心内の燃料棒のうち 99.9%以上が核沸騰を越えないよう運転制限値を定めている⁽²⁻¹⁾。BWR の設計では、核沸騰を越えた状態の開始点を沸騰遷移（BT：Boiling Transition）、その開始点における出力を限界出力（CP：Critical Power）と呼んでいる。

BWR 炉心設計、および運転時に必要な限界出力の予測は、運転条件を包含する範囲の試験データをフィッティングした実験相関式を用いて行われている。その実験相関式は、実物大の BWR 模擬燃料集合体を用いて、BWR 流動条件を包含する限界出力データを沸騰長さと限界クオリティの形⁽²⁻²⁾で整理したものである。この種の実験相関式を作成するためには、燃料形状を変更するごとに新たな BWR 模擬燃料集合体に対する限界出力試験データが必要であり、開発に多大な時間と経費を要する。そこで、燃料の最適設計が容易に達成でき、開発時間と経費の大幅な削減が期待できるメカニスティックモデルに基づいた解析コードによる限界出力予測手法の開発が望まれている。

BWR 流動条件で発生する BT 現象は、燃料棒表面の液膜がドライアウトすることにより生ずると考えられており、燃料棒表面の液膜流量を評価し、液膜がドライアウトする出力を解析的に予測する手法の開発が多く研究者により精力的に行われている⁽²⁻³⁻⁸⁾。現在、一次元流れとみなせる円管等の単純流路については、解析的に限界出力を良好に予測できる段階に至っている⁽²⁻⁸⁾。しかし、多数本の燃料棒を正方格子に配列している BWR 燃料集合体には、流れによって生ずる燃料棒の振動抑制、および燃料棒間隔を保持するため複数個の支持格子（スぺーサ）が設置されており、それらスぺーサは上記の役割に加えて、限界出力、圧力損失といった燃料集合体の熱水力性能に大きな影響を及ぼしているため、解析的な限界出力予測は困難なものになっている。BT 現象に関するスぺーサ効果については、Shiralkar ら⁽²⁻⁹⁾は、蒸気流が流路障害物（一種のスぺーサ）に衝突し、流路障害物直前に馬蹄形の渦（horseshoe vortex）が形成されることにより液膜が排除され、BT が発生するというモデルを提案した。つまり彼らは、BT はスぺーサの上流側への効果により発生すると考えている。

深野ら⁽²⁻¹⁰⁾は空気・水により傾斜した平板に液膜流を形成し、障害物近傍の液膜挙動を詳細に調査しているが、二相流の試験部形状および流体は BWR 燃料集合体の流れと異なっている。

また、西田ら⁽²⁻³⁾は燃料棒表面の液膜流れへのスぺーサ効果を実験的に検討している。西田らは、空気・水二相流を用いて正方格子の燃料棒表面の液膜厚さを測定している。これらの測定値を基に、プラントルの混合距離の理論を修正することによるスぺーサ効果評価手法を提案している。しかしながら、彼らはスぺーサ下流に着目しており、スぺーサの上

流への効果についての検討はなされていない。

このように、BT 現象がスペーサに大きく影響されるにも関わらず、スペーサ効果がどのようなものなのか、現状においても現象論的には未解明の点が多い。前述したように、上流効果のメカニズムに関する報告^(2・9)はあるが、この上流効果により限界出力がどの程度影響を受けるかに着目した研究は、報告例が見当たらない。

また、解析により限界出力を予測するため、上流および下流への効果を考慮したスペーサ効果モデルを組み込んだサブチャンネル解析コードが光武らによって提案されている^(2・7)。しかし、実機 BWR 燃料の限界出力を予測するためには、スペーサ効果モデルに組み込まれた未知定数を、BWR 流動条件下で部分バンドルを用いた限界出力の測定値に基づいて決定する必要がある。この方法では、試験データに基づいて未知定数を決めているため、スペーサ形状を変えた場合の限界出力を試験なしに予測することはできない。そこで、スペーサ形状を変えた場合でも試験なしに限界出力を予測する手法を開発するため、本章では以下の研究を行った。

- (1) スペーサの限界出力に及ぼす上流側への効果を実験的に明らかにする
- (2) (1) の結果に基づいて、スペーサモデルを提案する
- (3) スペーサモデルに含まれる未知定数を解析的に予測する
- (4) 試験データを比較検討し、解析手法の妥当性および問題点を明らかにする。

2.2 試験装置および試験体

本研究では、BWR 燃料集合体を模擬した試験（以下モックアップ試験）と二重管試験をそれぞれ別の試験装置により実施した。二重管試験については、文献^(2・15)、モックアップ試験については、文献^(2・18)を参照されたい。

2.2.1 二重管試験部

Fig. 2-1 に二重管試験の試験部の模式図を示す。発熱長 2300mm、外径 12.3mm の燃料棒模擬のヒーターロッドを、内径 17.0mm の外管内に挿入し、環状流路を作って試験した。ヒーターロッドの外径は、BWR 燃料の燃料棒外径とほぼ同程度である。加熱の方式は、被覆管材質をインコネルとした間接発熱方式である。また、ヒーターロッド表面には、外径 0.5mm のクロメルアルメル（CA）熱電対をヒーターピン表面に取り付けて測定した。

2.2.2 モックアップ試験部

試験には、高燃焼度 8×8 燃料集合体を参考に、燃料棒と同じ寸法（外径 12.3mm、発熱長 3.71m）の間接発熱ヒーターロッドを 4×4 の正方格子に配置した管群バンドルを用いた。スペーサの形状、および軸方向位置も高燃焼度 8×8 燃料集合体と同等とした。Fig. 2-2 にロッドの径方向相対出力を示す。中央 4 本のロッドが高い出力分布である。また、軸方向出力分布はコサイン状の分布とした。ヒーターロッドは二重管試験部と同様に、被覆管

材質をインコネルとした間接発熱方式である。ロッド間隔は、リング型のスペーサにより保持した。また、限界出力に及ぼすスペーサ上流への効果を調べるため、Fig. 2-3 に示すように、高出力ロッドについては加熱部下流端から数えて1, 2, 3 番目のスペーサ下端部から上流に 50mm の区間を非加熱とした 4×4 バンドルを用いた。試験条件は、BWR 運転条件である、圧力 7.2MPa、質量流束 $300 \sim 1400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、入口サブクール $46 \text{ kJ}/\text{kg}$ とした。

2.3 試験結果および検討

2.3.1 BT 発生様相

Fig. 2-4 は、ロッド表面に取り付けた熱電対によって BT 発生時の代表的な燃料棒表面温度挙動を示したものである。試験部は Fig. 2-1 に示す二重管試験部、流体条件は圧力 7MPa、質量流束 $1390 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の BWR 運転条件に近い条件である。出力上昇に対応してスペーサ上流側 5mm と 10mm の熱電対で温度変動が見られ BT が生じている。BT の発生はロッド温度が定常レベルの値より 14°C 上昇した点で判断している。図中に ↓ 印で BT と判断した点を示した。このように BWR 運転条件下では、BT が生じたとしてもロッド温度が急激に上昇することはない。また、Fig. 2-4 において最も注目したい点は、BT はスペーサ上流 5mm の位置ではじめに発生し、出力の増加に従い上流へ拡大するが、スペーサ内部（図中、A 点）では温度変動は見られず、BT は生じていない点である。このように BT がスペーサ直上流で発生するメカニズムとしては、以下の 2 つの効果が考えられる。

- (1) 何らかの原因によりスペーサ直前の液膜の流れが局所的に阻害され冷却効果が悪化するスペーサ上流効果。
- (2) スペーサ下流において液滴付着が促進されるが、距離が増加するに従い、蒸発や液膜表面からの液滴発生により液膜流量が減少する。その結果、スペーサ直上流が最も液膜流量が小さくなるスペーサ下流効果

2.3.2 スペーサ上流効果確認試験

スペーサ上流効果を検討するため、スペーサ直前の発熱を部分的になくすことによる限界出力変化の測定試験を 2.2.2 節で述べた 4×4 バンドルのモックアップ試験部 (Fig. 2-2) を用いて実施した。前述のように非発熱部分は加熱下流端から 1, 2, 3 番目のスペーサ下端から上流 50mm の区間を非発熱部分としているが、BWR 運転条件では限界出力時の BT 初生位置はスペーサ上流端から約 10mm 以内という実験事実より軸方向位置、および非発熱長さを設定したものである。この実験事実は 2.3.1 節でも観察されている。Fig. 2-5 に BWR 定格運転条件付近での BT 発生時のロッド表面温度挙動を示す。非発熱部がある場合は、Fig. 2-5 に示すように、スペーサ直前に取り付けた熱電対 (Fig. 2-3 の X,Y,Z 点) での温度上昇はなく、非発熱部と発熱部の境目（スペーサ下流側に最も遠い位置、Fig. 2-3 の A,B 点）で BT が発生した。Fig. 2-6 には非発熱部がある場合とない場合の BT 発生位置を

比較して示す。BT 発生位置は、非発熱部の有無によらず、ほぼ一致している。Fig. 2-7 は横軸に流量、縦軸に非発熱部がある場合の限界出力をない場合の限界出力で割った値を示す。両者の差はほぼ 1 % 以内に収まり、スぺーサ直前に非発熱部を設けた試験体の限界出力は、非発熱部がない場合と比較してほとんど変化しないことが確認された。限界出力が減少するか増加するかについては、スぺーサ直上流を非加熱にすることによる熱出力の低下と局所的な阻害要因の緩和による熱流束の増大の収支による。本試験体では、非加熱部の存在による伝熱面積の減少は約 1 % と小さい。また、BWR 流動条件における BT のような高クオリティでの BT は局所的な熱流束の影響は小さいとの報告⁽²⁻¹¹⁾もあり、非加熱部を設けたことによる発熱部の熱流束変化の影響は無視できる。従って、スぺーサ上流効果が BT に影響し、スぺーサ直上流部の熱的余裕を減少させるならば、スぺーサ上流に非発熱部を設けたことによりスぺーサ上流部の BT 発生を防ぐことができ、限界出力が増加したはずである。しかしながら、限界出力が通常の場合に比較して変化せず、BT 発生位置が非発熱部上流へ移動したという結果から、スぺーサ上流 50mm の位置での熱的余裕はスぺーサ直上流とほぼ同じと言える。よって、スぺーサ上流効果によりスぺーサ直上流の熱的余裕を局所的に減少させる効果は非常に小さいと考えられる。

2.3.3 スぺーサ効果モデル

前節の結果より、スぺーサ上流効果は非常に小さいことがわかった。この結果に基づいて、光武らのモデル⁽²⁻⁷⁾をベースにスぺーサ効果モデルを修正した。Fig. 2-8 にスぺーサ効果モデルを示す。光武らは、液膜流を阻害し限界出力を悪化させるスぺーサ上流効果も考慮していたが、2.3.2 節の結果から、修正したモデルではスぺーサ下流モデルのみとし、スぺーサ部材への液滴衝突・飛散による液滴付着増加量 D_{IMP} (Fig. 2-8 の①)、スぺーサ下流におけるミキシングによる液滴付着増加量 D_{SP} (Fig. 2-8 の②) および液滴発生増加量 E_{SP} (Fig. 2-8 の③) を考慮した。

スぺーサ部材に衝突した液滴はその一部が跳ね返り、あるいは飛散してロッド表面での液膜形成に寄与すると考えられる。スぺーサ部材への液滴衝突量は、蒸気流中の液滴分布を一樣と仮定し、スぺーサ部材の流路断面への投影面積 A_{SP} の流路断面積 A_B に占める割合 A_{SP}/A_B と液滴質量流束 G_B との積として求め、液滴衝突量のうち燃料棒表面の液膜に付着する割合を η_{SP} とし、スぺーサ部材への液滴衝突による液滴付着量 D_{IMP} は次式のようにモデル化した。

$$D_{IMP} = \eta_{IMP} \cdot A_{SP} / A_B \cdot G_B \quad (2-1)$$

次に、スぺーサ下流では蒸気流の乱れが増大するため、スぺーサが無い場合に比較して液滴付着量および液滴発生量は増加する。ここでは、スぺーサが無い場合の液滴付着量および発生量をそれぞれ D_B 、 E_B 、スぺーサの存在による増加率をそれぞれ η_{SP} 、 η_E とし、スぺーサによる流れの乱流促進効果による液滴付着増加量 D_{SP} 、液滴発生増加量 E_{SP} を次式のようにモデル化した。

$$D_{SP} = \eta_{SP} \cdot D_B \quad (2-2)$$

$$E_{SP} = \eta_E \cdot E_B \quad (2-3)$$

G_B 、 D_B 、 E_B についてはサブチャンネル解析コード内で計算されるので、 η_{IMP} 、 η_{SP} 、 η_E の3つがスプレーサ効果モデル未知定数となる。

2.4 解析

2.4.1 サブチャンネル解析コード

2.3.3 節で説明したスプレーサ効果モデルをサブチャンネル解析コード CRIP ver.2⁽²⁻⁷⁾に組み込んで限界出力の予測を行った。本解析コードは、環状噴霧流領域の二相流状態を現象論的にモデル化し、蒸気・液滴・液膜からなる3流体モデルを用いている。限界出力の評価は液膜流量が減少するよう熱出力を増加させてゆき、液膜流量=0 が求められた時点で判定している。従って、BT 発生の評価に限界熱流束相関式などの経験的な相関式を必要としない。3流体（蒸気、液滴、液膜）の流速、体積分率、エンタルピーは質量保存式、エネルギー保存式、運動量保存式を解いて求める。また、液膜からの液滴発生、液膜への液滴付着のモデルには Hewitt らのモデル⁽²⁻¹²⁾を用いている。

2.4.2 スプレーサ効果モデル未知定数の決定方法

従来、式(2-1)～(2-3)に現れるスプレーサ効果未知定数 η_{IMP} 、 η_{SP} 、 η_E は限界出力の測定値に合うように決められていたが、本研究では解析によりスプレーサ未知定数を評価する手法について検討した。前述したように、提案したスプレーサ効果モデルでは次の3つの効果を考慮している。

- (1) 部材に衝突した液滴の飛散による液滴付着促進
- (2) 蒸気流中の乱れ増加による液滴付着促進
- (3) 蒸気流中の乱れ増加による液滴発生促進

これら3つのスプレーサ効果のうち、(1),(2)は液膜流量を増加させ、限界出力を向上させる効果であり、(3)は液膜流量を減少させ、限界出力を低下させる効果である。これらの効果をスプレーサ形状の違いまで考慮して詳細に二相流動場で評価することは、現在の計算機能力でも依然困難であるため、現象を単純化して考える必要がある。軸方向に設置されるスプレーサ間の距離を減少させ、数を増加させることにより限界出力が増加するという報告⁽²⁻⁴⁾がなされていることから、スプレーサ間の距離を減少させると蒸気流中の乱れが増加し、(2)、および(3)の効果の増加をもたらすが、限界出力が増加するという結果から(3)の効果よりも(2)の効果の方が大きいと考えられる。このような点から、本研究では(2)のスプレーサによる液滴付着促進効果に着目することとする。

液滴付着モデルの概要を示す。CRIP ver.2 では、スプレーサに影響される範囲での流れ方向の液滴付着増加量 D_{SP} を、Fig. 2-9 に示すように平均化している。式(2-2)より、スプレーサに影響される範囲での液滴付着量は次式となる。

$$D_{TOTAL} = D_B + D_{SP} = (1 + \eta_{SP}) \cdot D_B \quad (2-4)$$

ここで、 D_{TOTAL} ：スプレー影響範囲での液滴付着量(kg/(m² s))、 D_B ：スプレーが無い場合の液滴付着量、 D_{SP} ：スプレーによる液滴付着量の増加分、 η_{SP} ：スプレーによる液滴付着増加率である。

次に、 η_{SP} を求める方法について説明する。BWR 燃料集合体内部の流れは高レイノルズ数流れであり、乱流となっているので、液滴は乱流拡散により輸送されると仮定する。エアロゾルの壁面付着の考え方⁽²⁻¹³⁾を用いると、次のように η_{SP} を評価することができる。

壁面垂直方向の液滴フラックスの時間平均値は液滴拡散係数 λ を用いて次式で与える。

$$J = -\lambda(y) \frac{dC}{dy} \quad (2-5)$$

ここで、 J ：時間平均液滴拡散流速 (kg/(m² s))、 $\lambda(y)$ ：液滴拡散係数(m²/s)、 C ：液滴濃度(kg/m³)、 y ：壁面からの距離(m)。

限界出力付近で液膜が非常に薄く無視できるものと仮定すると、壁面における液滴拡散流束が液滴付着流束となる。

$$D = J(y=0) = -\lambda(0) \frac{dC}{dy} \quad (2-6)$$

よって、式(2-5)を

$$dC = -\frac{J}{\lambda(y)} dy \quad (2-7)$$

と変形し、壁面から流路中央まで積分すると、次式が得られる。

$$C_{CENT} - C_{WALL} = -\int \frac{J}{\lambda(y)} dy \quad (2-8)$$

ここで、 C_{CENT} 、 C_{WALL} はそれぞれ流路中央および壁面における液滴濃度である。式(2-8)において、壁面では液滴が付着してしまうため、液滴は存在しないとして $C_{WALL}=0$ を代入し、また、近似的に液滴濃度分布ほぼ断面でほぼフラットであると仮定して、 $dJ/dy=0$ とすると、式(2-6)、および式(2-8)より、

$$D = C_{CENT} / \int \frac{1}{\lambda(y)} dy \quad (2-9)$$

となり、式(2-9)より η_{SP} は次式より算出することができる。

$$\eta_{SP} = \frac{\left[C_{CENT} / \int (1/\lambda(y)) dy \right]_{SP}}{\left[C_{CENT} / \int (1/\lambda(y)) dy \right]_B} - 1 = \frac{\left[\int (1/\lambda(y)) dy \right]_B}{\left[\int (1/\lambda(y)) dy \right]_{SP}} - 1 \quad (2-10)$$

式(2-10)より、 η_{SP} の違いは、近似的に $1/\lambda(y)$ の積分値の差異より算出できることがわかる。ここで、BWR 流動条件の液膜ドライアウトが生ずるような位置では、ボイド率は80%以上であり、BTが生ずる軸方向位置付近の液滴径を植田の式⁽²⁻¹⁶⁾より見積もると、体積平均径は40 μ m～70 μ mとなり、液滴の多くは数10 μ m程度と推定される。この程度の液滴径では、

液滴の持つ慣性の影響は大きい、蒸気流の乱れの影響は無視できず液滴の乱流拡散係数分布と蒸気の乱流拡散係数分布は相関が高いと考えた。よって、式(2-10)では、蒸気流の乱流拡散係数をそのまま用い、スパーサ形状変化における η_{SP} を評価した。蒸気流の乱流拡散係数分布については、Jones ら⁽²⁻¹⁷⁾の標準 κ - ϵ モデルを用いて評価した。また、 C_{CENT} はスパーサの有無により変化することが考えられるが、この種の試験的な知見が見当たらないので、ここではスパーサの有無により変化しないと仮定した。なお、式(2-10)より求まる η_{SP} は軸方向断面における局所的な値であるので、Fig. 2-9 に示すようにサブチャンネル解析で用いる場合にはスパーサが流れに影響を及ぼす範囲で η_{SP} を積分平均して用いた。

2.4.3 検証データおよび手法

本手法の妥当性を確認するため、表 2-1 に示すスパーサ形状を基本とする二重管試験データを用いた。バンドル体系のデータを検証データとして用いた場合、スパーサ形状の影響によりサブチャンネル間のクロスフローも変化してしまう。そこで 2.4.2 節のスパーサ効果モデル未知定数決定手法を検証する観点で、クロスフローの無い二重管試験データを選択した。Fig. 2-1 に示すように、使用されたスパーサはリング型である。BWR の運転条件下で直接 BT に効くスパーサ形状のパラメータを調べるため、スパーサの幾何学的寸法を表 2-1 の値から変化させ、限界出力の相対的な変化を調べた。スパーサの形状パラメータとしては下記のものを選択した。

- (1) スパーサ部材とロッドのクリアランス (クリアランス)
- (2) スパーサ部材の厚さ

表 2-1 スパーサ基本形状 (リファレンス)

高さ	厚さ	クリアランス
30mm	0.6mm	1.0mm

流動解析は、蒸気単相流として実施し、蒸気単相流解析には α -Flow コード⁽²⁻¹⁴⁾を用いた。用いた解析格子は円筒座標系で、回転方向には対称性を考慮し、 r - z の二次元とした。Fig. 2-1 に示すスパーサを含む主流方向 300mm の領域を主流 z 方向に 50 分割、 r 方向に 24 分割とし、スパーサ部材近傍では格子が細くなるように不等分割とした。

乱流モデルには、標準的な κ - ϵ モデル⁽²⁻¹⁷⁾を用いて行った。境界条件は入口を一樣速度分布で固定し、スパーサ前縁の位置は入口より 150mm に設けた。スパーサ前縁の位置は、スパーサの有無の予備計算を実施し、入口境界の影響が無視できる位置とした。出口境界は自由流出境界とした。また、壁面境界条件については、壁関数として対数則を用いた。物性値については、BWR 定格圧力条件に対応する 7MPa の飽和蒸気の値を用いた。

2.4.4 解析結果

Fig. 2-10 に、径方向断面で平均化した乱流エネルギーの軸方向分布を示す。スパーサ下流の乱れが最も減衰しにくいのは、クリアランスが 1.5mm の場合で、次に 0.5mm の場合であった。共にスパーサ後流 100mm 程度までスパーサによる乱れの影響が見られる。一方、クリアランス 1.0mm の場合、スパーサ下流の乱れは、直下流で乱流エネルギーは大きいですがすぐに減衰し、スパーサの影響はスパーサ下流 40mm 程度までであった。これはスパーサ部材が流路のどちらかの壁面に偏っている場合には、スパーサ下流の速度分布が左右非対称になり、速度の遅い部分は片側のみでミキシングされるので、スパーサ部材の厚さが同じであれば、両側からミキシングされる場合に比べスパーサ下流の乱れの回復が遅れるためと考えられる。Fig. 2-11 にスパーサ前縁より約 80mm 下流位置における断面内の乱流拡散係数 λ の分布を示した。乱流エネルギーの減衰が遅いケースほど乱流拡散係数 λ が大きく、クリアランス 1.0mm のケースではすでにスパーサが無い場合の分布とほぼ一致している。

以上の単相流解析の結果から、2.4.2 節の手法に従って、内部ロッドに対するスパーサ定数 η_{SP} の軸方向分布を評価した結果を Fig. 2-12(a) に、また、外壁に対する η_{SP} の軸方向出力分布の評価結果を Fig. 2-12(b) に示した。内部ロッドに対しては、スパーサ内部における η_{SP} はクリアランスが小さい 0.5mm のケースが最も大きく、1.0mm と 1.5mm はほぼ同じとなっている。スパーサ下流においては、クリアランス 1.5mm のケースが最も大きく、0.5mm、1.0mm の順となった。この傾向は乱流エネルギーの減衰が遅い順番と一致している。外壁に対しては、スパーサ内部では外壁とスパーサのクリアランスが小さいケースほど、スパーサ前縁付近の η_{SP} の増加が大きくなる傾向が見られる。スパーサ下流部では、内部ロッドに対する η_{SP} と同様、クリアランス 1.5mm のケースが最も大きく、0.5mm、1.0mm の順となり、乱流エネルギーの減衰が遅い順と一致している。内部ロッド、外壁とも断面平均乱流エネルギーのピーク位置と η_{SP} のピーク位置が一致しないが、スパーサ直下流の局所的な乱れが広がり、壁面近傍に影響を及ぼすまでに下流方向に距離が必要であるためと思われる。

サブチャンネル解析で用いるために、Fig. 2-12(a),(b) に示した軸方向への η_{SP} 分布を、スパーサ前縁を 0 として 150mm 下流までの値を平均化した η_{SP} の評価結果を Fig. 2-13 に示す。内側ロッドに対する η_{SP} が最も大きいケースが、クリアランス 0.5mm であり、外壁に対しては、クリアランス 1.5mm となり、スパーサ部材が壁に近いほど、液滴の付着が促進される結果となった。クリアランス 1.5mm の場合に内側ロッドの η_{SP} が大きいのは、スパーサにより生成された乱れの下流への影響が大きかったことによる。

ここで評価したスパーサ効果モデル定数 η_{SP} を用いてサブチャンネル解析コード CRIP ver.2⁽²⁻⁷⁾ により限界出力変化を計算し、試験結果と比較検討した。サブチャンネル解析では、2.3.3 節に示した 3 つのスパーサ効果のうち、ミキシングによる液滴付着 (Fig. 2-8 の②) のみを考慮した。サブチャンネル分割は環状流路を径方向に、内部ロッドと接するサブチ

チャンネルと、外壁と接するサブチャンネルとに2分割した。また、 η_{SP} については、内部ロッドに対する η_{SP} と外壁に対する η_{SP} をそれぞれのサブチャンネルに対して用いた。クリアランスに対する限界出力変化の予測結果を実験結果と比較して Fig. 2-14 に示した。図中実線が計算結果である。ここで、縦軸は η_{SP} の効果による限界出力変化の計算結果を実験と比較するために質量流束 $1390\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、クリアランス 1.0mm の限界出力値で規格化している。図より、本手法による限界出力予測結果は下に凸の曲線となり、試験結果と定性的に一致した。

同様の手法を用いてスペーサ部材厚さ変化に対する限界出力変化を予測した。実験結果 (2-15) との比較を Fig. 2-15 に示す。ここでも縦軸は質量流束 $1390\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、スペーサ部材厚さ 0.6mm の限界出力値で規格化した値を示している。スペーサ部材厚さが増加するに従い、限界出力が増加する結果が得られ、スペーサ部材厚さに対する限界出力への影響についても実験と計算の傾向は一致した。

以上より、クリアランス、およびスペーサ厚さを変化させた場合の限界出力変化の測定値と計算値の傾向は定性的に一致することが確認された。この結果より、単相流解析を用いた簡易手法を用いてスペーサ未知定数を評価することによりスペーサ形状変化による限界出力への影響を定性的にはあるが評価できることがわかった。しかし、定量的には十分な予測はできなかった。これは、スペーサ未知定数 η_{SP} の評価手法が簡易手法であること、乱流による液滴付着促進効果以外を考慮していないことの2点のためと考えられる。例えば、Fig. 2-12(a)においてはクリアランスが 1.0mm より小さくなるほど限界出力が増加する傾向は一致しているが、実験結果は質量流束が大きいほど増加の傾きが大きくなる傾向が見られるのに対して、解析では傾きの変化はほとんど見られなかった。これは、流量が大きい場合、液滴はより大きな慣性を持っているので、スペーサ部材に衝突した液滴が飛散して、ロッドに付着する効果 (Fig. 2-8 の①) が増すことなどを考慮する必要があるように思われる。Fig. 2-13 のスペーサ部材の厚さ増加に対する傾きの実験と解析の差異も同様の理由と考えている。このように乱流付着以外にも、乱流による液滴発生促進、スペーサ部材との衝突、反射や、液膜とスペーサ部材の干渉による液滴発生の促進など、多くの効果がスペーサ形状による限界出力変化に影響を及ぼしている。しかし、逆に乱流による液滴付着促進効果のみの考慮によって、限界出力変化の傾向を定性的にでも予測できたことにより、スペーサ効果として液滴付着促進効果があるとしたモデル化は妥当なものであったと思われる。

また、スペーサ効果モデルをより詳細にすることは可能であるが、詳細にすればするほど未知定数が増加してしまい、定める方法が難しくなってしまう。今後、スペーサ効果モデルを開発するに当たっては、本研究のように、試験により効果の大小を見極めて、単純化したモデルを作成してゆくべきと考える。

2.5 本章のまとめ

本章での研究結果は下記のように要約できる。

- (1) BT はスプレーサ直上流で初めに発生し、出力の増大に従い上流へ拡大する。また、スプレーサ内部では BT は生じにくい。
- (2) BT が発生するスプレーサ直上流に非発熱部を設けたとしても、限界出力は非発熱部を設けない場合と比較して変化しない。この結果より、スプレーサの直上流でスプレーサの影響により液膜の流れが阻害され、限界出力を低下させる効果は小さいものと考えられる。
- (3) スプレーサ形状による限界出力変化を、スプレーサによる蒸気流の乱れによる液滴付着促進効果に着目してモデル化した。さらに、内管発熱の二重管流路において、リング型スプレーサの形状が変化した場合の限界出力変化を予測し、測定データと比較した。発熱管とリング型スプレーサのクリアランス、およびリング型スプレーサの部材厚さを変化させた場合の限界出力変化測定値と予測値の傾向は定性的に一致した。
- (4) 予測精度を向上させる要因として、スプレーサ下流の蒸気流の乱れによる液滴付着増加量評価の高度化とともに、部材に衝突した液滴の飛散による液滴付着増加、および液膜とスプレーサ部材の干渉による液滴発生増加量等の考慮を指摘した。

<記号表>

A : 面積 (m^2)

C : 液滴濃度 (kg/m^3)

D : 液滴付着率 ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$)

E : 液滴発生率 ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$)

G : 質量流束 ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$)

J : 時間平均液滴拡散流束 ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$)

y : 壁面からの距離 (m)

η_{SP} : スペーサ効果モデル未知定数

λ : 液滴の乱流拡散係数 (m^2/s)

(添字)

B : スペーサが存在しない場合の値

E : 液滴発生 の 値

IMP : スペーサへの衝突・反射による値

SP : スペーサによる増分の値

$TOTAL$: スペーサが存在しない場合の値とスペーサによる増分の値の和

$CENT$: 流路中心の値

[参考文献]

- (2-1) General Electric BWR thermal analysis basis (GETAB), Data, Correlation and Design application, NEDO-10958, (1973).
- (2-2) Bertoletti, S., et al., Energy Nucl., 12, 3 (1965).
- (2-3) Nishida, K., et al., Proc. 1st JSME/ASME joint Int. Conf. On Nucle. Energy, 4-7 (1991).
- (2-4) Sakai, T., Sugawara, S., Proc. Int. Conf. on Multiphase Flows '92-Tsukuba, Vol. 1, 57-61 (1991).
- (2-5) Mitsutake, T., et al., Nucle. Eng. Des., 122, 235 (1990).
- (2-6) Whally, P. B., Int. J. Multiphase Flow, 3, 501 (1977).
- (2-7) 光武 徹、他、機械学会論文集 B 編, 59[565], 115 (1993).
- (2-8) 菅原 悟, 東京工業大学博士論文 (1990).
- (2-9) Shiralkar, B. S. and Lahey, R. T., J. Heat Transfer, 95, 528 (1973).
- (2-10) 深野 徹, 他, 機械学会論文集 B 編, 52[477], 2052 (1986).
- (2-11) De Bortoli, R. A., et al., WAPD-188 (1958).
- (2-12) Hewitt, G. F., Annular Flow Phenomena, 混相流サテライトセミナー大阪 (1991).
- (2-13) 早川一也, 芳住邦雄 (訳), エアロゾルの科学, 産業図書 (1983).
- (2-14) 秋山守, 高橋亮一, α フローによる熱と流れのシミュレーション, 朝倉書店 (1992).
- (2-15) Yokobori, S., et al., Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (1989).
- (2-16) 植田辰洋, 気液二相流, 養賢堂
- (2-17) Jones, W. P., et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 15 (1972)
- (2-18) Mitsutake, T., et al., Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (1994)

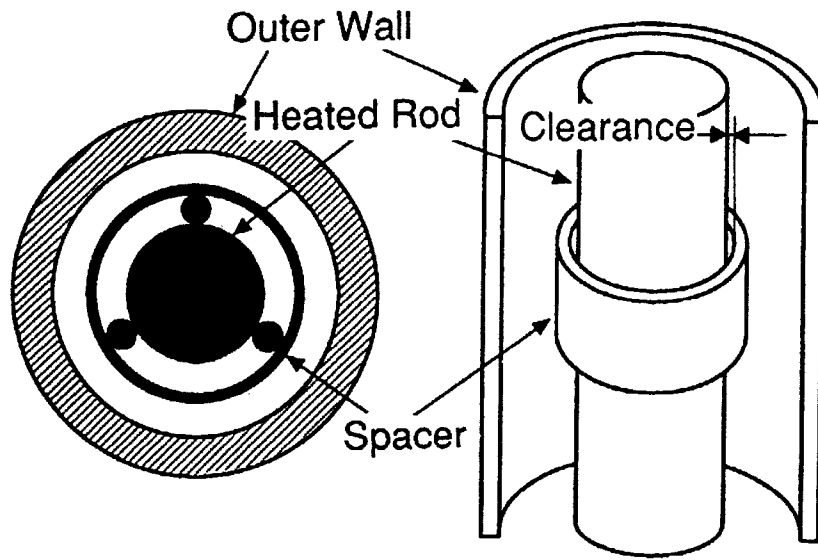


Fig. 2-1 Annulus tube heated section

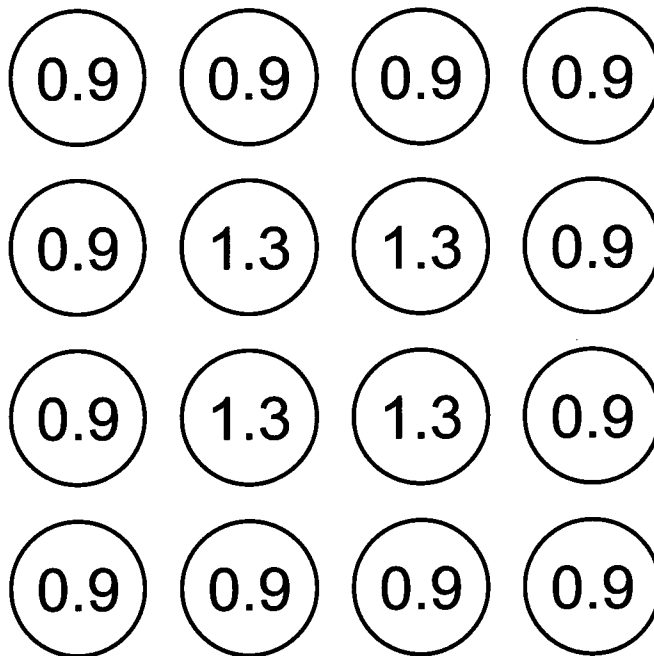


Fig.2-2 4x4 rod bundle

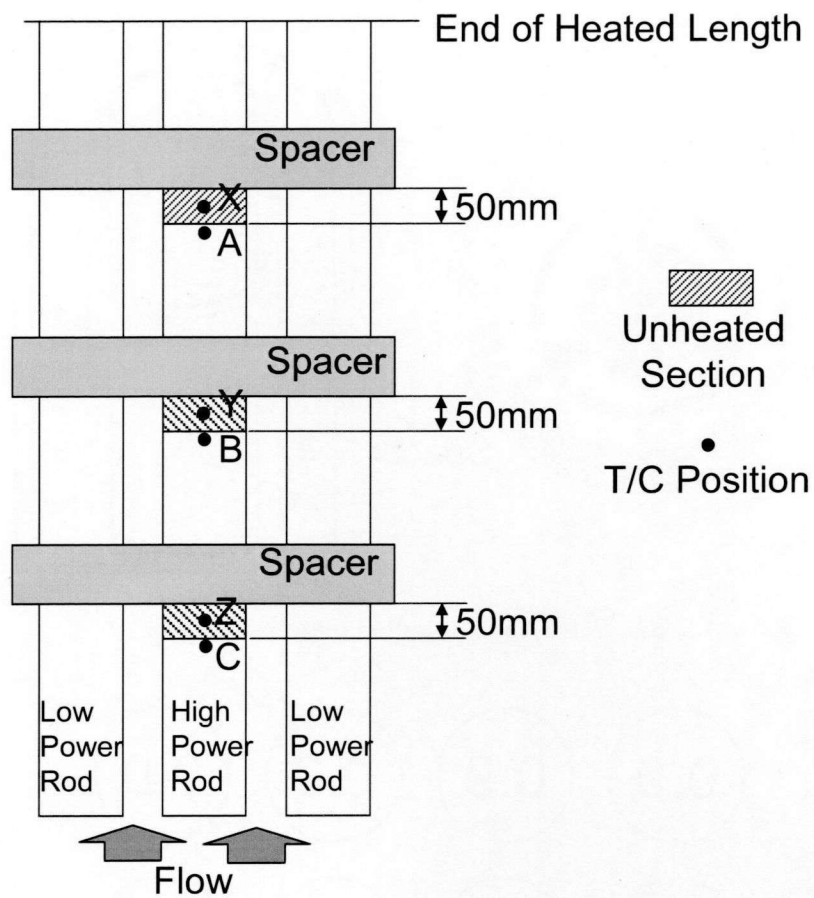


Fig.2-3 4x4 rod bundle for upstream effect test of spacer

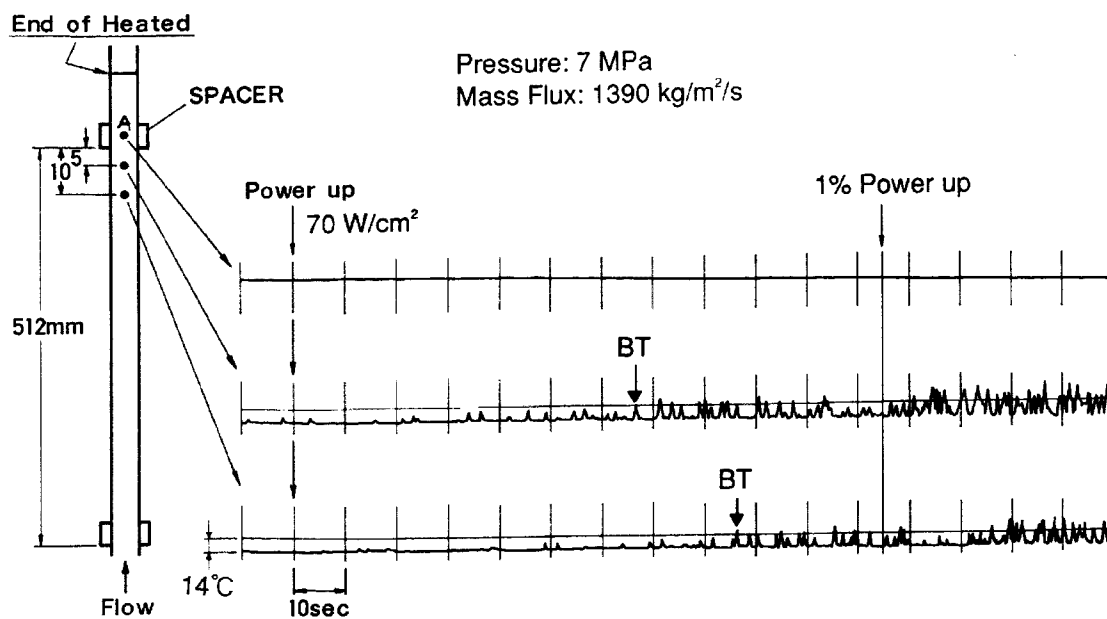


Fig.2-4 Rod temperature trace under BT

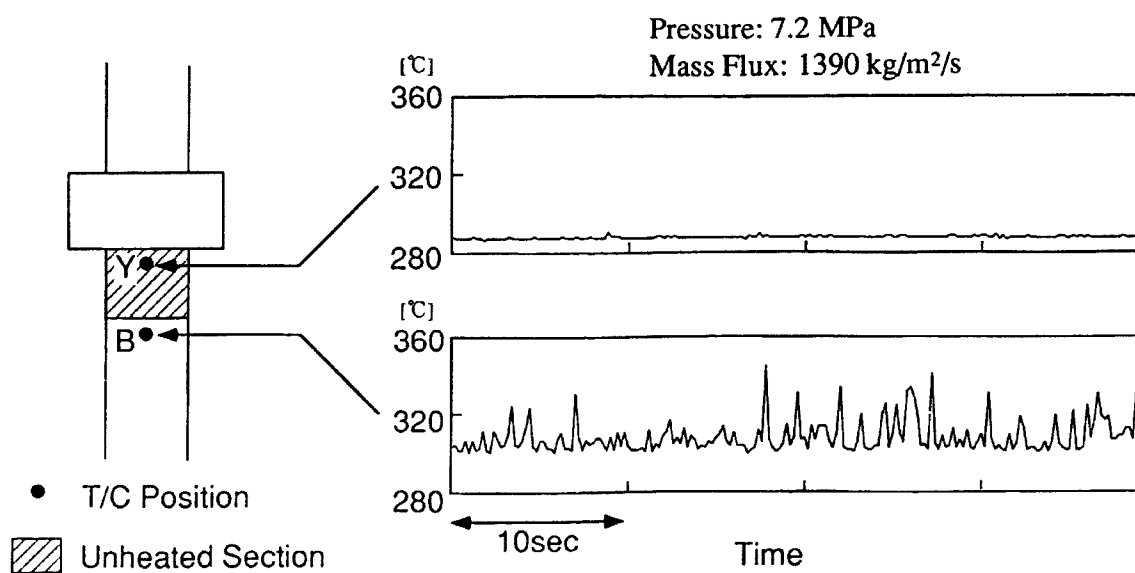


Fig.2-5 Rod temperature trace under BT with unheated section

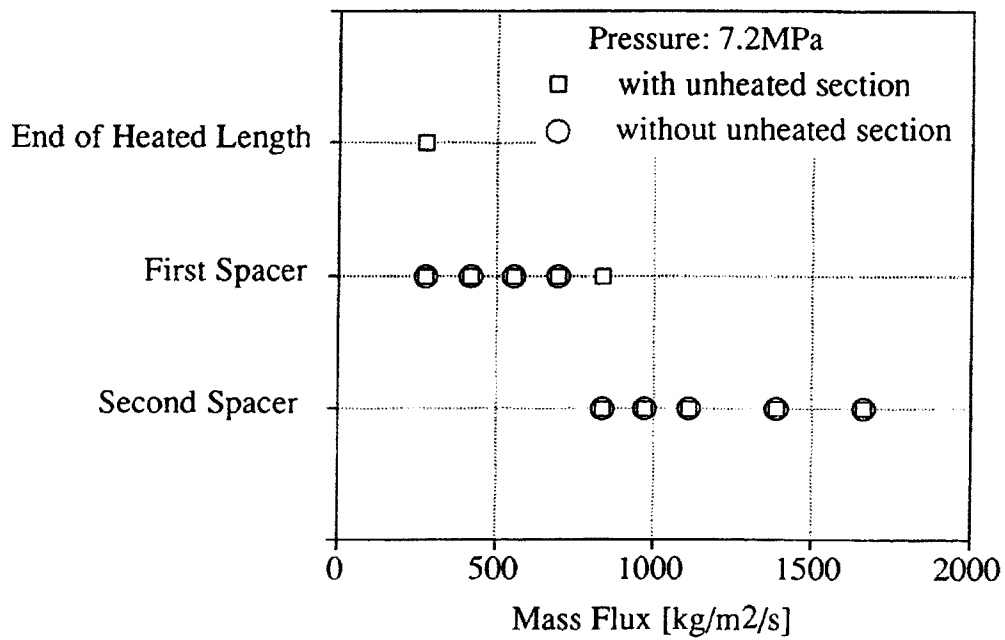


Fig.2-6 Axial BT position

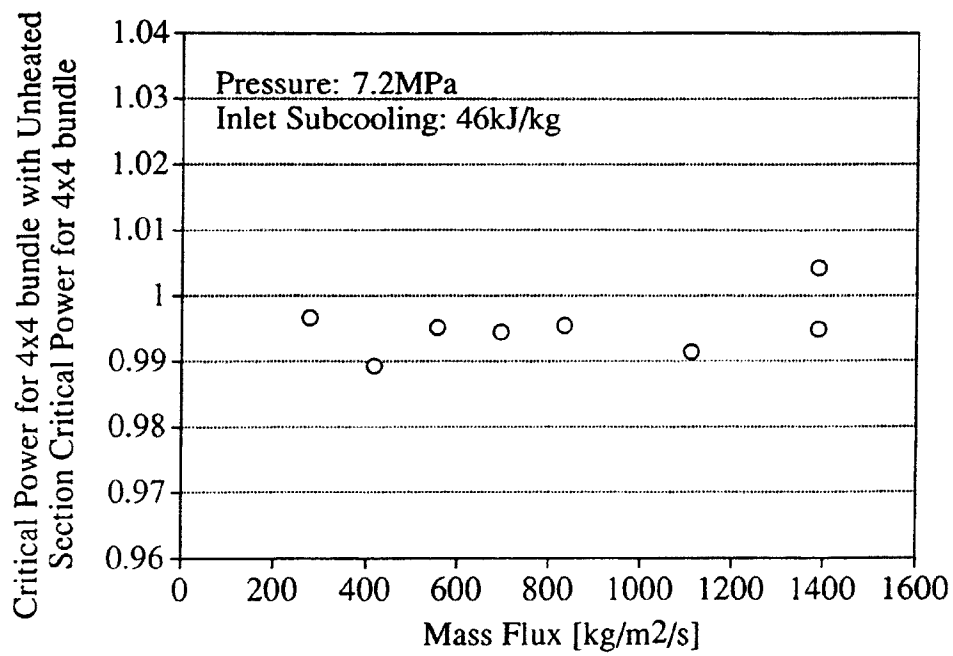


Fig.2-7 Effect of unheated section effect on critical power

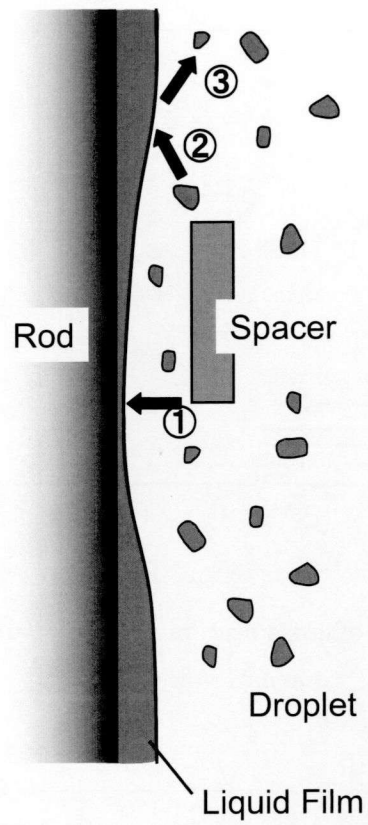


Fig.2-8 Spacer model

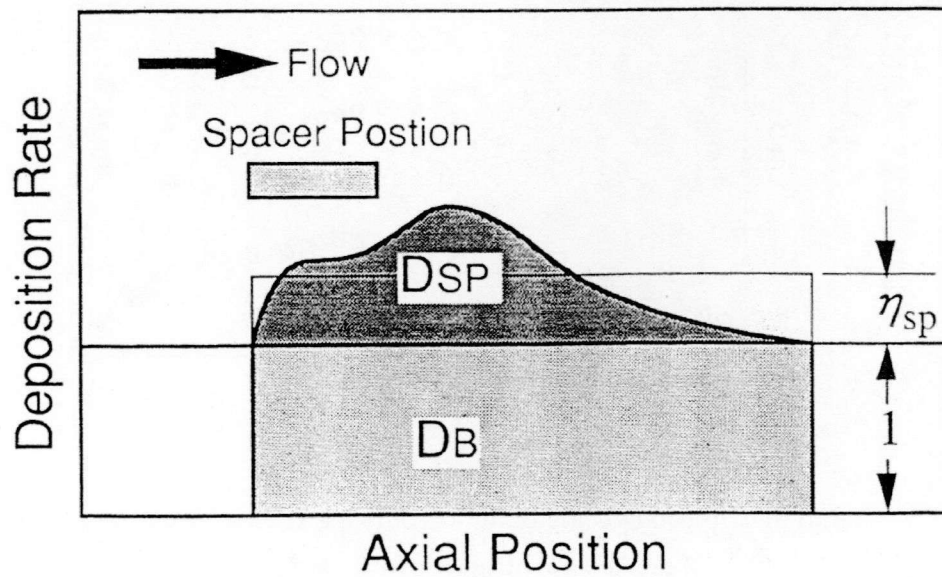


Fig.2-9 Axial distribution of deposition rate at downstream of spacer

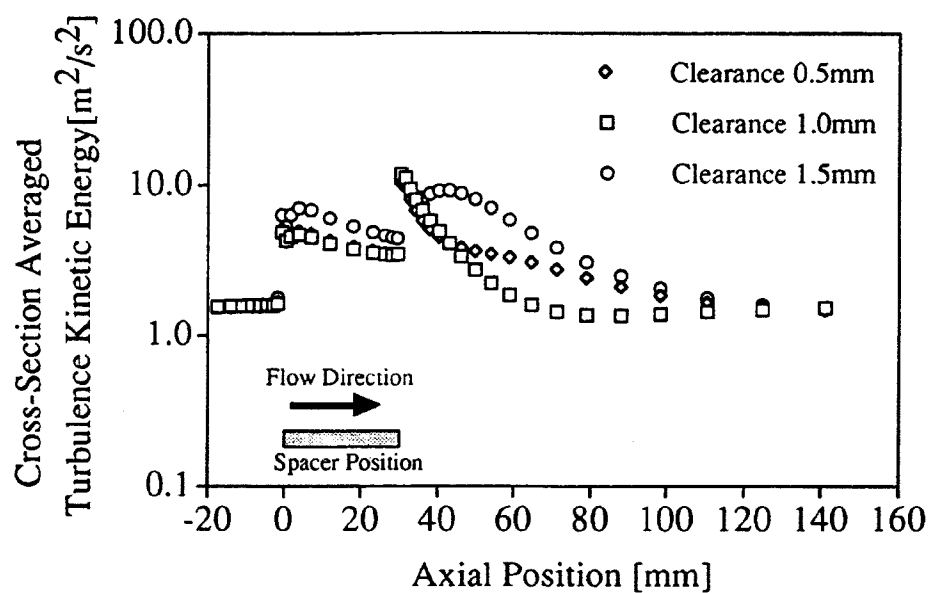


Fig.2-10 Calculated result of cross-section averaged turbulence kinetic energy at downstream of spacer

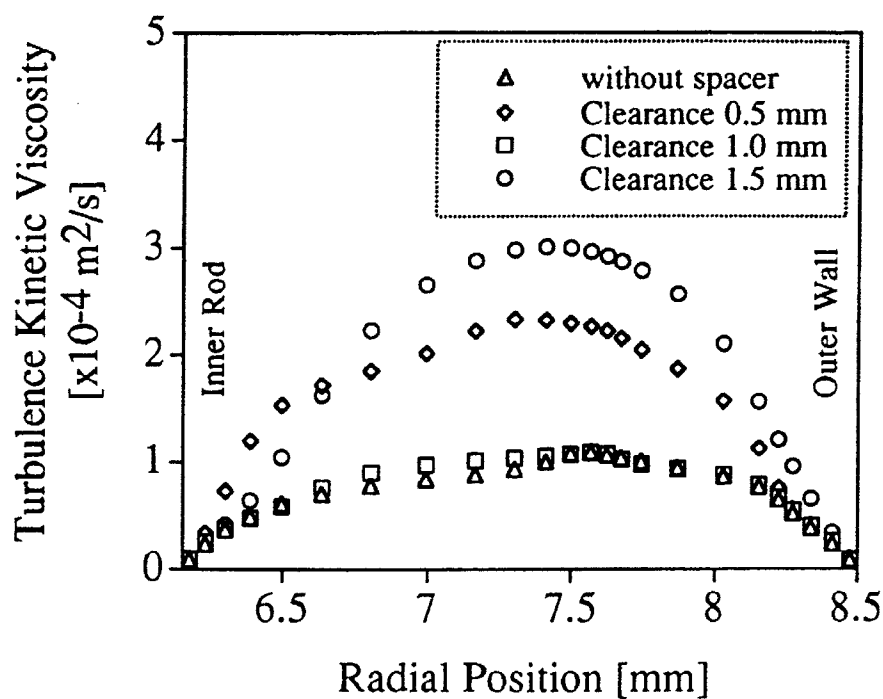
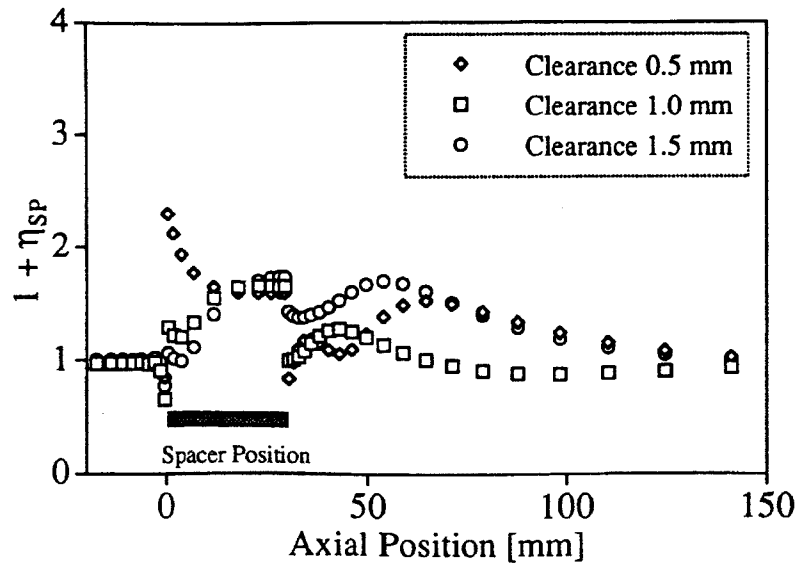
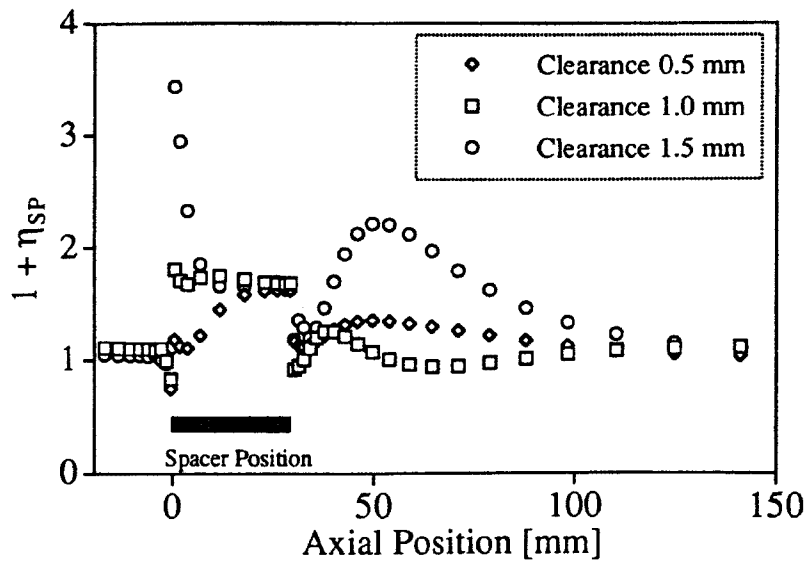


Fig.2-11 Radial distribution of calculated turbulence kinetic viscosity at 80mm downstream of spacer front edge



(a) Inner rod



(b) Outer wall

Fig.2-12 Axial distribution of η_{sp} estimated for inner rod and outer wall

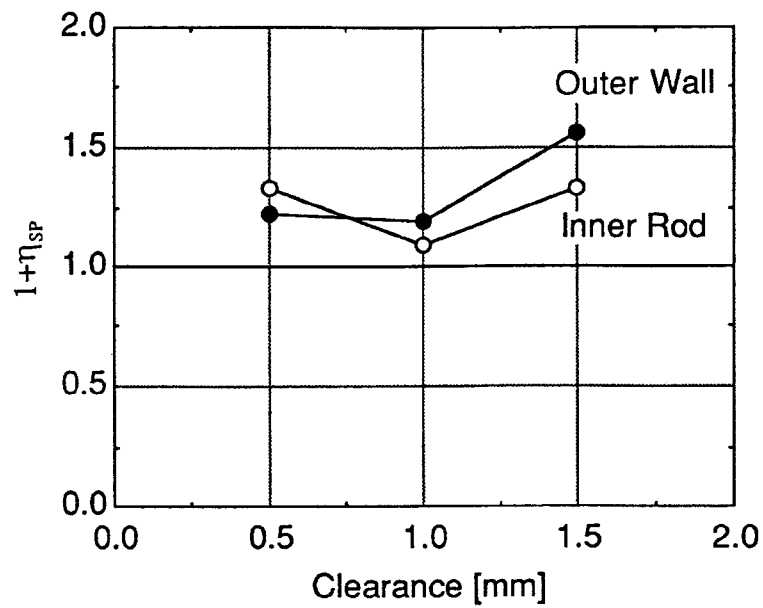


Fig.2-13 Estimated result of relationship between clearance and η_{sp}

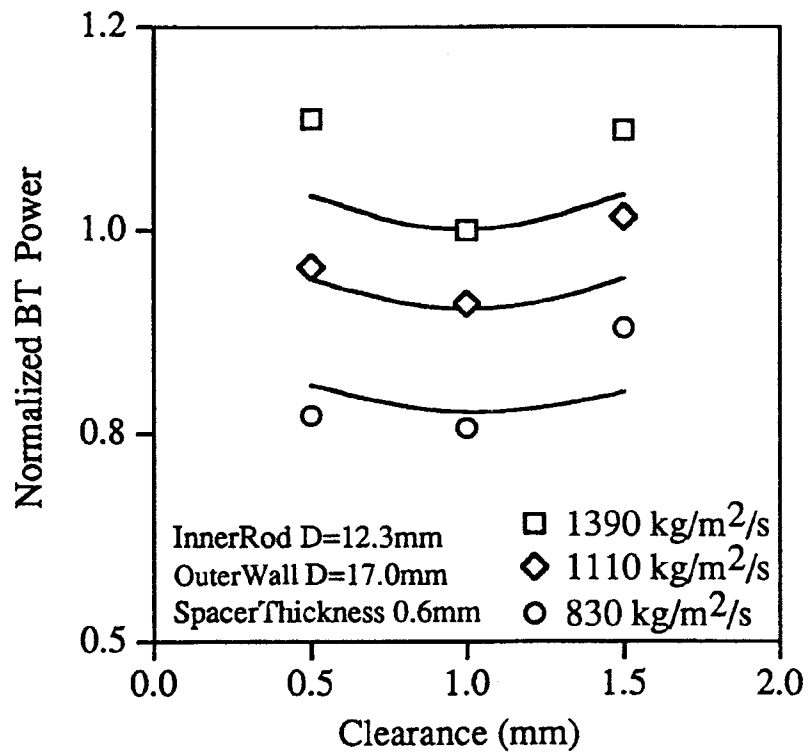


Fig.2-14 Comparison with measured BT power (effect of clearance)

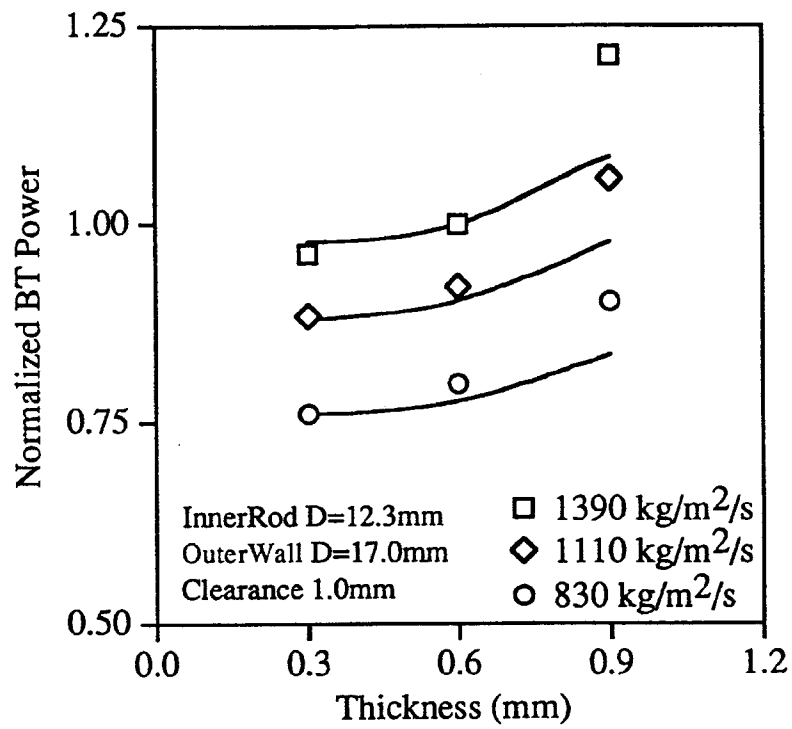


Fig.2-15 Comparison with measured BT power (effect of thickness)

第3章 液滴付着に及ぼすスぺーサの影響

3.1 はじめに

第2章において、スぺーサがBWR燃料の限界出力に及ぼす効果について液滴を付着させる効果と考えることにより定性的には評価できたが、定量的には評価できていなかった。そこで、本章では、スぺーサによる液滴付着促進効果の定量的評価を実施する。

BWR燃料流路内の流動様式は、単相流で下部より流入し、気泡流、スラグ流、そして環状噴霧流と遷移する。BWR燃料流路内の環状噴霧流は、燃料棒間の流路の主流は液滴を伴った蒸気流であり、燃料棒表面を液膜が流れている状態である。燃料集合体の出力があるレベルに到達すると、燃料棒表面の液膜が部分的に乾いてしまう。この出力レベルを限界出力と呼んでおり、BWR炉心燃料の設計における一つの重要な値となっている⁽³⁻¹⁾。限界出力はスぺーサ形状に大きく依存することが知られており、BWR燃料メーカーは自社の燃料集合体の性能向上のため、燃料スぺーサの改良を進めている。例えば、Kaemerらはスワールベーン付のグリッド型スぺーサを提案⁽³⁻²⁾し、また、師岡らはねじりテープ付の丸セル型スぺーサを提案し、従来の格子型スぺーサに比べて、高い限界出力特性を示すことを述べている⁽³⁻³⁾。

スぺーサは環状噴霧流中の液滴に2種類の影響を及ぼす。1つは、燃料棒表面への液滴付着を増加させ、燃料棒表面の液膜流量を増加させる効果。もう一つは、燃料棒表面の液膜からの液滴発生を促進し、燃料棒表面の液膜流量を減少させる効果である。このように、スぺーサは液滴の付着、発生に影響することから、限界出力はスぺーサ形状に依存する。これらのスぺーサ効果を実験なしに定量的に評価できれば、燃料集合体の限界出力も予測でき、伝熱流動の観点で効果的なスぺーサ形状の改良が可能となる。

限界出力を数値解析により予測する手法としてサブチャンネル解析手法が発達してきている^(3-4,5,6)。しかしながら、サブチャンネル解析は、用いる解析メッシュがスぺーサ形状変化による流動への影響を把握するには粗すぎることから、スぺーサ形状の変化による限界出力への影響を予測評価することは単独ではできない。加えて、サブチャンネル解析コード内のモデルには、なんらかの手段で決める必要がある未知定数が含まれている。現在のところ、このような未知定数は実験的に決められている。

我々の最終ゴールは、新しいスぺーサ形状を採用したBWR燃料集合体の限界出力を試験なしに予測することである。第2章で定性的にはあるがスぺーサによる液滴付着効果を考慮することでスぺーサ形状変更による限界出力変化を予測できたことから、本章でもスぺーサによる液滴付着促進効果は液滴発生促進効果よりも大きいと仮定し、液滴付着促進効果に着目してその定量的評価を実施した。

3.2 スぺーサ効果

Fig. 3-1に主な4つのスぺーサ効果を示した。そのうち2つは液膜流量を減少させる効果

であり、2つは液膜流量を増加させる効果である。

Fig. 3-1 に示した(1)の効果は、スぺーサの直上流の液膜を薄肉化するものである。スぺーサにより流路面積が急減することにより、蒸気流が加速して、蒸気-液膜間の界面せん断力が増加する。その結果、この区間では液膜からの液滴発生量が他の区間よりも増加することが考えられる。

もう一つのスぺーサ上流での効果は、Fig. 3-1 に (2) で示した液滴付着の促進である。蒸気流中の液滴がスぺーサに衝突し、飛散して方向を変えて、燃料棒表面に付着する効果である。

他の2つの効果は、Fig. 3-1 に(3)および(4)で示した効果である。スぺーサ下流で発生する蒸気流の渦により液滴付着と液滴発生が促進される。スぺーサ下流で発生する渦が液滴の断面方向への輸送を促進するため、スぺーサ下流ではスぺーサなしの場合よりも液滴付着率は増加するはずである。また、スぺーサ下流に発生する渦のため、液膜が波立つことが考えられ、その結果として液滴発生率もスぺーサが無い場合に比べて増加するはずである。

第2章では、液滴付着促進効果のみを考慮することで、定性的にはあるが、スぺーサ形状変更による限界出力変化を予測できた。そこで、本章では Fig. 3-1 における液滴付着促進効果である(2),(3)に着目する。

3.3 支配方程式、および数値解析手法

スぺーサによる液滴付着促進効果を評価することとし、液膜流を無視して液滴挙動のみを評価する。数値解析手法は有限要素法をベースとした LES を採用した。有限要素法はスぺーサ等の複雑な流路形状に比較的容易に対応可能であること、および、LES の採用は、スぺーサ下流で発生する非定常渦、非等方的な乱れを解析可能であると考えたことによる。

液滴は粒子として扱い、ラグランジュ的に取り扱った。液滴粒子と気相との相互作用については、蒸気から粒子への一方向 (One-way カップリング) とし、抗力のみを取り扱った。

3.3.1 気相

非圧縮流れの質量保存式と運動方程式である Navier-Stokes 方程式に対して、格子平均化処理を行うと、次式となる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\rho_g \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (3-2)$$

ここで、 u_i : 気相流速、 x_i : 空間座標、 t : 時間、 P : 圧力、 τ_{ij} : 乱流せん断応力である。

上線は格子平均であることを示す。乱流せん断応力については、LES で通常使われている Smagorinsky Model を用いる。

$$\tau_{ij} - 1/3\tau_{kk} = -2C_s\Delta^2|\bar{S}|\bar{S}_{ij} \quad (3-3)$$

ここで、

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3-4)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{0.5} \quad (3-5)$$

なお、 Δ はフィルタ幅である。式(3-3)における Smagorinsky Model 定数 C_s は、Germano⁽³⁻⁷⁾によって提案され Lilly⁽³⁻⁸⁾によって改良されたダイナミックモデルを用いて評価する。

$$C_s = \frac{L_{ij}M_{ij}}{2M_{ij}^2} \quad (3-6)$$

ここで

$$M_{ij} = \hat{\Delta}^2|\hat{S}|\hat{S}_{ij} - \Delta^2|\bar{S}|\bar{S}_{ij} \quad (3-7)$$

$$L_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk} = 2C_sM_{ij} \quad (3-8)$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3-9)$$

ここで、式(3-6)から式(3-9)のダイナミックモデルにおける $\hat{\cdot}$ はテストフィルタ化された値を示す。

以上、式(3-1)から式(3-9)に示した気相に関する支配方程式は、将来的に複雑な流路へ適用することを考慮し、Kato ら⁽³⁻⁹⁾によって提案された有限要素法を用いて解くこととした。

3.3.2 液滴粒子

液滴粒子挙動は、ラグランジュ方程式を用いて、粒子それぞれの挙動を追いかけることとする。また前述の様に、蒸気-粒子間は One-way カップリング、すなわち、気相乱流に及ぼす粒子の影響は無視することとした。粒子の運動方程式を次式に示す。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{f}_D + \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_P} \right) \mathbf{g} \quad (3-10)$$

ここで、 $\mathbf{f}_D$ は粒子が気相から受ける抗力、 $\mathbf{g}$ は重力加速度である。 ρ_p は ρ_G より十分大きいものと仮定し、式 (3-10) では、仮想質量項や Basset 項などは無視した。またブラウン運動の効果についても、 $\tau^+ > 0.15$ の粒子では、影響を無視できることから、本章では考慮しない。また揚力についても、スぺーサによって発生する乱れや、強制的な横流れの影響が粒子に伝わる力の抗力が主と考え、本章では考慮しなかった。

$\mathbf{f}_D$ は次式を用い求める。

$$\mathbf{f}_D = -\frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} |\mathbf{v} - \mathbf{u}| (\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (3-11)$$

$\mathbf{u}$ は粒子が存在する位置の気相速度ベクトル、 $\mathbf{v}$ は粒子の速度ベクトルを表す。 C_D は抗力係数であり、次式に示す Hancell ら⁽³⁻¹⁰⁾が乱流ジェット中の粒子挙動の解析に用いた Putnum らの経験式を用いた。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{\text{Re}_p^{2/3}}{6} \right) \quad (3-12)$$

ここで、 Re_p は次式で定義される粒子 Re 数である。

$$\text{Re}_p = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}| \cdot d_p}{\nu_g} \quad (3-13)$$

3.4 平板間チャンネルの解析

スぺーサ効果を把握するため、最初に平板間チャンネルにおける解析を実施した。Fig. 3-2 に計算体系を示す。これは、Yokobori ら⁽³⁻¹¹⁾による二重管体系の限界出力測定試験における試験部を簡略化した体系である。

上下は壁面境界であり、 x 軸方向、および y 軸方向の境界は周期境界として扱った。流れは圧力勾配により駆動されたとした。代表長さを流路幅とし、流路中央の流速を代表速度とした場合の Re 数は 10^4 であった。スぺーサ部材の厚さは実際の BWR 燃料スぺーサ相当の 0.6mm とした。計算はスぺーサの Z 軸方向位置を変化させた 2 ケースを実施した。表 3-1 にスぺーサ位置のパラメータ表を示した。

表 3-1 スぺーサ位置のパラメータ

	L1 (mm)	L2 (mm)
Case 1	1.0	0.75
Case 2	0.5	1.25

液滴粒子の平均液滴径は次式に示す植田の式⁽³⁻¹²⁾により算出した。

$$\frac{d_{AVE}}{D_H} = 5.8 \times 10^{-3} \left[\left(\frac{\sigma}{\mu_G u_G} \right) \left(\frac{\rho_G}{\rho_P} \right)^{1.25} \right]^{0.34} \quad (3-8)$$

液滴径分布については、標準偏差 0.5 のガンマ分布と仮定した。液滴径分布は表面張力に依存することが知られており、BWR 運転条件の表面張力と同等であるフロン R113 の液滴径分布をガンマ分布とした場合の標準偏差が 0.5 程度とことからこの値とした。Fig. 3-3 に解析に用いた液滴 2000 個の液滴径分布を示した。

液滴挙動解析は、まず、蒸気流を発達させ、次に液滴を流路中に発生させた。初期液滴位置は、空間中に一様乱数を用いて決定した。計算を継続し、壁面へ付着した液滴をカウントした。

Fig. 3-4、3-5 および Fig. 3-6 にスぺーサの上流部、および下流部の速度ベクトル図をそれぞれ示す。Fig. 3-7 には、それぞれグリッドスケールの乱流エネルギー分布を示した。Fig. 3-4 を見ると、Case 1 は、スぺーサが流路のほぼ中央に配置されているため、スぺーサの上流にて流れが上下にほぼ均等に流れている様子がわかる。Case 2 は、スぺーサの上流で蒸気流の多くが、流路の広い側を流れている様子が Fig. 3-4 よりわかる。さらに、急拡大流路に見られるような再循環流が、スぺーサ部の狭い流路側下流で発生している。乱流エネルギー分布については、スぺーサ直下流に現れるピークの値は Case 1 の方が Case 2 より大きい、乱流エネルギーが高い領域は Case 2 の方が広い。これは、スぺーサが偏って配置されているため、Case 2 の方が、スぺーサ下流における速度勾配（偏流）が大きいと考えられ、Case 2 では急拡大流路のような再循環流が現れたが、Case 1 では現れなかった。Case 1 と 2 のもう一つの違いは、Case 2 は、Fig. 3-6(b,c,d)に見られるようにスぺーサの直下流とスぺーサが近接した側の壁面近傍で渦が発生しているのに対して、Case 1 では、Fig. 3-5(b,c,d)に見られるように、スぺーサ直下流にしか渦が見られないことである。これらの蒸気流の様子の違いは、次に述べるように、液滴の壁面への付着特性にも影響がでている。

Fig. 3-8 に壁面への液滴付着分布を示す。図中、液滴付着位置を白色にて示している。また、Fig. 3-9 には y 軸方向に積分した x 軸方向の壁面への液滴付着数分布を示した。液滴の付着が多い位置は、x 軸方向においてスぺーサがある位置とスぺーサの下流であることがわかる。

スぺーサがある位置の液滴付着数を、スぺーサと壁面のクリアランスをパラメータとして比較すると、最も付着数が多いのはクリアランス 0.5mm のケースであり、ついで 0.75mm、そして 1.0mm の順番となった。クリアランス 0.5mm、0.75mm、1.0mm のケースではスぺーサの上流端付近に液滴付着数の明確なピークが見られるが、クリアランスが増加するほど、そのピークは低くなった。クリアランス 1.25mm の場合にはスぺーサ上流端付近には明確なピークは現れない。これは、クリアランスが小さくなるほど、スぺーサ上流端前面で発生する壁面方向に向かう蒸気流が、壁面近くに位置するためである。また、Fig. 3-4(b)

においてクリアランスの小さい側のスぺーサ上流の速度ベクトルを見ると、Fig. 3-4(a)に比べると、速度が遅くなっている。そのため、液滴流速も低下しているはずであり、スぺーサ上流面で発生する壁面方向へ向かう蒸気流により容易に影響される効果が考えられる。

次に、スぺーサ下流に目を移すと、Fig. 3-8 に示すように、スぺーサ部よりも多くの液滴付着が見られた。また Fig. 3-9 では、壁面－スぺーサ間のクリアランスが 0.5mm、0.75mm の方が、スぺーサ下流で付着する液滴が多い傾向がみられる。スぺーサの下流では、乱流エネルギーが大きいこと、およびクリアランスが小さい側壁面近傍の乱流エネルギーほど大きいことから、乱流効果が液滴付着を促進しているものと考えられる。

Fig. 3-10 に壁面－スぺーサ間のクリアランスと液滴付着数の関係を示した。クリアランス 1mm のケースにより数値を規格化している。液滴付着数はクリアランス 1mm において極小となった。これは、クリアランス 1mm の場合、スぺーサが流路のほぼ中央であるためであり、Fig. 3-7 に示したように、乱流エネルギーの高い領域がスぺーサ下流の流路中央で生じていることが原因と考えられる。

Fig. 3-11 には、クリアランスと限界出力の測定結果を参考に示した。この試験データは Yokobori ら⁽³⁻¹¹⁾によって採取されたデータであり、二重管のものである。Fig. 3-10 と Fig. 3-11 を比較すると、クリアランスに対する液滴付着数と限界出力の傾向はよく似ている。よって、液滴挙動を解析し、液滴付着量を評価することによりスぺーサ形状の変更に伴う限界出力の変化を予測できる可能性があると考えられる。

3.5 BWR 燃料スぺーサ周りの解析

前節において、単純な流路の液滴付着量を評価することにより、スぺーサ形状変更に伴う限界出力変化を予測できる可能性について述べた。本節では、実際の BWR 燃料スぺーサをモデル化し、液滴粒子挙動解析を実施した。Fig. 3-12 に 4 × 4 格子の試験バンドル用燃料スぺーサを示す。Fig. 3-12(a)は、格子型スぺーサ (Egg-crate spacer)、Fig. 3-12(b)は丸セル型スぺーサ (Ferrule spacer) と呼ぶこととする。燃料バンドルの限界出力は、丸セル型スぺーサを用いた方が格子型スぺーサに比べて限界出力が高いことが知られている。

Fig. 3-13 に解析に用いたモデル、境界条件を示す。どちらのケースも 4 本の燃料棒で囲まれる 1 サブチャンネルを対象とし、スぺーサは 1 個含まれる区間とした。スぺーサ形状は実際の形状からスプリング等を見捨てるなどしてモデル化し単純化している。格子型スぺーサのケースでは、Fig. 3-12(a)を見ると、2つのタイプのサブチャンネルが見られる。1つは、ランタンスプリングと呼ばれるスプリングがサブチャンネル中央にあるタイプ、もう一つはランタンスプリングがないタイプである。ここでは、ランタンスプリングがないサブチャンネルを選択した。それは、液膜ドライアウトがランタンスプリングの無いサブチャンネルに面したロッド表面で生じる傾向があるためである。

解析方法は、前節とほぼ同様である。異なる点としては、下記 3 点である。

- 1) 入口境界は、一様流速

2) 出口境界は、自由流出

3) 液滴の初期位置は、スパーサの上流に一様乱数を用いて発生

Fig. 3-14 に、流路断面の速度ベクトル図を示した。Fig. 3-14(a,b)に示すように、スパーサの上流端では、流路がスパーサ部材により部分的に閉塞され、回り込むため、ロッド方向へ向かう強い流れが生じている。スパーサの下流では、Fig. 3-14(c,d)に示すように、スパーサ部材の下流で生じる渦により複雑な流れ場となっていることがわかる。

Fig. 3-15 に、液滴付着位置分布を示した。図中、液滴付着位置を白色にて示した。Fig. 3-15(a)は格子型スパーサの結果であり、Fig. 3-15(b)は丸セルスパーサの結果である。どちらのケースとも、スパーサ部、およびスパーサの下流部で液滴付着が生じている。スパーサ部の液滴付着は、Fig. 3-14(a,b)に見られるロッド表面へ向かう流れにより生じていると思われる。スパーサ下流領域では、Fig. 3-14(c,d)に見られるスパーサ下流で生ずる渦による断面方向の流れに乗って、ロッド表面へ投げ出されるものと考えられる。Fig. 3-16 に、液滴付着が生じた位置ごとの液滴付着数を格子型、丸セル型を比較して示した。どちらのケースとも、スパーサ部で付着する液滴数よりも、スパーサ下流で生ずる液滴数の方が多かった。また、付着した液滴の総数は丸セル型の方が多かった。この理由はスパーサ部材の断面方向の位置にあり、丸セル型の部材の方がロッド表面に近く、ロッドとスパーサ部材のクリアランスが小さい。3.4 節と同様の理由により、クリアランスが小さい丸セル型の方が液滴付着が促進されたものと考えられる。格子型よりも丸セル型のスパーサの方が限界出力が高いということが知られており、この液滴付着の傾向は限界出力の傾向と一致している。

しかしながら、入口境界の液滴付着への影響はあると思われるが、この結果は入口境界で一様流速を仮定しており、乱流境界とはなっておらず、実際の流動状況の模擬ができていない。また、この研究では無視した液膜が、スパーサ直上流でドライアウトするため、ドライアウトメカニズムを明らかにするためには、スパーサ周りの液膜挙動を把握することも大事であると思われる。

3.6 本章のまとめ

有限要素法ベースの液滴挙動解析コードを用いて、平板間流路中に構造物が存在する流れ場の液滴挙動を解析した。この結果、限界出力の傾向と液滴付着数の傾向が一致したことから、構造物形状を変更した場合の限界出力変化を予測できる可能性が考えられた。さらに、実際の2つのタイプのBWR燃料スパーサである格子型と丸セル型のスパーサを模擬したスパーサ周りの解析を実施し、液滴付着効果を評価した。その結果、限界出力が高い丸セル型スパーサの方が液滴付着促進効果は高いとの計算結果が得られ、限界出力の傾向と一致することを示した。

また、スパーサによる液滴付着促進効果としては、スパーサ前面に衝突した液滴がスパーサ前面に生じるロッド表面へ向かう流れに乗ってロッドへ向かう効果、およびスパーサ

下流で発生する渦によってロッドへ向かう効果であると考えられる。

<記号表>

C_D : 抗力係数

C_S : Smagorinsky モデル定数

d : 液滴径

P : 圧力

Re : Reynolds 数

S_{ij} : 変形速度テンソル

u_i : 速度成分

$\mathbf{u}$: 速度ベクトル

x_i : 座標系

Δ : フィルター幅

ρ : 密度

μ : 粘性係数

τ : 応力テンソル

添字

i, j, k : 座標軸を表す

P : 液滴を表す

G : 蒸気を表す

— : フィルター化された値を示す

[参考文献]

- (3-1) General Electric BWR Thermal Analysis Basis (GETAB), "Data, Correlation and Design Application", NEDO-10958 (1973)
- (3-2) W. Kaemer, W. Uebelhack, U. Simon, K. Nakamura and Y. Nisino, "Thermalhydraulic measurements on advanced BWR fuel designs in 9x9 lattice configurations", Proc. 5th Int. Topical Meet. Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Vol. 1, pp.212-216 (1992)
- (3-3) 師岡、白川、山本、矢野、木村、光武、「高性能 BWR 燃料集合体の開発サイクロンスペーサの熱水力性能」、日本原子力学会誌 38(9)、pp.771-775 (1996)
- (3-4) T. Mitsutake, H. Terasaka, K. Yoshimura, M. Ohishi, A. Inoue and M. Akiyama, "Subchannel analysis of a critical power test using simulated BWR 8x8 fuel assembly", Nucl. Eng. Des., pp.233-244 (1990)
- (3-5) 光武、師岡、山本、木村、「サブチャンネル解析コードによる BWR 限界出力試験の解析 (スペーサモデルに含まれる未知定数の決定)」、日本機械学会論文集 (B 編) 59 巻 565 号、pp.2713-2720 (1993)
- (3-6) T. Sakaki and S. Sugawara, "Application of three-fluid code FIDAS to dryout prediction for rod bundles", Proc. Int. Conf. Multiphase Flows 1991-Tsukuba, Vol. 1, pp.57-61 (1991)
- (3-7) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot, "A dynamio subgrid-scale eddy viscosity model", Phys. Fluid 3(7), pp.1760-1765 (1991)
- (3-8) D. K. Lilly, "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method", Phys. Fluids A4(3), pp.633-635 (1992)
- (3-9) Y. Kato and T. Tanahashi, "Finite-element method for three dimensional incompressible viscous flow using simultaneous relaxation of velocity and Bernoulli function", JSME Int. J. Ser. II 35(3), pp.346-353 (1992)
- (3-10) D. Hancell, I. M. Kennedy and W. Kollmann, "A simulation of particle dispersion in a turbulent jet", Int. J. Multiphase Flow 18 (4), pp.559-576 (1992)
- (3-11) S. Yokobori, M. Ohta, H. Terasaka and S. Morooka, "A phenomenological study on the dryout mechanism in a fuel rod", Proc. 4th Int. Topical Meet. Reactor Thermal Hydraulics, pp.1053-1061 (1989)
- (3-12) 植田、環状気液二相流における液滴発生と液滴径について、日本機械学会論文集、B 編、45 巻 389 号 (昭 54-1)

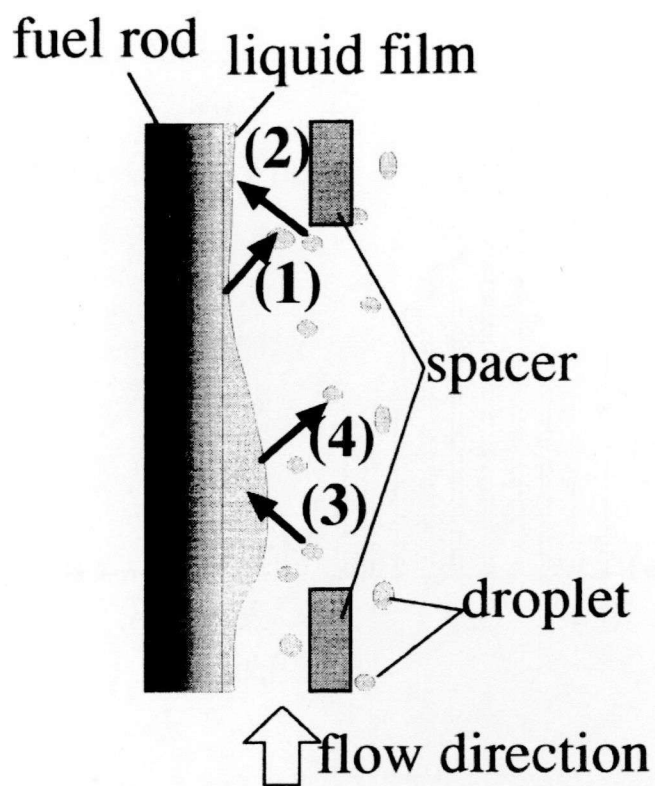


Fig. 3-1 Spacer effects model

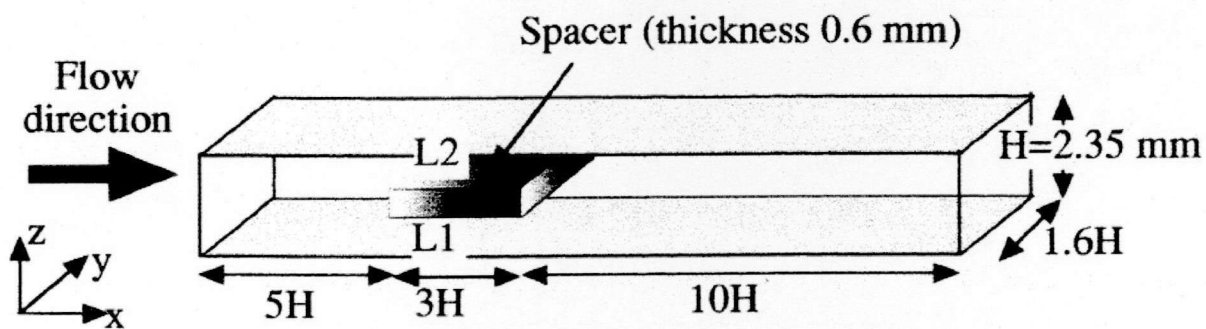


Fig. 3-2 Analytical region

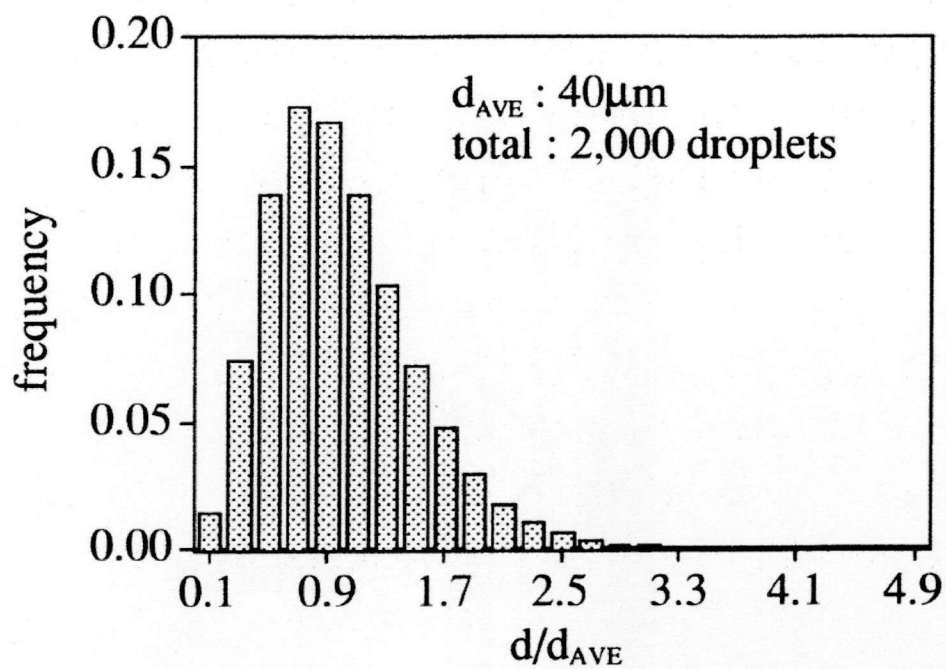
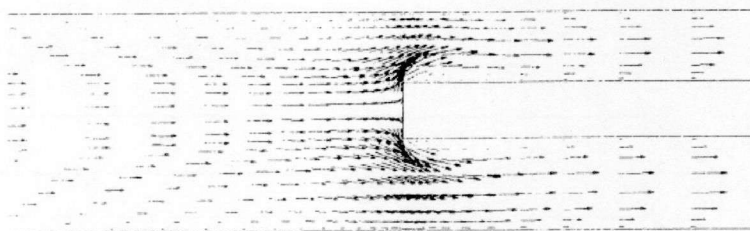
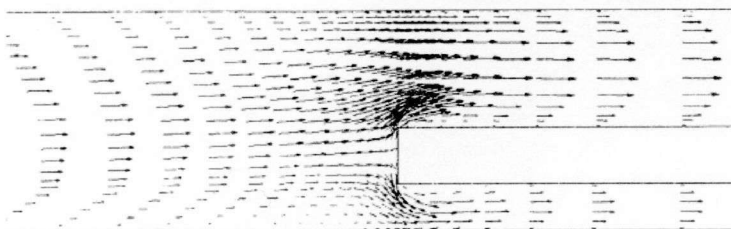


Fig. 3-3 Diameter distribution of droplet

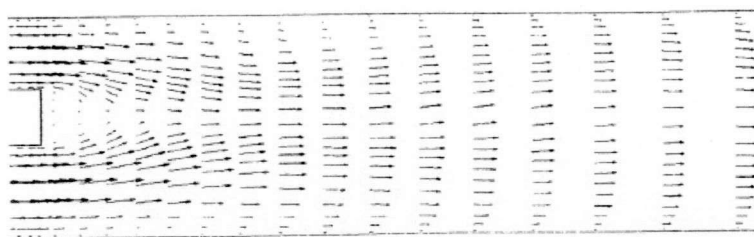


(a) Case 1

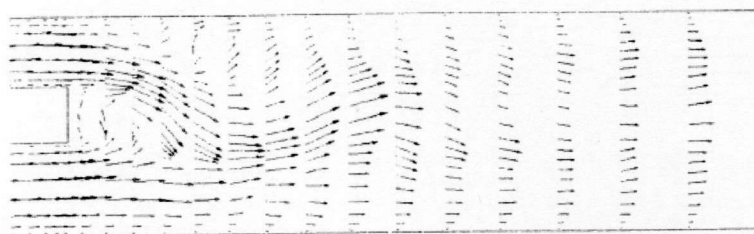


(b) Case 2

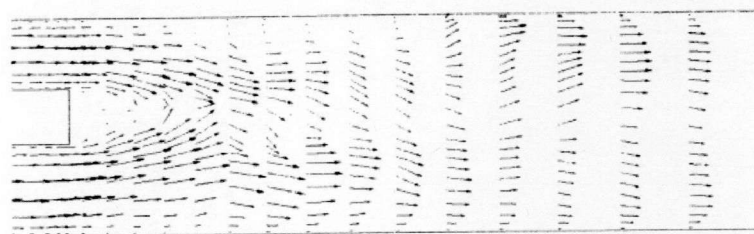
Fig. 3-4 Velocity vector around the front of the spacer



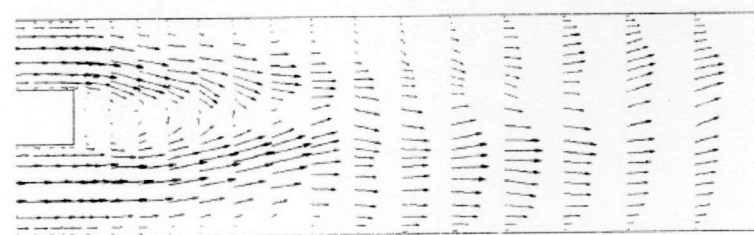
(a) Time averaged velocity vector (Case 1)



(b) 12000 step (Case 1)

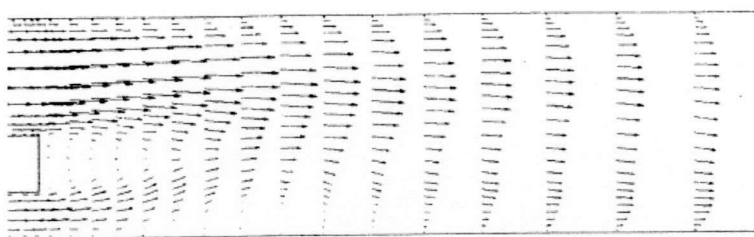


(c) 13000 step (Case 1)

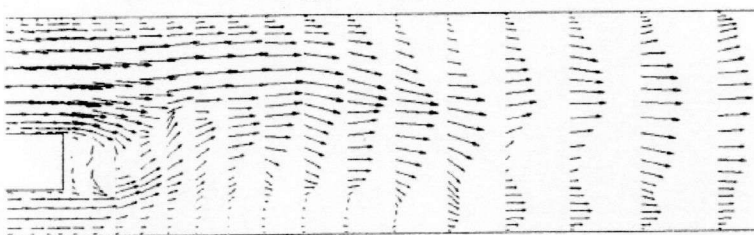


(d) 14000 step (Case1)

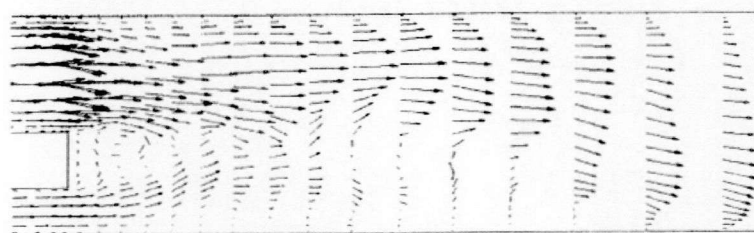
Fig. 3-5 Velocity vector downstream of spacer (Case 1)



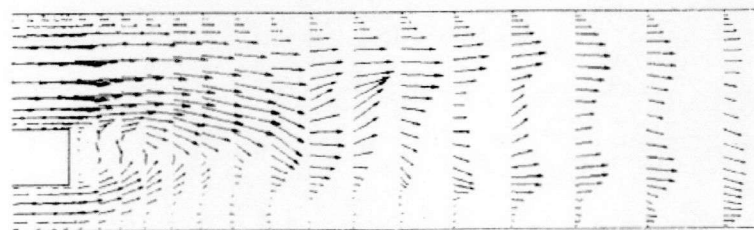
(a) Time averaged velocity vector (Case 2)



(b) 12000 step (Case 2)

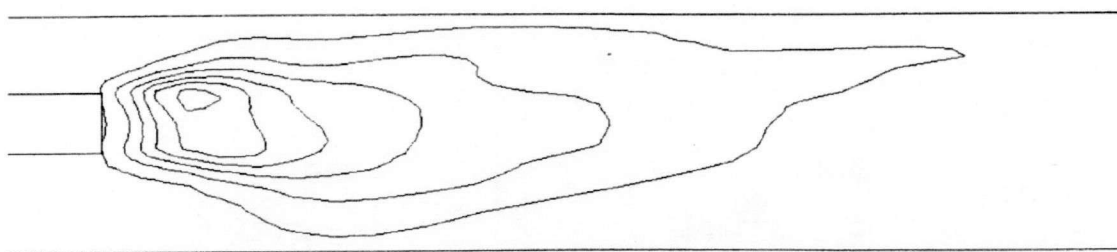


(c) 13000 step (Case 2)

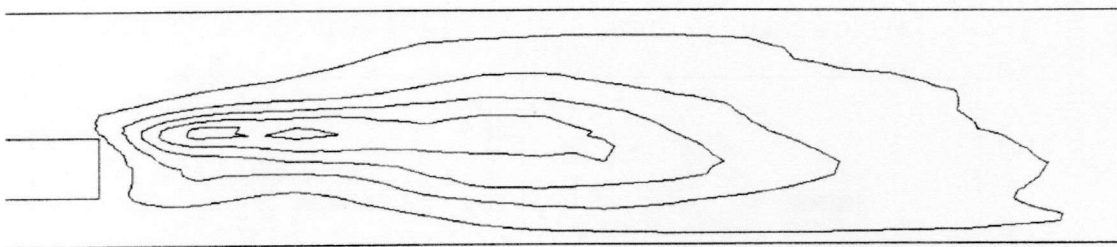


(d) 14000 step (Case 2)

Fig. 3-6 Velocity vector downstream of spacer (Case 2)



(a) Case 1



(b) Case 2

Fig. 3-7 Distribution of turbulent energy

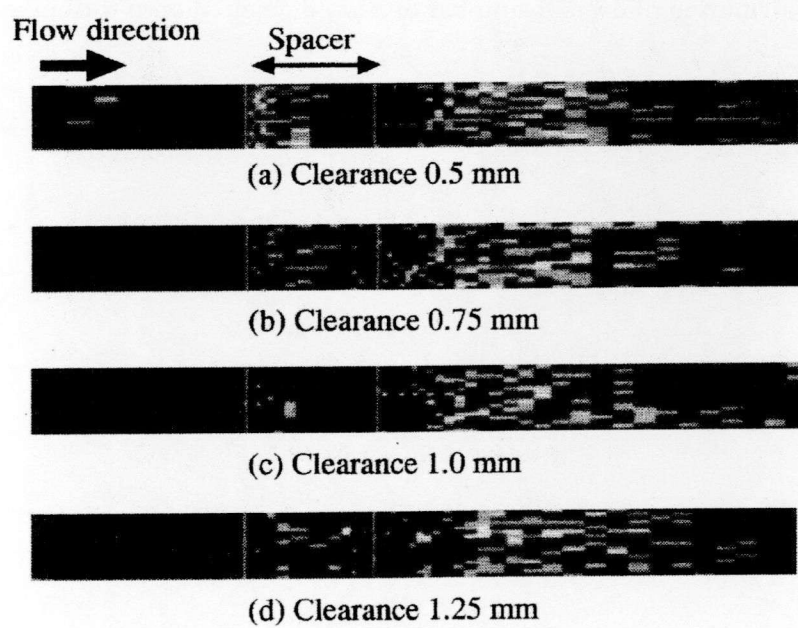


Fig. 3-8 Distribution of droplet deposition onto the wall

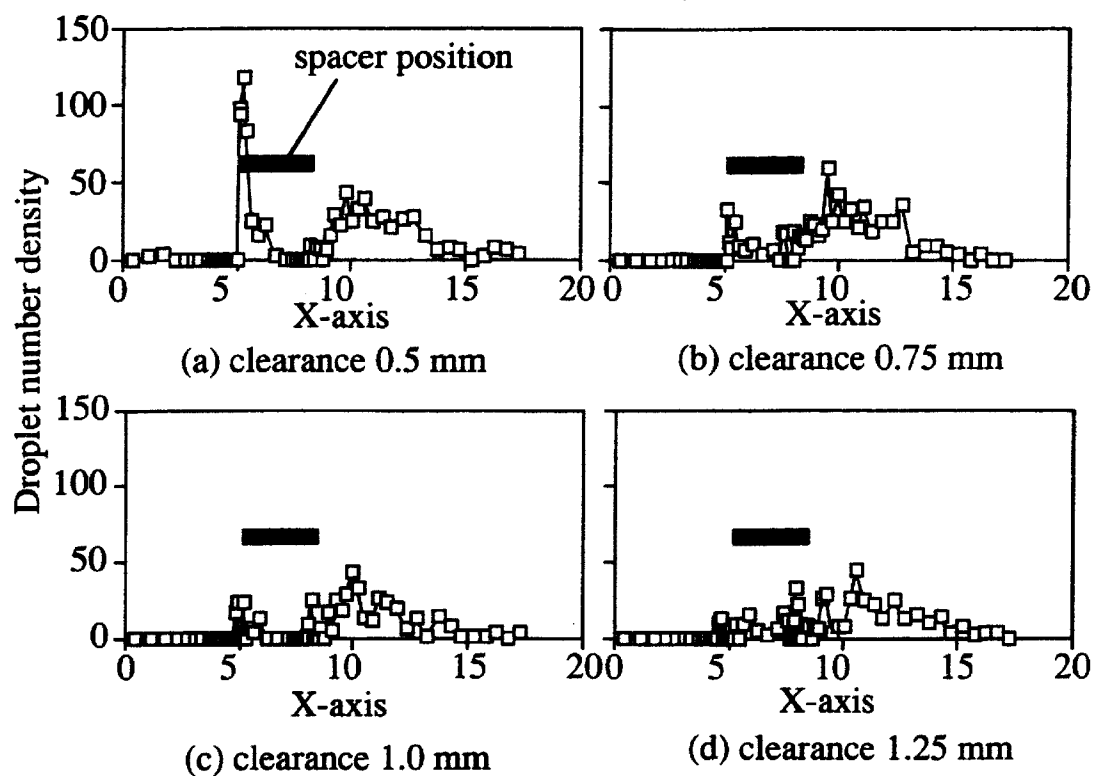


Fig. 3-9 Distribution of droplet number density deposited onto wall in x-direction

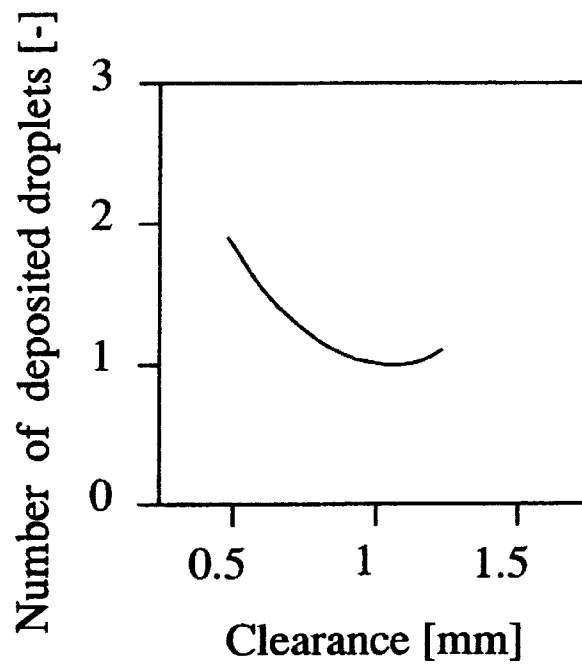


Fig. 3-10 Droplet deposition number for varying wall-spacer clearance

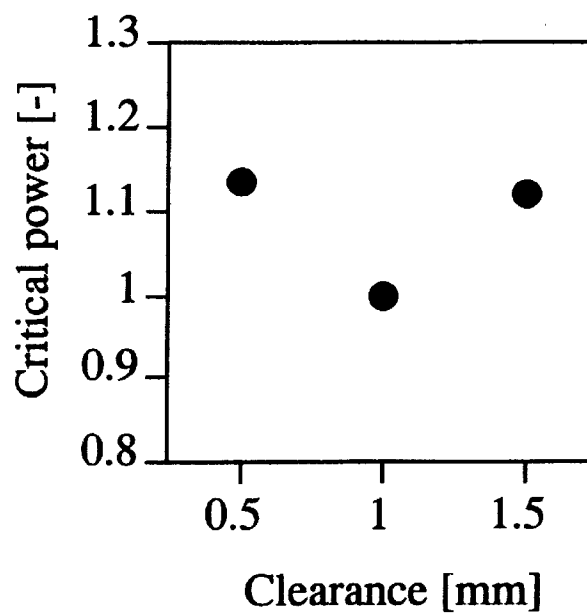


Fig. 3-11 Experimental data of critical power change for varying wall-spacer clearance⁽³⁻¹¹⁾

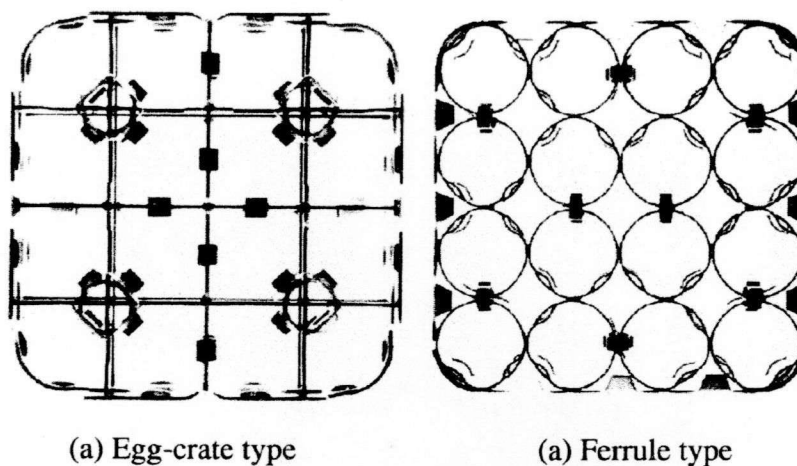


Fig. 3-12 BWR fuel spacers used for 4×4 rod test bundle

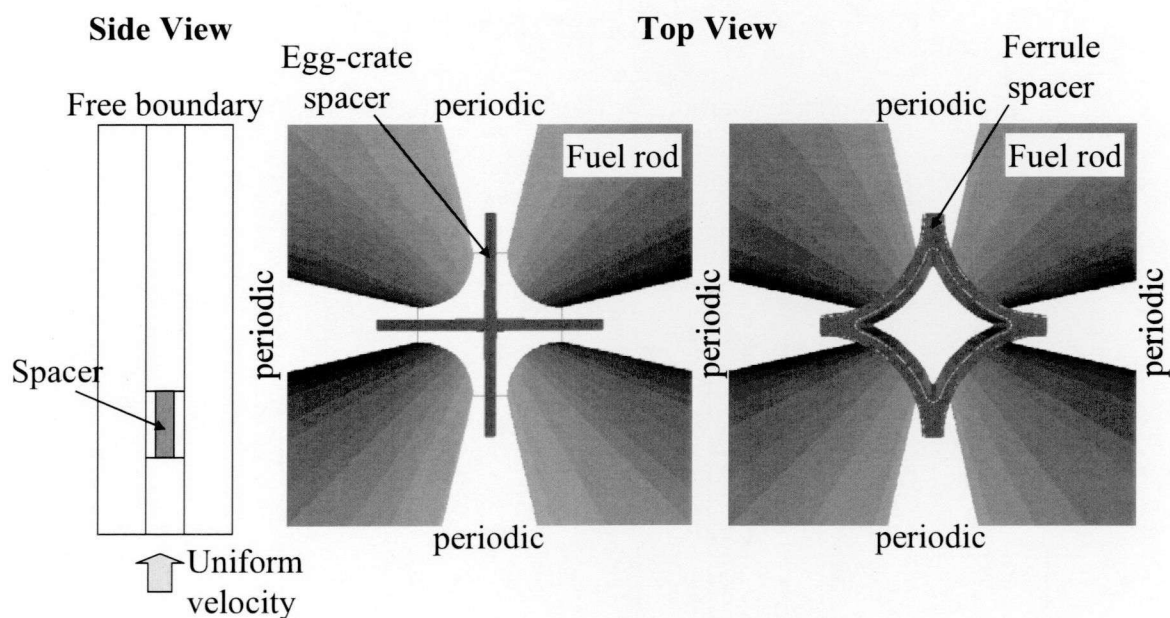
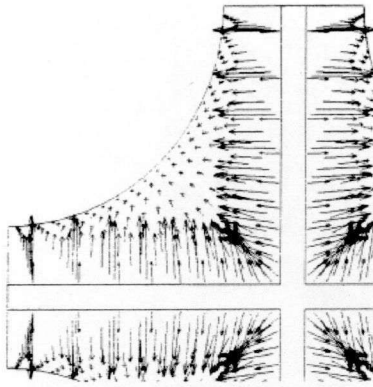
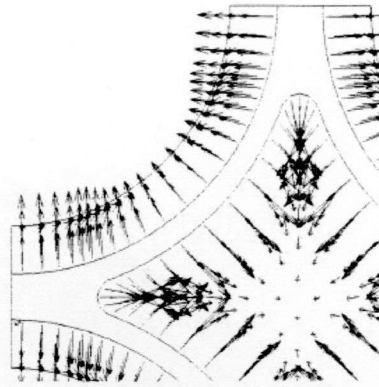


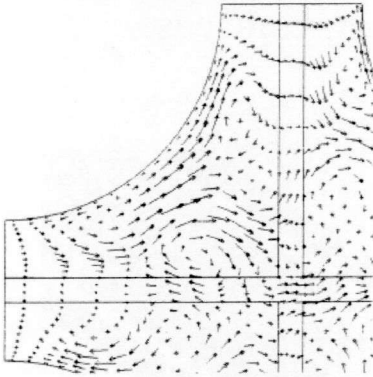
Fig. 3-12 Flow geometry and boundary condition



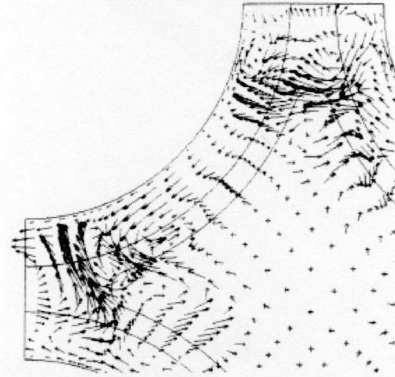
(a) Upstream of egg-crate spacer



(b) Upstream of ferrule spacer



(c) Downstream of egg-crate spacer



(d) Downstream of ferrule spacer

Fig. 3-14 Analytical results of velocity vector in cross-sectional direction

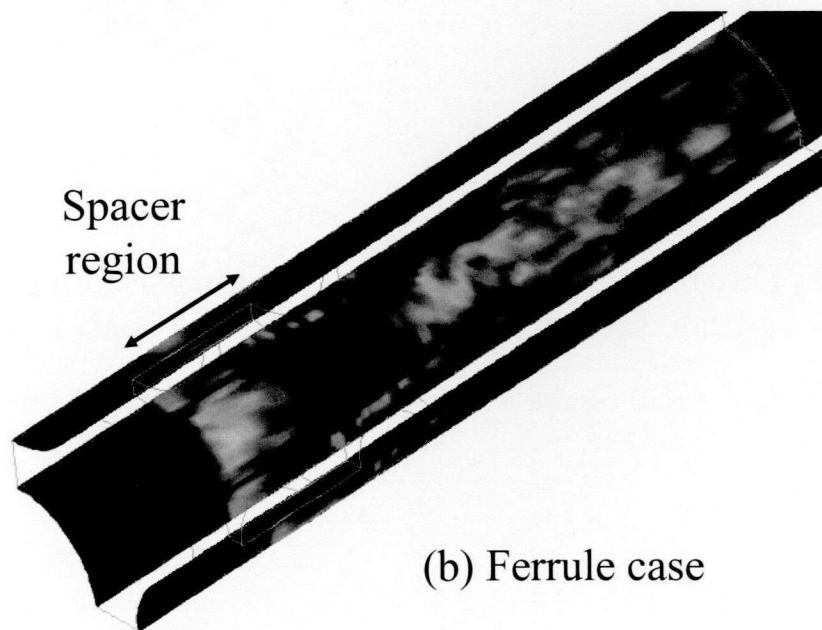
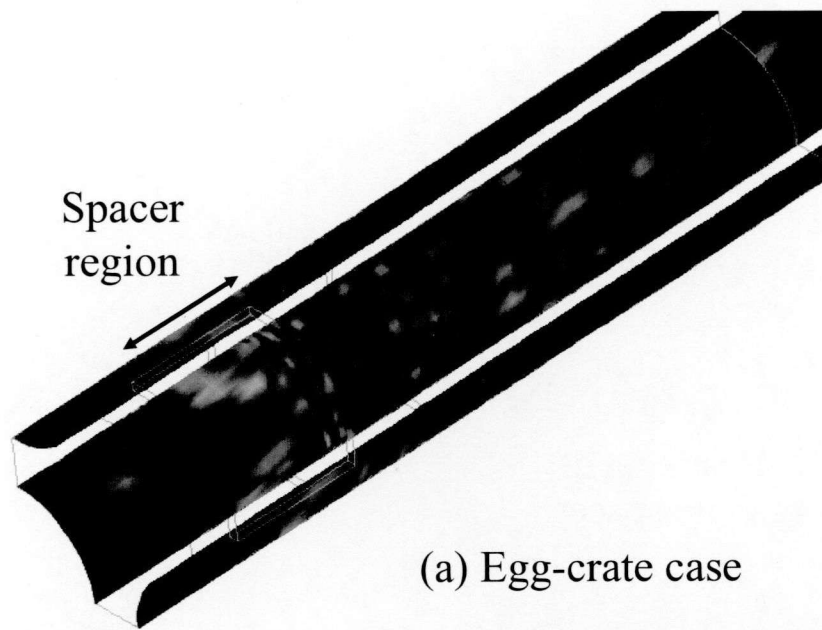


Fig. 3-15 Droplet deposition distribution

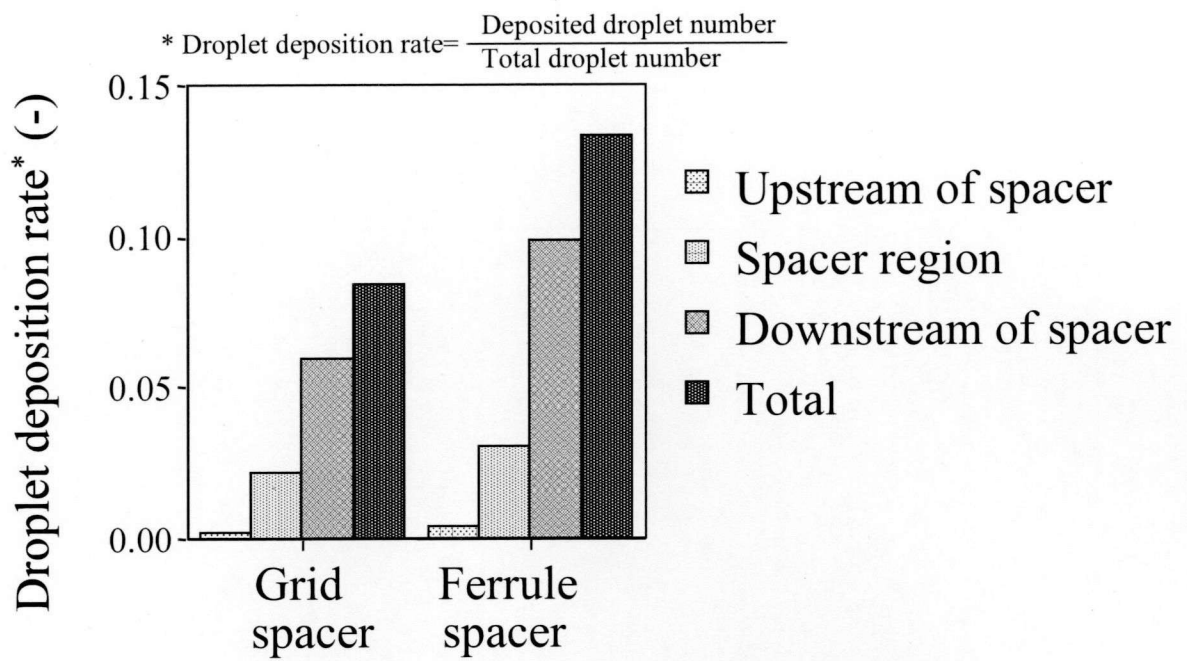


Fig. 3-16 Analytical results of number of deposited droplet

第4章 BWR燃料集合体の限界出力予測

4.1 はじめに

沸騰水型原子炉（BWR）燃料の限界出力は燃料棒本数の増加やスぺーサ等の改良により向上が図られてきている。燃料の限界出力とは、沸騰遷移が生じ始める出力と定義されている。限界出力は燃料棒格子の寸法やピッチを決めてしまえば、後はスぺーサ形状に大きく依存することがわかっている。例えば、丸セル型スぺーサを用いた燃料はそれまでの格子型スぺーサを用いた燃料に比べて限界出力が向上した。Kaemer ら⁽⁴⁻¹⁾、師岡ら⁽⁴⁻²⁾は、スぺーサを流れに旋回流成分を生じさせるような構造とすることで、限界出力が増加することを報告している。

これらの改良提案は、経験と BWR 模擬燃料による試験の試行錯誤的な結果に基づいている。しかし、このような高性能燃料の開発手法は時間がかかり、しかもコストがかかる。計算機を用いたシミュレーションにより限界出力に及ぼすスぺーサ形状等の影響を調査できるようにすることが望まれている。

BWR 燃料の限界出力を予測する手法として、サブチャンネル解析手法がある。初期には水－蒸気混合流体モデルであったが、現在では水－蒸気－液滴からなる三流体モデルが用いられている。サブチャンネル解析コードの弱点の一つは、二相流に及ぼすスぺーサの影響に関するスぺーサ効果モデルである。スぺーサ効果モデルには、通常、複数の経験的な定数が含まれているため、限界出力試験データの無い新規形状の BWR 燃料の限界出力を予測することは不可能である。

次に、BWR 燃料チャンネル内の環状噴霧流領域におけるスぺーサ効果について述べる。BWR 燃料の沸騰遷移は環状噴霧流領域にあるスぺーサの直上流で発生しやすいことは良く知られている⁽⁴⁻³⁾。環状噴霧流領域にあるスぺーサの効果の一つとして、スぺーサが蒸気流や蒸気流中の液滴に影響を及ぼし、燃料棒表面への液滴付着を促進する効果が考えられる。もう一つの効果として、スぺーサが直上流の液膜に影響を及ぼし、燃料棒表面を流れる液膜からの液滴発生を促進する効果も考えられる。しかし、山本ら⁽⁴⁻⁴⁾により、沸騰遷移が生じやすい直上流位置を非発熱としても限界出力はほとんど変化しないことが報告され、スぺーサが直上流の液膜に及ぼし液滴発生を促進する効果は小さいことを示した。よって、限界出力に及ぼす主となるスぺーサ効果は、燃料棒表面への液滴付着促進効果であると結論付けている。

また、Yamamoto ら⁽⁴⁻⁵⁾はスぺーサ形状変更による限界出力の相対的な変化を、スぺーサ周りの液滴模擬の粒子挙動解析とサブチャンネル解析コードを組み合わせることにより予測することに成功している。しかしながら、リファレンスとなるスぺーサ形状での限界出力測定データによってキャリブレーションする必要があった。

そこで本章では、限界出力測定データによるキャリブレーションなしにスぺーサ形状変更による限界出力の予測を試みた。

4.2 限界出力予測手法

沸騰遷移を生ずるような高クオリティの条件の環状噴霧流では、液膜は非常に薄いと考えられることから、液膜を無視することで解析モデルを単純化し、スぺーサ周りの液滴模擬粒子挙動を詳細に解析することで、スぺーサ形状毎に燃料棒への付着促進効果を評価することを考えた。そしてその結果をサブチャンネル解析のスぺーサ効果モデルのインプットとする。ここまでは Yamamoto ら^(4.5)と同様である。ここではさらに、この液滴付着促進効果の解析結果が妥当なものであり、スぺーサがない条件の限界出力評価に誤りがあると仮定した。スぺーサが無く、サブチャンネル間の横流れを無視すると、液膜流量は次式となる。

$$\frac{dm_{LF}}{dz} = L_h(D - E - \frac{Q}{h_{fg}}) \quad (4-1)$$

ここで、 m_{LF} ：液膜流量 (kg/s)、 z ：流れ方向座標(m)、 L_h ：濡れぶち長さ(m)、 D ：液滴付着量(kg/(m²s))、 E ：液滴発生量(kg/(m²s))、 Q ：熱流束 (kW/m²)、 h_{fg} ：蒸発潜熱(kJ/kg)である。サブチャンネル解析による液膜ドライアウト評価は、環状流遷移後の液膜流量の軸方向変化を式(4-1)のように計算し、液膜流量0あるいは液膜厚さが限界値以下となるとドライアウトと判定するものである。

右辺、第3項は蒸発による液膜消失であり、潜熱で決まるため誤りはない。第2項は液滴発生による液膜流量減少である。限界出力近傍の高クオリティ条件では液膜は非常に薄く、薄い液膜からの液滴発生は少ないので、この効果の誤差は限界出力評価への影響は小さいと考えた。従って、スぺーサがない条件の限界出力評価の誤りの原因として第1項の液滴付着による液膜流量増加に着目することとした。

スぺーサが存在しない流路での液滴付着相関式としては通常、円管流路等の単純流路体系で採取された試験データに基づいた相関式が用いられる。サブチャンネル流路体系に円管流路体系のデータに基づいた相関式をそのまま適用可能とは必ずしも言えないと考え、第3章で用いた LES と Lagrange 法を用いた粒子挙動解析を、スぺーサの無い円管体系と管群体系に適用して粒子の壁面への付着率を評価して、その比をサブチャンネル解析の液滴付着率相関式に反映することを考えた。

また、スぺーサ形状による液滴付着促進効果についても、やはり第3章で用いた手法を用いて評価し、サブチャンネル解析コードのスぺーサ効果モデルの入力とする。

4.3 円管流路と管群流路の液滴付着率評価

円管流路と管群流路の液滴付着率評価に用いた流路断面形状を Fig. 4-1 に示す。円管の場合には管の直径、管群流路については等価直径にて無次元化して解析を実施した。流路の長さは直径、あるいは等価直径の3倍として、流れ方向面については周期境界としている。リファレンスケースとして円管流路の液滴付着率評価を実施し、既存の試験データとして Liu ら^(4.6)のデータ、および McCoy らの式^(4.7)と比較し、解析の妥当性を検証したの

ち、管群流路の解析を実施する。管群流路のピッチと管径の比（P/D）は実機 BWR 燃料に近い約 1.3 とした。

解析手法は第 3 章でも示した手法と同様 LES を用いた手法である。液滴は粒子として扱い、ラグランジュ的に取り扱った。液滴粒子の濃度は希薄であると仮定し、粒子と気相間の相互作用は蒸気から粒子への一方向（One-way カップリング）とし、抗力のみを取り扱った。

4.3.1 気相

非圧縮流れの質量保存式と運動方程式である Navier-Stokes 方程式に対して、格子平均化処理を行うと、次式となる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\rho_g \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (4-2)$$

ここで、 u_i ：気相流速、 x_i ：空間座標、 t ：時間、 P ：圧力、 τ_{ij} ：乱流せん断応力である。上線は格子平均であることを示す。乱流せん断応力については、LES で通常使われている Smagorinsky Model を用いる。

$$\tau_{ij} - 1/3 \tau_{kk} = -2C_s \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (4-3)$$

ここで、

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (4-4)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{0.5} \quad (4-5)$$

なお、 Δ はフィルタ幅である。式(2-7)における Smagorinsky Model 定数 C_s は、Germano⁽⁴⁻⁷⁾によって提案され Lilly⁽⁴⁻⁸⁾によって改良されたダイナミックモデルを用いて評価する。

$$C_s = \frac{L_{ij}M_{ij}}{2M_{ij}^2} \quad (4-6)$$

ここで

$$M_{ij} = \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} - \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (4-7)$$

$$L_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk} = 2C_S M_{ij} \quad (4-8)$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (4-9)$$

ここで、式(4-6)から式(4-9)のダイナミックモデルにおける $\hat{\cdot}$ はテストフィルター化された値を示す。

以上、式(4-1)から式(4-9)に示した気相に関する支配方程式は、将来的に複雑な流路へ適用することを考慮し、Kato ら⁽⁴⁻⁹⁾によって提案された有限要素法を用いて解くこととする。

4.3.2 液滴粒子

粒子挙動は、ラグランジュ方程式を用いて、粒子それぞれの挙動を追いかけることとする。本章では、前述の用に、蒸気-粒子間は One-way カップリング、すなわち、気相乱流に及ぼす粒子の影響は無視することとした。粒子の運動方程式を次式に示す。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{f}_D + \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_P} \right) \mathbf{g} \quad (4-10)$$

ここで、 $\mathbf{f}_D$ は粒子が気相から受ける抗力、 $\mathbf{g}$ は重力加速度である。 ρ_P は ρ_G より十分大きいものと仮定し、式 (2-14) では、仮想質量項や Basset 項などは無視した。またブラウン運動の効果についても、 $\tau^+ > 0.15$ の粒子では、影響を無視できることから、本章では考慮しない。また揚力についても、スケーサによって発生する乱れや、強制的な横流れの影響が粒子に伝わる力の抗力が主と考え、本章では考慮しなかった。

$\mathbf{f}_D$ は次式を用い求める。

$$\mathbf{f}_D = -\frac{\rho_G}{\rho_P} \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} |\mathbf{v} - \mathbf{u}| (\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (4-11)$$

$\mathbf{u}$ は粒子が存在する位置の気相速度ベクトル、 $\mathbf{v}$ は粒子の速度ベクトルを表す。 C_D は抗力係数であり、次式に示す Clift ら⁽⁴⁻¹⁰⁾がまとめた球体の抗力係数式を参照してここでは Schiller らの経験式を用いた。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.678}) \quad (4-12)$$

ここで、 Re_p は次式で定義される粒子 Re 数である。

$$\text{Re}_p = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}| \cdot d_p}{\nu_g} \quad (4-13)$$

粒子の壁面への付着は、粒子の重心が壁面を横切った時点で付着とした。粒子付着率は、流路中に残存する粒子数の減衰と時間の関係を指数関数によりフィッティングしてその時

定数より算出した。

4.3.3 液滴付着率の評価結果

4.3.1 節および 4.3.2 節で記した解析方法の妥当性を示すために、まず実験式、および試験結果が存在する円管流路中の壁面への液滴付着率を解析し、その後、管群流路の 4 本の流路で囲まれる 1 サブチャンネル流路中の壁面への液滴付着率を解析して比較する。解析体系は、円管の直径とサブチャンネル体系での水力等価直径を同じとし、流れ方向長さは直径、および水力等価直径の 3 倍として、端部を周期境界とした。管群流路の管群ピッチと管径の比は、約 1.3 とした。どちらの流路とも壁面せん断速度、および直径ベースのレイノルズ数 Re_D は 200 とし、流れは圧力勾配により、駆動されるものとした。

円管流路の解析において液滴粒子の緩和時間 $\tau^+ = 100, 500, 1000$ の 3 ケースを実施した。解析評価結果を Fig.4-2 に示す。図中、Liu らの実験結果、および McCoy らの式を解析結果と比較して示したが、良好に一致する結果が得られており解析手法は妥当性であると判断した。

次に、サブチャンネル流路の解析を実施した。Fig.4-3 にサブチャンネル流路の場合の液滴付着率を円管の場合の液滴付着率と比較して示した。図より明らかなように、サブチャンネル流路の場合、壁面への液滴付着率は円管流路の場合の約 1/2 との結果となった。このようなサブチャンネル流路では液滴付着率が円管の場合よりも低くなる結果は、RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation) ベースの乱流解析とラグランジュ法による粒子挙動解析を用いた Adamsson らによる解析でも報告されている。

なお、彼らの手法では、ラグランジュ法による粒子追跡に乱流効果を考慮するためのモデルが必要であるが、本論文で用いた手法では特段のモデルは用いられていないことが特徴である。

以上より、この結果が正しいとして、サブチャンネル流路の液滴付着率は円管流路の場合に比べ、約 1/2 であると仮定することとする。

4.4 BWR 燃料の限界出力予測

4.4.1 液滴付着率相関式

BWR 燃料の限界出力予測手法としてサブチャンネル解析コード CRIP2⁽⁴⁻¹⁴⁾を用いる。CRIP2 の液滴付着率相関式は、次式に示す Govan らによって開発された式が用いられている。

$$k_D = 0.18 / \sqrt{\rho_G D_H / \sigma} \quad (C/\rho_G < 0.3) \quad (4-14)$$

$$k_D = 0.083 (C/\rho_G)^{-0.65} / \sqrt{\rho_G D_H / \sigma} \quad (C/\rho_G > 0.3) \quad (4-15)$$

4.3 節におけるサブチャンネル流路の粒子付着率は円管の約 1/2 という結果から、これら

Govan の式を次式のように係数を変更してサブチャンネル流路用の粒子付着率相関式として用いることとした。

$$k_D = 0.08 / \sqrt{\rho_G D_H / \sigma} \quad (C/\rho_G < 0.3) \quad (4-16)$$

$$k_D = 0.037 (C/\rho_G)^{-0.65} / \sqrt{\rho_G D_H / \sigma} \quad (C/\rho_G > 0.3) \quad (4-17)$$

まず、BWR 燃料を模擬した 4×4 格子燃料の限界出力評価をスぺーサ無しの条件で実施した。解析条件は、通常の BWR 運転条件を模擬し圧力 7MPa、質量流束 $1390 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、入口サブクール 50 kJ/kg とした。

Fig.4-4 にサブチャンネル流路用に改良した Govan の式 (式(4-16)、式 4-17) を用いた場合の限界出力評価結果をオリジナルの Govan の式を用いた結果、および丸セル型スぺーサを用いた場合の限界出力測定結果を比較して示した。スぺーサは限界出力を増加させる効果があることが経験的に分かっているが、図より、オリジナルの Govan の式を用いた場合には、スぺーサ無しの計算条件にもかかわらず限界出力が、スぺーサ有の試験結果よりも大きくなっている。一方、LES 解析に基づいて修正した Govan の式を用いた場合には、スぺーサ無しの限界出力の評価結果は、スぺーサ有の実験結果の約 80%となっている。スぺーサが限界出力を増加させることが経験上明らかであるので、定性的に妥当な結果である。

4.4.2 スぺーサ形状による限界出力への影響

次に、スぺーサの影響を考慮して限界出力評価を実施する。第 3 章において、スぺーサ形状により、スぺーサが液滴をロッドへ振り向け、付着させる効果が異なることを示した。そこで、Fig. 4-5 に示す 4 タイプのスぺーサについて、スぺーサによる液滴付着促進効果を第 3 章に開発した手法により評価した。Case1,2,3 は、丸セル型スぺーサと呼ばれるもので、Case1 をリファレンス形状とすると、Case2 は丸セル部材の肉厚が Case1 の 80% になったスぺーサである。Case3 は肉厚はそのままに、スぺーサ上流と下流の面取り形状を変化させたスぺーサである。Case4 は、丸セル型とは異なるスぺーサとなっている。通称、クロスポイントフェルールと呼んでいる。

これらのスぺーサによる液滴促進効果の評価結果を比較して Fig.4-6 に示す。縦軸 η_{SP} は、スぺーサの上流に発生させた液滴模擬粒子のうち、ロッドへ付着した粒子数の割合である。リファレンスの Case1 が最も液滴付着促進効果が高く、部材が薄い Case2 は効果が減少し、面取り形状を変化させた Case3 は最も効果が小さい。第 3 章において、液滴付着促進効果は、スぺーサ前面に衝突した液滴がスぺーサ前面に生じるロッド表面へ向かう流れに乗ってロッドへ向かう効果、およびスぺーサ下流で発生する渦によってロッドへ向かう効果であることを述べた。部材が薄くなると、部材に衝突する液滴の割合が減少すること、スぺーサ前面で発生するロッド表面へ向かう流れも弱くなること、さらにスぺーサ下流で発生

する渦も弱くなることが影響して Case2 の液滴付着促進効果が低下したものと考えられる。部材厚さの効果よりさらに Case3 の面取りの効果は大きく、スぺーサ前面でロッド方向の流れが小さくなり、下流の渦も弱くなることから、解析ケース中最低の液滴付着促進効果となった。

次に、CRIP2 にスぺーサ部で液滴付着を強制的に生じさせる次式のモデルを組み込み、限界出力評価を実施した。

$$W_{SP} = \eta_{SP} W_D \quad (4-18)$$

Fig.4-7 には、Case1 の結果を示す。図に示したように、オリジナルの Govan の式を用いた場合にスぺーサ効果無しの場合でも限界出力測定値を超えており、スぺーサ効果によりさらに限界出力が増加してしまう。一方、サブチャンネル流路用に修正した Govan の式を用いた場合には、スぺーサ効果により限界出力が増加して、限界出力の計算値は測定値とほぼ一致した。この限界出力計算においては、測定値を参照してのチューニングはなんら実施されていない。

次に、スぺーサ形状の変更に対する限界出力への影響を各スぺーサ形状で計算された η_{SP} を用いて評価した。解析評価結果を Fig.4-8 に示す。限界出力変化の傾向は測定結果の不確かさである 3 % の範囲内で一致した。

4.5 本章のまとめ

サブチャンネル解析コードには様々な相関式が用いられているが、それら相関式は、通常、円管流路などの単純な測定しやすい流路を用いた試験データに基づいて開発されている。BWR 燃料集合体の限界出力予測では液滴付着の影響が大きいと考え、液滴付着相関式について、LES による連続相乱流解析と液滴模擬粒子の乱流中の挙動をラグランジュ法により解析し、円管流路体系と 4 本の管で囲まれる 1 サブチャンネル流路の液滴付着率を比較したところ、サブチャンネル流路の液滴付着率は円管体系の約 1/2 であった。液滴付着率相関式をサブチャンネル解析に用いる場合には、流路形状の液滴付着率への影響を考慮する必要がある。

さらに第 3 章で述べたスぺーサによる液滴付着への影響評価手法を定量化し、流路形状の液滴付着率への影響を考慮したサブチャンネル解析と組み合わせることによりスぺーサ形状変化による限界出力への影響を定量的に評価可能であることを示すことができた。

<記号表>

C_D : Frictional drag coefficient

C : Smagorinsky model constant

d : Droplet diameter d_{ave} Arithmetical averaged droplet diameter

D_h : Hydraulic Diameter

d_m : Sauter averaged droplet diameter P Pressure

k_D : Droplet deposition rate

Re : Reynolds number S_{ij} Strain-rate tensor component

u_i : Filtered vapor velocity component u Vapor velocity vector

v_i : Droplet velocity component v Droplet velocity vector

V : Deposited droplet volume x_i Space coordinate

W_D : Droplet flow rate W_{SP} Droplet deposition flow rate

Greek

Δ : Filter width η_{SP} Spacer model coefficient

η_{SP} : Spacer effect coefficient

ρ : Density ν Dynamic viscosity

σ : Surface tension

τ : Shear stress τ^+ Relaxation time of droplet (wall unit)

Subscript

i, j, k : Indices corresponding to the directions

P : Droplet

G : Gas Phase

SP : Spacer

D : Droplet

Other

$\langle \rangle$ Denote time averaged value

[参考文献]

- (4-1) Kaemer, W., Uebelhack, W., Simon, U., Nakamura, K. and Nisino, Y., "Thermal hydraulic measurements on advanced BWR fuel designs in 9x9 lattice configurations", Proceedings of 5th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, vol.1, pp. 212-216. (1992)
- (4-2) Morooka, S., Shirakawa, K., Yamamoto, Y., Yano, T., Kimura, T. and Mitsutake, T., "Development of high performance BWR fuel bundle", J. At. Energy Soc. Jpn. 38, 771-775 (1996)
- (4-3) Shiralkar, B. S. and Lahey, R. T., J. Heat Transfer, 95, 528 (1973).
- (4-4) Yamamoto, Y., Morooka, S., Mitsutake, T., Yokobori, S., Kimura, J., "Boiling transition phenomenon in BWR fuel assemblies", J. At. Energy Soc. Japan, Vol. 38 (4), pp. 315-323 (1996).
- (4-5) Yamamoto, Y. and Morooka, S., "Prediction of droplet deposition around BWR fuel spacer by FEM flow analysis and critical power prediction by subchannel analysis", Fourth International Seminar on Subchannel Analysis, pp. 165-174 (1997)
- (4-6) Liu, B. Y. H. and Agarwal, J. K., "Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow," *Aerosol Science*, 5, 145 (1974).
- (4-7) McCoy, D. D. and Hanratty, T. J., "Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow," *Int. J. Multiphase Flow*, 3[4], 319 (1977).
- (4-8) Smagorinsky, J., "General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment," *Mon. Weather Rev.*, 91, 99 (1963).
- (4-9) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", *Physics of Fluids A3* (7), pp. 1760-1765 (1991)
- (4-10) Lilly, D. K., "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method", *Physics of Fluids A* 4 (3), pp. 633-635 (1992).
- (4-11) Kato, Y. and Tanahashi, T., "Finite-element method for three dimensional incompressible viscous flow using simultaneous relaxation of velocity and Bernoulli function", *JSME International Journal, Series II* (1992)
- (4-12) Crift, R., Grace, J. R., Weber, M. E., "Bubbles, Droplets, and Particles", Academic Press Inc. (1978)
- (4-13) Adamsson, C. and Anglart, H., "An investigation of cross-section geometry effects on the deposition rate in annular two-phase flows with a Lagrangian model", The 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12), Pittsburgh, Pennsylvania, U.S.A. September 30-October 4, 2007.
- (4-14) Mitsutake, T. et al., "Critical power experimental analysis using subchannel analysis code",

Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers B, vol. 59, 2715 (1993) (in Japanese).

- (4-15) Govan, A. H., Hewitt, G. F., Owen, D. G. and Bott, D. G., "An improved CHF modeling code", 2nd U.K. National Heat Transfer Conference, Glasgow, C175/88, pp.33-48 (1988).

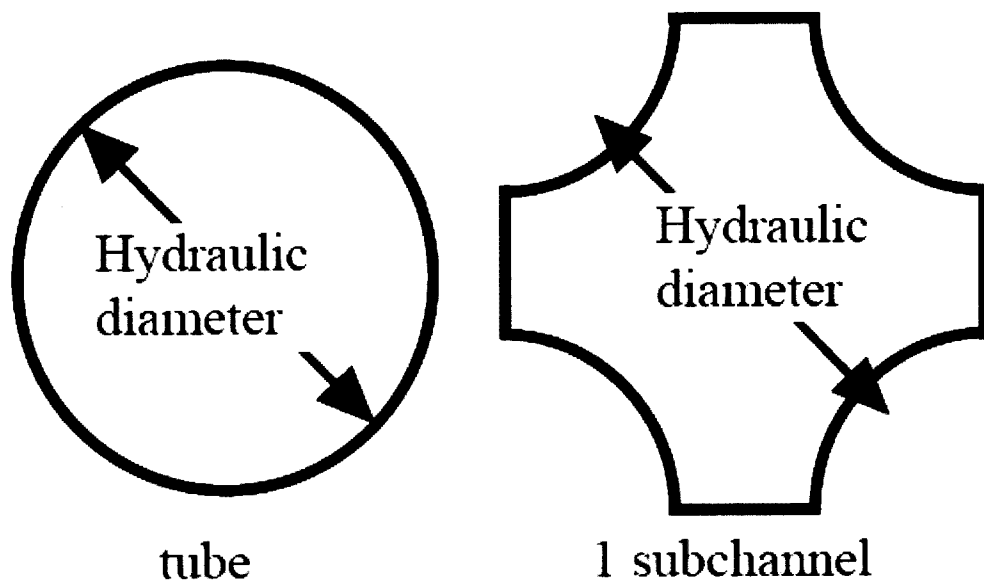


Fig.4-1 Analysis geometries in tube case and 1 subchannel case

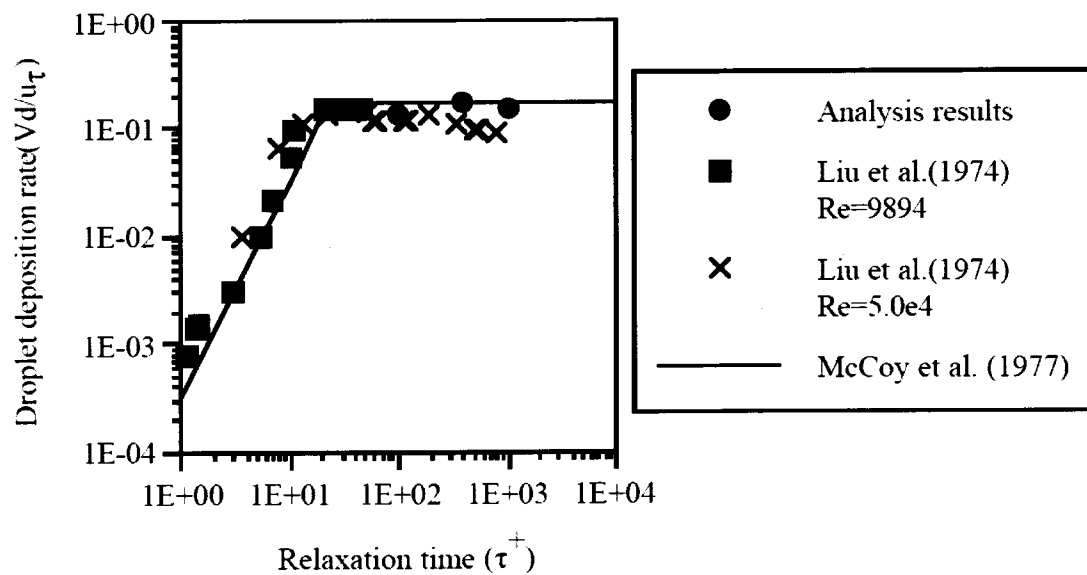


Fig. 4-2 Analyzed result of droplet deposition rate in tube case

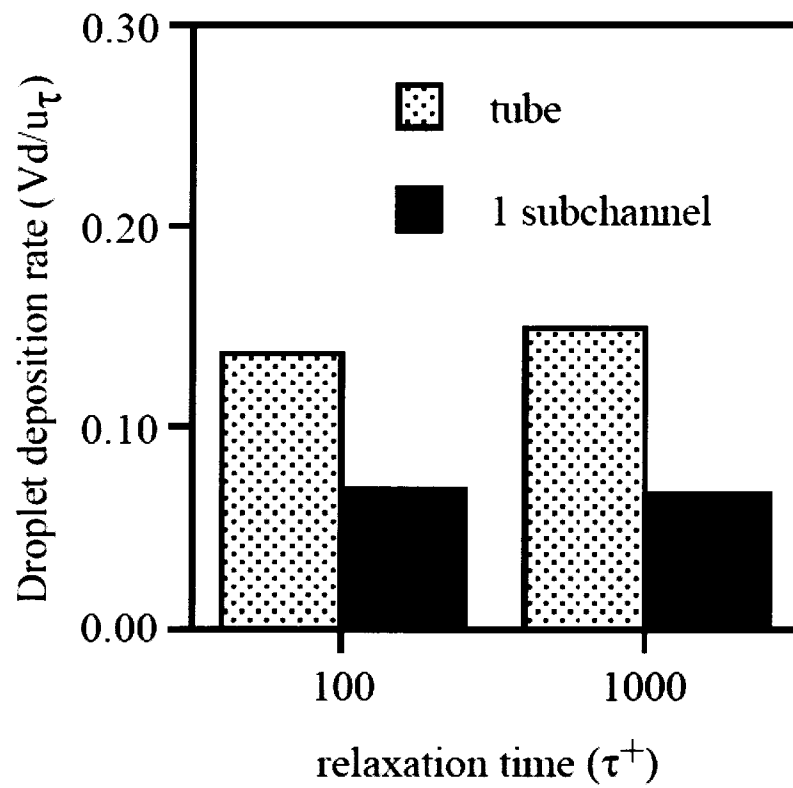


Fig.4-3 Results in 1 subchannel case compared with tube case

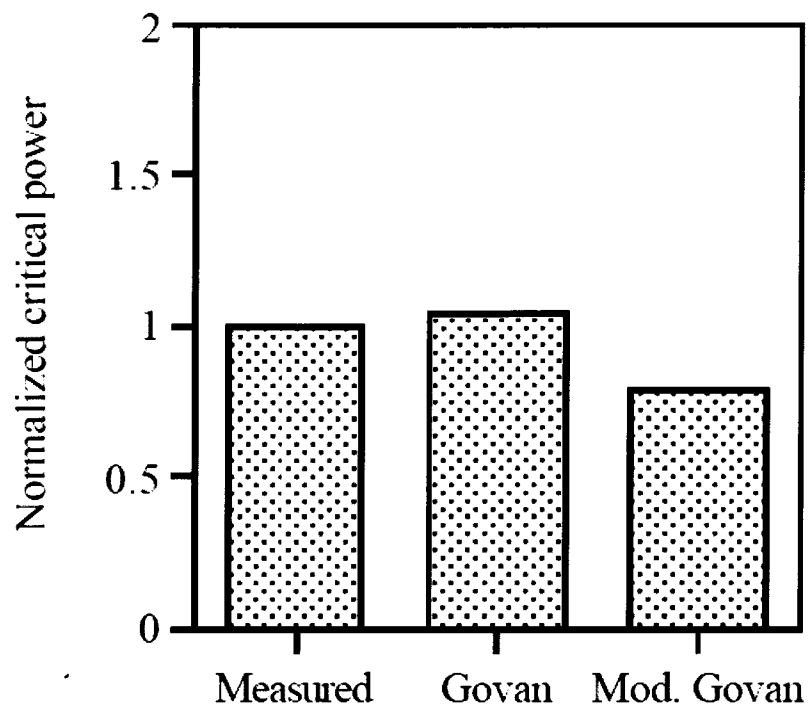


Fig.4-4 Calculated results of critical power without spacers

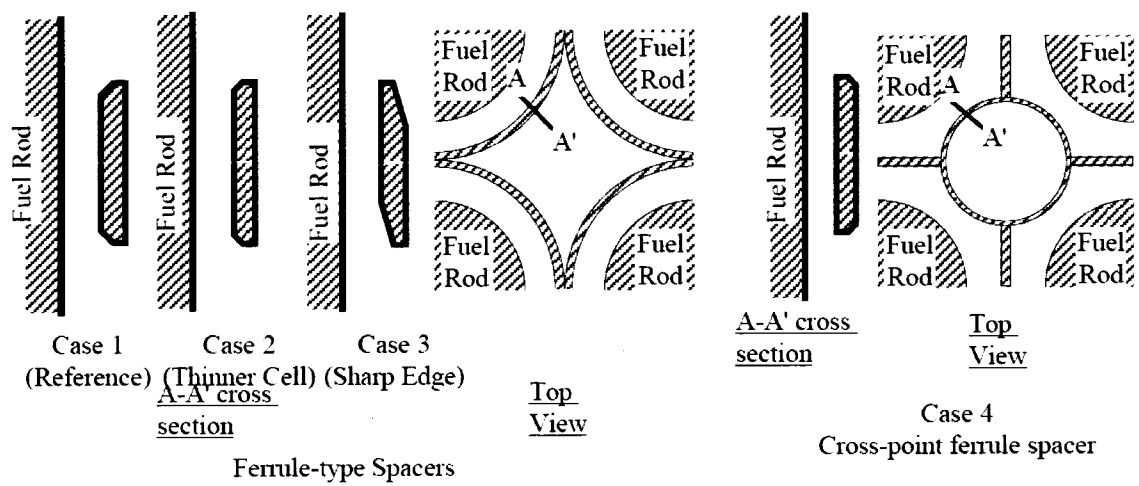


Fig.4-5 Spacer shapes

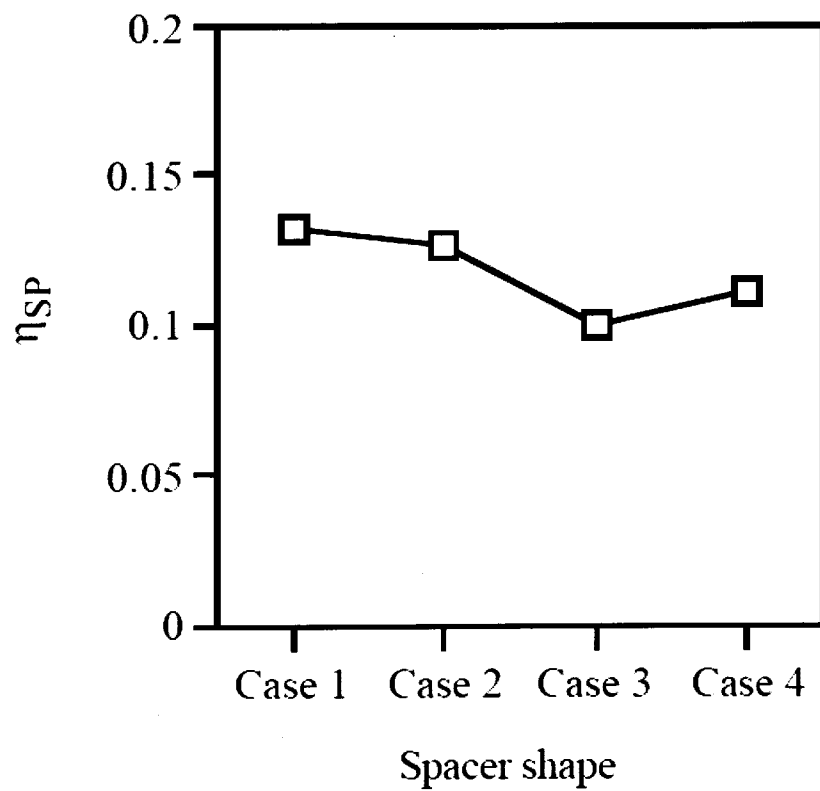


Fig.4-6 Total volume of deposited droplet

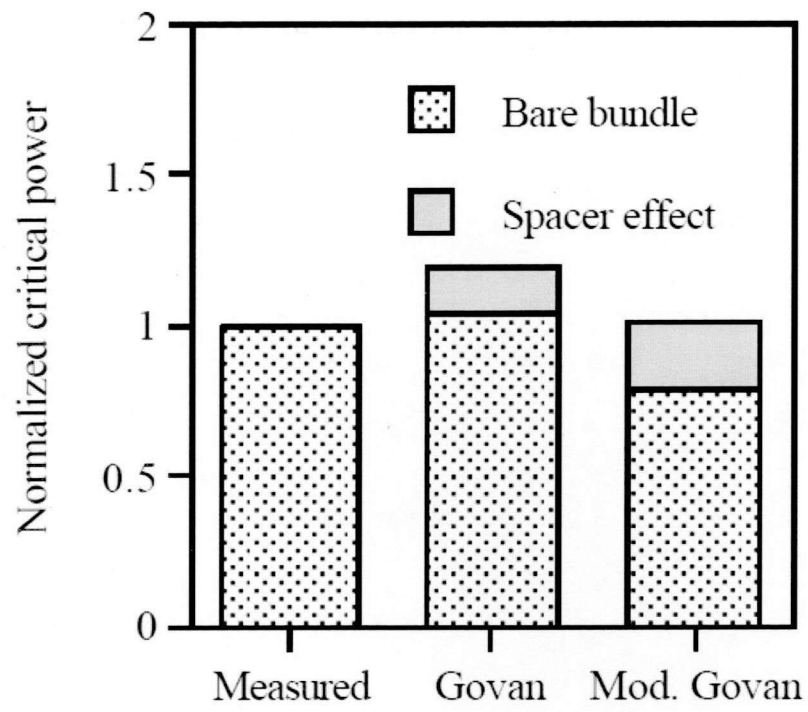


Fig.4-7 Calculated results of critical power with spacers

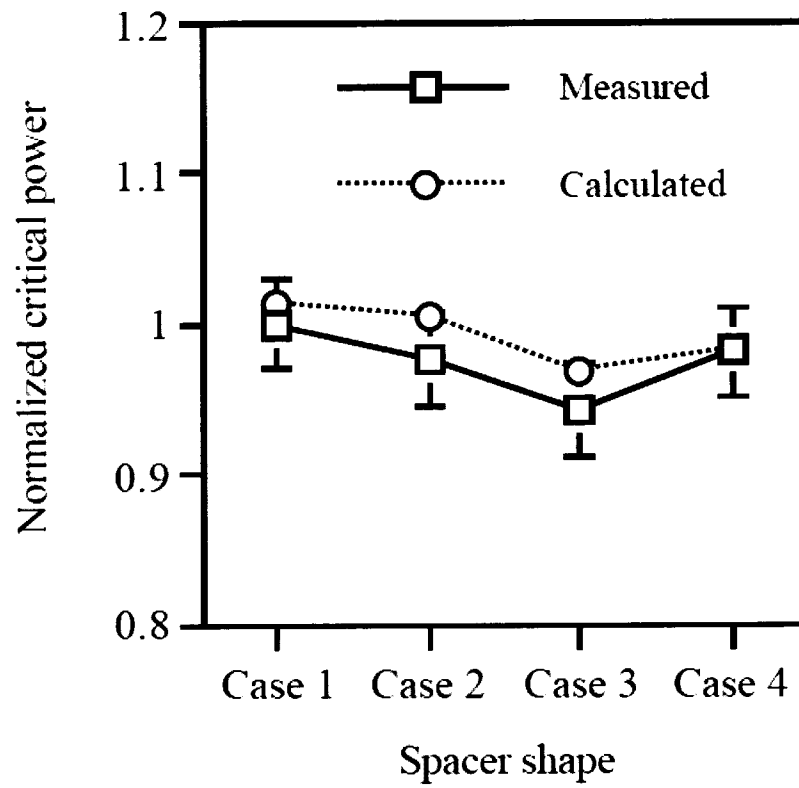


Fig.4-8 Calculated critical power results for various spacer shape compared with measured data

第5章 粒子付着率に及ぼす緩和時間と連続相のレイノルズ数の影響

5.1 はじめに

第2章から4章において、BWR燃料集合体ではスプレーサによる液滴付着促進効果を把握すればスプレーサ形状の限界出力への影響を評価できるとの見込みを得た。しかし第4章でも述べたように定量的に予測するためには、ベースとなるスプレーサがない場合における液滴付着率評価が重要であることがわかった。また、気相乱流中の粒子の流路壁面への付着挙動を把握することは、様々な工学機器において重要である。例えば、クリーンルームにおけるエアロゾルの捕集や、液滴衝撃によるタービン翼のエロージョン、そして、環状噴霧流領域におけるBWR燃料棒からの除熱などである。そこで、液滴付着率に関する基礎的研究を実施した。

McCoy ら⁽⁵⁻¹⁾は、流路壁への粒子付着率に関する既存の試験データを集めて、次式に示す粒子付着率と粒子の緩和時間に関する実験相関式を作成した。

$$k_d^+ = 3.25 \times 10^{-4} \tau^{+2} \quad (0.2 < \tau^+ < 22.9) \quad (5-1)$$

$$k_d^+ = 0.17 \quad (\tau^+ > 22.9) \quad (5-2)$$

ここで、 k_d^+ と τ^+ は次式で定義されている。

$$k_d^+ = \frac{k_d}{u_\tau} \quad (5-3)$$

$$\tau^+ = \frac{d_p^2 u_\tau^2}{18 \nu_g^2} \frac{\rho_p}{\rho_g} = \frac{1}{18} \frac{\rho_p}{\rho_g} d_p^{+2} \quad (5-4)$$

ここで、 k_d は粒子付着率、 u_τ は壁面せん断速度、 d_p は粒子直径、 ν は動粘性係数、 ρ は密度である。添え字 g と p はそれぞれ気相と粒子を表す。また式(5-4)より判るように、 τ^+ が大きい粒子、あるいは重い粒子となる。McCoy ら⁽⁵⁻¹⁾の実験相関式によれば、 $\tau^+ < 22.9$ の領域では k_d^+ は増加傾向にあるが、 τ^+ が 22.9 を越えると一定値となっている。また、McCoy らは気相 Re 数や気相と粒子の密度比の影響について触れているが、彼らの相関式には、これらの無次元パラメータは含まれていない。

k_d^+ と τ^+ の関係をより深く調査するために、様々な研究者が粒子付着率に関する数値解析を用いて研究を実施している。McLaughlin⁽⁵⁻²⁾は、直接数値解析手法を用いて、平板間乱流中のエアロゾル粒子の壁面への付着挙動を調査している。彼の実施した τ^+ の範囲は 2~6 であり、慣性力の小さい粒子を対象としている。これら慣性力の小さい粒子は壁面には到達せずに流路壁近傍の粘性低層に集中する傾向が示されている。これは、速度勾配に起因する揚力が壁面方向への移動に対して重要な役割を果たしていることを示している。

Wang ら⁽⁵⁻³⁾は、LES を用いて、やはり平板間乱流中の粒子付着挙動について調査してい

る。 τ^+ の範囲は McLaughlin より広く 0.5 から 200 となっている。LES を用いた粒子付着率 k_d^+ は DNS を用いた McLaughlin の結果や、McCoy らの実験相関式とよい一致を示した。しかしながら、粒子付着率評価における LES の適用性を示すことに重点が置かれ、 k_d^+ が τ^+ に依存するメカニズムについては詳細に議論されていない。

Matida ら^(5.4)は、統計的な手法を用いて、円管内乱流中の粒子付着率評価を実施している。 τ^+ の範囲は 0.7 から 800 であり、評価結果は、やはり実験相関式とよい一致を示した。彼らはまた、 k_d^+ に及ぼす揚力、重力、さらに粒子の発生位置の影響について調査している。しかしながら、彼らの手法は、直接乱流解析による気相の乱流統計量を利用しており、より複雑な流路形状へ適用することは難しい。また、 k_d^+ の τ^+ 依存性に関するメカニズムに関しても、述べられてはいない。

Marchioli ら^(5.5)は、平板間乱流中の粒子付着について、重力と揚力の影響について詳細に調査している。しかしながら、直接乱流解析により気相乱流が解かれているため、気相レイノルズ数は乱流を維持できるぎりぎりの数値となっている。我々の対象である BWR 燃料集合体で現れる値とは差が大きい。

そこで、本章では、円管流路における気相乱流中の粒子付着のメカニズムを把握するため、数値解析を用いた調査を実施する。実験的研究では円管流路が用いられることが多いことから、流路は円管流路を選択し、緩和時間 τ^+ の影響を調査することとした。 k_d^+ の τ^+ 依存性は慣性の小さい粒子と大きい粒子で異なることから、 τ^+ の範囲は 2 から 1000 とした。実際の BWR 燃料中の液滴のような粒子を考えれば、粒子径は広く分布すると考えられる。また、 k_d^+ に及ぼす気相 Re 数の影響についても調査する。たとえば、Okawa ら^(5.6)は直径 5mm の円管流路における液滴付着率測定を実施している。そのもっとも小さい Re 数でさえ、 $Re_f=2000$ と見積もられる。実際に工学的な流れ場はより大きくなる。直接数値解析手法は高 Re 数の流れ場になるほど膨大な計算機能力を要求する。Navier-Stokes 方程式を時間平均化したレイノルズ方程式ベースの乱流解析手法であれば、高 Re 数の流れまで解析できるが、気相乱流と粒子の相互作用を表現する複雑なモデルが必要になる。これらの観点から、円管内の気相乱流を LES で解析し、粒子に関しては、ラグランジュ型の運動方程式を用いて、挙動を計算することとした。

5.2 支配方程式と数値解析手法

5.2.1 気相

非圧縮流れの質量保存式と運動方程式である Navier-Stokes 方程式に対して、格子平均化処理を行うと、次式となる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5-5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\rho_g \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (5-6)$$

ここで、 u_i : 気相流速、 x_i : 空間座標、 t : 時間、 P : 圧力、 τ_{ij} : 乱流せん断応力である。上線は格子平均であることを示す。乱流せん断応力については、LES で通常使われている Smagorinsky Model^(5.7)を用いる。

$$\tau_{ij} - 1/3\tau_{kk} = -2C_s\Delta^2|\bar{S}|\bar{S}_{ij} \quad (5.7)$$

ここで、

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (5.8)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{0.5} \quad (5.9)$$

また、 Δ はフィルター幅である。式(5.7)における Smagorinsky Model 定数 C_s は、Lilly^(5.8)によって提案されたダイナミックモデルを用いて評価する。

$$C_s = \frac{L_{ij}M_{ij}}{2M_{ij}^2} \quad (5.10)$$

ここで

$$M_{ij} = \hat{\Delta}^2|\hat{S}|\hat{S}_{ij} - \Delta^2|\bar{S}|\bar{S}_{ij} \quad (5.11)$$

$$L_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk} = 2C_sM_{ij} \quad (5.12)$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (5.13)$$

ここで、式(5.11)から式(5.13)のダイナミックモデルにおける $\hat{\cdot}$ はテストフィルター化された値を示す。

以上、式(5.5)から式(5.13)に示した気相に関する支配方程式は、将来的に複雑な流路へ適用することを考慮し、Kato ら^(5.9)によって提案された有限要素法を用いて解くこととする。

5.2.2 粒子

粒子挙動は、ラグランジュ方程式を用いて、粒子それぞれの挙動を追いかけることとする。本章では、粒子密度が薄い条件であると仮定し、One-way カップリング、すなわち、気相乱流に及ぼす粒子の影響は無視することとした。Elgobashi^(5.10)によれば、粒子が空間に占める平均体積率 $\phi_p < 10^{-6}$ の条件では One-way カップリングの仮定は妥当であることが述べられている。粒子の運動方程式を次式に示す。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{f}_D + \mathbf{f}_L + \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_P}\right) \mathbf{g} \quad (5-14)$$

ここで、 $\mathbf{f}_D$ は粒子が気相から受ける抗力、 $\mathbf{f}_L$ は、気相のせん断流中に粒子がある場合に粒子に働く揚力、 $\mathbf{g}$ は重力加速度である。 ρ_P は ρ_G より十分大きいものと仮定し、式(5-14)では、仮想質量項や Basset 項などは無視した。またブラウン運動の効果についても、 $\tau^+ > 0.15$ の粒子では、影響を無視できることから、無視することとした。

$\mathbf{f}_D$ は次式を用い求める。

$$\mathbf{f}_D = -\frac{\rho_G}{\rho_P} \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} |\mathbf{v} - \mathbf{u}| (\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (5-15)$$

$\mathbf{u}$ は粒子が存在する位置の気相速度ベクトル、 $\mathbf{v}$ は粒子の速度ベクトルを表す。 C_D は抗力係数であり、次式に示す剛体粒子の経験式⁽⁵⁻¹¹⁾を用いる。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) \quad (5-16)$$

ここで、 Re_p は次式で定義される粒子 Re 数である。

$$\text{Re}_p = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}| \cdot d_p}{\nu_G} \quad (5-17)$$

次に、揚力 $\mathbf{f}_L$ である。せん断流中の粒子に働く揚力として Saffman 揚力⁽⁵⁻¹²⁾が知られている。Saffman 揚力 $\mathbf{f}_{\text{Saff}}$ は、次式で表わされる。

$$\mathbf{f}_{\text{Saff}} = 3.0844 \frac{\rho_G}{\rho_P} \frac{1}{d_p} \sqrt{\frac{\nu_G}{|\nabla \times \mathbf{u}|}} (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \times (\nabla \times \mathbf{u}) \quad (5-18)$$

この式(5-18)は、例えば $\text{Re}_P < 1$ のような、いくつかの仮定に基づいて理論的に導出されている。この Saffman 揚力の適用範囲を拡張するため、McLaughlin⁽⁵⁻¹³⁾、Mei⁽⁵⁻¹⁴⁾、Kurose ら⁽⁵⁻¹⁵⁾が改良を行っている。McLaughlin は理論的にアプローチしているが、彼はやはり $\text{Re}_P < 1$ を仮定している。一方、Mei や Kurose らは剛体球周りの数値流体解析の結果を用い、式(5-18)に関数を乗ずる形で改良を行っている。Mei は Re_P の範囲を 0.1~100 に拡大し、Kurose らは 1~500 に拡大している。また、McLaughlin はテーブルで Saffman 揚力の補正係数を与えていたが、Mei はこれを次の関数で表現している。

$$\frac{|\mathbf{f}_{\text{McLaughlin}}|}{|\mathbf{f}_{\text{saff}}|} = 0.3 \{1 + \tanh[2.5 \log_{10}(\varepsilon + 0.191)]\} \{0.667 + \tanh[6(\varepsilon - 0.32)]\} \quad (5-19)$$

ここで、

$$\varepsilon = \frac{\text{Re}_G^{1/2}}{\text{Re}_p} \quad (5-20)$$

$$Re_G = \frac{G \cdot d_p^2}{\nu_G} \quad (5-21)$$

$$G = \left| \frac{du}{dy} \right| \quad (5-22)$$

Mei 自身の補正係数は、Dandy ら⁽⁵⁻¹⁶⁾によって報告された球体周りの数値流体解析の結果を用いて、次式で与えられた。

$$\frac{f_{Mei}}{f_{saff}} = (1 - 0.3314\alpha^{0.5})e^{-Re_p/10} + 0.3314\alpha^{0.5} \quad (Re_p \leq 40) \quad (5-23)$$

$$\frac{f_{Mei}}{f_{saff}} = 0.0524(\alpha Re_p^{0.5}) \quad (Re_p > 40) \quad (5-24)$$

ここで、無次元パラメータ α は、次式で計算される。

$$\alpha = \frac{d_p}{2} \left| \frac{du}{dy} \right| \frac{1}{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|} \quad (5-25)$$

Kurose らの補正係数は、やはり詳細な球体周りの数値流体解析結果に基づくものである。彼らの解析結果によれば、McLaughlin の補正係数に比較的近いということなので、ここでは、Saffman、McLaughlin、そして Mei の式により揚力 f_L を評価することとした。また、式(5-14)は、4 段階ルンゲクッタ法を用いて解くこととした。

5.2.3 計算方法

本章では、円管乱流中の円管壁への粒子付着を計算する。計算領域は、直径 D の円管で、流れ方向の長さ L を $3D$ とした。流れ方向の境界には発達した乱流状態を実現するため周期境界条件を設定した。流体は一定圧力勾配 dP/dz により駆動される。この流れ場の中に、粒子を分散させて壁面への付着特性を計算する。5.1 節で述べたように k_d^+ と τ^+ の関係を調査することが目的であるので、 τ^+ は 2 から 1,000 の範囲とした。

計算は、まず円管乱流計算を実施し、十分に発達した状態を作り出すことから始まる。気相 Re 数の付着率に及ぼす影響を調査するため、壁面座標ベースの Re 数である Re_τ は 500 と 1000 の 2 ケースとした。気相と粒子の密度比 ρ_P/ρ_G は 333 とした。計算に用いたメッシュであるが、壁面に隣接したもっとも小さい要素のサイズは、 $Re_\tau=500$ のとき、 $(\Delta z^+, \Delta r^+, \Delta \theta^+) = (41.7, 0.5, 16.4)$ 、 $Re_\tau=1000$ のとき、 $(\Delta z^+, \Delta r^+, \Delta \theta^+) = (50, 0.4, 19.6)$ とした。これらは、Wang らによる LES の空間解像度と同等である。時間ステップ幅 δt は、 $Re_\tau=500$ の時、 5×10^{-5} 、 $Re_\tau=1000$ の時 2.5×10^{-5} である。

円管中の気相乱流を発生した後は、乱数を用いて解析領域中に一様に粒子を発生させた。

粒子の軌跡計算と気相の乱流非定常計算は同時に実行した。時間ステップ幅はどちらも同じとした。粒子の壁面への付着は、粒子の中心が壁面を横切った時点で生ずるとした。粒子が壁面へ付着すると、付着のカウントを実施した後、付着粒子を取り去って、同じ τ^+ の粒子を一様乱数を用いて計算領域中に再発生させた。発生させた粒子の初期速度は流れ方向については発生位置の気相速度と一致させ、流路断面方向の速度は0とした。従って、壁面方向への粒子の移動は気相から受ける力のみによることとなる。

5.3 解析結果

5.3.1 粒子付着係数 k_d

粒子付着率 m_d を簡単な式で表現するために、通常 m_d は気相中の粒子の空間平均密度 C に比例すると仮定し、比例定数を粒子付着係数 k_d として次式で現す。

$$m_d = k_d C \quad (5-26)$$

本解析では、 m_d と C は次式により計算する。

$$m_d = \frac{N_d m_p}{A \Delta t} \quad (5-27)$$

$$C = \frac{N m_p}{V} \quad (5-28)$$

ここで、 N_d は、時間間隔 Δt の間に円管壁面へ付着する粒子個数、 m_p は粒子 1 個の質量である。また、円管壁面の面積を A 、 N は計算領域にある粒子の数である。式(5-26)に式(5-27)、式(5-28)を代入して整理すると、次式となる。

$$k_d = \frac{N_d V}{N A \Delta t} \quad (5-29)$$

この式を用いて、 k_d^+ を算出する。Fig. 5-1 に $Re_\tau=500$ の場合の k_d^+ の時間変化を示す。ここで、横軸は無次元時間 T であり、 $T=u_\tau t/D$ であり、 k_d^+ は式(5-3) と式(5-29)から算出したものである。初期空間一様の粒子分布の影響か、初期に k_d^+ が増加するが、 $T>2$ では、細かい変動は見られるものの、ほぼ一定値に落ち着くことがわかる。この結果から、時間平均の k_d^+ としては、 $T=5\sim 10$ の平均から算出することとした。

このようにして算出した $Re_\tau=500$ の場合の k_d^+ の結果を Liu ら⁽⁵⁻¹⁷⁾の実験結果、および McCoy らの実験式と比較して Fig. 5-2 に示した。揚力を0とした結果も重ねて示しているが、揚力を無視すると、特に $\tau^+<100$ の領域において k_d^+ を過小評価することがわかる。揚力を考慮することにより、 $\tau^+<100$ の領域における k_d^+ が増加し、Liu らの実験結果、および McCoy らの実験式と一致するようになる。つまり流路壁面への粒子付着は、せん断力に起因する揚力によって、顕著な影響を受けて促進されているということである。3つの揚力相関式を用いた結果を比較しているが、オリジナルの Saffman 揚力の式がもっとも k_d^+ を大きく評価し、McLaughlin の式が最も小さく、Mei のモデルが中間となった。

McCoy らが実験式作成の基とした試験データには、かなりのばらつきがあることから、

3つの揚力モデルのうち、最適なモデルを決定することはできない。しかし、Luiらの試験では、 k_d^+ が $\tau^+=30$ のあたりで最大値をとることを考慮すると、Meiのモデルを用いた場合がもっとも近い傾向である。加えて、 $\tau^+ > 22.9$ の粒子に対する k_d^+ の値がMcCoyらの値である0.17に近い。なお、Liuらの試験データよりも大きい、McCoyらの実験式にはLiuらのデータも含まれている。そこで、本研究では、Meiによって提案されたモデルをせん断力に起因する揚力の評価に用いることとする。

Fig. 5-3に、 k_d^+ に及ぼすRe数の影響を示した。 k_d^+ に及ぼす Re_τ の影響は τ^+ の影響に比べると小さい。しかし、 $Re_\tau=1000$ の場合の k_d^+ は、 $Re_\tau=500$ の場合に比べ $\tau^+=50$ あたりの最大値はほぼ一致しているものの、全体的に大きな値となった。この解析条件の場合には、粒子の付着に気相Re数の影響があるといえる。

5.3.2 粒子密度分布と速度分布

粒子付着特性に及ぼす τ^+ の影響を明らかにするため、 $Re_\tau=500$ の場合の円管径方向の粒子密度分布をFig. 5-4に示した。ここで横軸は円管直径で無次元化した径方向位置($R=r/D$)を、縦軸は平均粒子密度で無次元化した粒子密度を示す。 $\tau^+=5$ の小さい粒子の場合には、円管壁面近傍に粒子が集中して存在することがFig. 5-4(a)に示されている。この結果は、McLaughlin⁽⁵⁻²⁾やWangら⁽⁵⁻³⁾によっても類似の結果が報告されている。これは、乱流境界層における遷移層の乱流により、粘性低層に投げ出された小さい粒子は粘性低層を突き抜けるほどの慣性を持たず、粘性低層内に捕獲され、また、粘性低層内では乱れが小さいため、一度捕獲された粒子は粘性低層から離脱できないことによると解釈される。5.3.1節で示したように τ^+ の小さい領域では k_d^+ に及ぼす揚力の影響が大きいことから、揚力は粘性低層に投げ出されてきた粒子が粘性低層を通過し壁面へ到達する支援をする役割を演じていることがわかる。Fig. 5-4(b)から4(d)は、 $\tau^+=10, 20$ 、および50の場合の結果をそれぞれ示した。 $\tau^+=10$ になると粘性低層に見られる粒子密度のピークは低くなっている。これは、粒子の慣性が増加したことにより壁面へ到達する粒子が増加したことと、揚力の増加により粒子が粘性低層内にとどまる時間が減少したこととに起因すると考えられる。 $\tau^+=20$ 以上になると、Fig. 5-4(c)(d)に示すように、壁面近傍における粒子密度のピークは見られなくなった。これは、慣性の大きい粒子が壁面へ到達するときには、粘性低層により妨げられなくなることを意味している。ここで、Fig. 5-2に示した k_d^+ の τ^+ 依存性をみると、壁面近傍の粒子密度ピークが見られなくなる $\tau^+=20$ から50で、 k_d^+ が最大となっていることに注目である。

$Re_\tau=500$ の場合の粒子の軸方向速度瞬時値の径方向分布を、連続相の時間平均速度と合わせてFig. 5-5(a)-(d)に示した。ここで、横軸は壁面座標系で円管壁面からの距離無次元化した値($R^+=u_\tau y/\nu$)、縦軸は壁面せん断力 u_τ で無次元化した速度である。 $R^+ > 30$ の流路中央部における乱流域では粒子速度への τ^+ の影響は見られない。しかし、 $R^+ < 30$ の遷移域や粘性底層では、 τ^+ による違いが顕著である。 $R^+ < 5$ の粘性底層に着目すると、 $\tau^+=5$ の粒子の場合

にはほとんどすべての粒子速度が、連続相の時間平均速度の周囲に分布している(Fig. 5-5(a))のに対して、 $\tau^+=10$ になると、連続相の時間平均速度の周囲から外れるものが現れだし(Fig. 5-5(b))、 $\tau^+=20$ や50の粒子の場合には、連続相の時間平均速度とは無関係に粒子速度が分散している(Fig. 5-5(c)(d))。

径方向位置に対する粒子速度成分の平均を求め、さらに粒子速度成分のばらつきの二乗平均量を求めて、Fig. 5-6に示した。比較のため、気相の速度変動成分の二乗平均量もあわせて示している。Fig. 5-6には、 r, z, θ のすべての方向の速度変動成分について示したが、円管流路壁面への粒子付着の観点では、 r 方向の速度成分 u_{rp} が特に重要となる。Fig. 5-5の結果から予想されるように、 $\tau^+=5$ の“小さい”粒子については径方向速度変動成分 u_{rp} の径方向分布は気相の速度変動成分とほぼ同様である($u_{rp} \sim u_r$)。すなわち乱流発達領域においてほぼ一定であり、壁面へ向かって0へ向かう分布となっている。 $\tau^+=10$ の粒子でも同様の傾向であるが、壁面近傍では、 $u_{rp}' > u_r'$ となっている。 $\tau^+=20 \sim 50$ になると、壁面近傍での u_{rp}' の減少がかなり小さくなっている。これは、“大きい”粒子は流路壁面へ到達する前の粘性底層に影響されないということを反映しているものと思われる。また、Fig. 5-6から明らかとなった点として、 $\tau^+=20$ から50に条件が変わった場合の u_{rp}' と $u_{\theta p}'$ の乱流発達領域における値の減少である。この数値計算では、初期粒子の速度成分は、流路壁面に対して平行の軸方向成分のみを与えている。そのため、粒子が壁面へ到達するためには、気相から受ける力により径方向に運動する必要がある。Fig. 5-6(d)に見られた乱流発達領域に見られた u_{rp}' 成分の減少は、抗力や揚力が、“大きな”粒子を径方向へ動かすために、長い時間が必要になることを意味している。

5.3.3 粒子付着のメカニズム

粘性底層では、壁面に対して法線方向の気相速度成分は非常に小さいので、 $\tau^+ < 20$ の“小さい”粒子にとって、壁面へ付着するためにもっとも重要なステップは、粘性底層を貫通することである。粘性底層内において、粒子に働く力の説明図を Fig. 5-7に示す。粒子が流路壁面へ到達する前に、粒子は乱流遷移層から粘性底層へ投げ出される。その結果、粒子の速度ベクトルは壁面方向に向いており、軸方向速度ベクトルは大抵の場合、その粒子位置の気相速度ベクトルよりも大きいはずである。なぜなら、時間平均で見れば粘性底層の気相速度よりも遷移層における気相速度の方が大きいからである。そのため、粒子に作用する慣性力と揚力は壁面方向に働き、一方、抗力は壁面方向とは逆方向に働くことになる。無次元緩和時間である τ^+ は、慣性力と抗力のバランスを表す量でもある。 $\tau^+ < 20$ の範囲においては τ^+ の増加に伴う k_d^+ の増加は、抗力に対する慣性力の重みが増加することによる。揚力は前述のように通常は壁面方向に作用するので、粒子の付着を促進する方向に作用する。式(5-18)で与えられる Saffman 揚力は d_p に反比例し、気相との相対速度に比例することに注意が必要である。粒子径 d_p の増加とともに粒子と気相の相対速度は増加する傾向があるため、揚力の役割は d_p 、あるいは τ^+ が増加しても消失はしないと考えられる。粒子付

着に対する揚力の影響を Fig.5-8 に示した。ここで、揚力の影響は、Mei モデルを用いた場合の k_d^+ と揚力を無視して評価した k_d^- の値の差分から求めた。 $\tau^+ < 20$ の範囲では、揚力の粒子付着におよぼす影響はきわめて大きいことがわかる。また、Fig. 5-8 から、 $\tau^+ < 20$ の範囲で見られる k_d^+ の Re_τ 依存性は慣性力や抗力の影響よりもむしろ揚力によるものと考えられる。それは、揚力を無視した解析では k_d^+ が Re_τ に影響されないことからわかる。従って、揚力への気相 Re 数の依存性は、 $\tau^+ < 20$ の場合には粒子付着係数に無視できない差を生ずる原因となるといえる。

一方、“大きい” 粒子の場合には、粘性底層は粒子の運動になんら影響を及ぼさない。粒子付着係数は、粒子が径方向に十分な速度成分を得るために必要な期間によって決まると考える。この解析では、初期の径方向速度成分は 0 であるので、 k_d^+ は τ^+ の増加に従い、減少するはずである。この傾向は、揚力を考慮した場合、 $\tau^+ > 20$ 、揚力を考慮しない場合には、 $\tau^+ > 100$ において、現れることが Fig. 5-8 からわかる。これは、粘性底層が粒子付着の抵抗として作用する限界の τ^+ の値を揚力が大幅に減少させていることを示している。Fig. 5-8 よりわかるもうひとつの興味深い点は、 $\tau^+ > 100$ においては、揚力を無視しても明確に k_d^+ に Re_τ による差が明確に見られることから、 k_d^+ の Re_τ 依存性は、揚力によらないということである。抗力は、式(5-15)(5-16) から次式で書き直すことができる。

$$\mathbf{f}_D^+ = \frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+}{\tau^+} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (5-30)$$

この式は、 τ^+ のみではなく、 Re_p も粒子付着にける抗力の算定に影響することを示している。 Re_τ によらず $|\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+|$ が同じである場合、 Re_p もまた、同じ τ^+ の粒子に対して同じ値となる。何故なら、 Re_p は、 $|\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+|$ と τ^+ で次式のように記述されるからである。

$$Re_p = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}| d_p}{\nu} = |\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+| d_p^+ = |\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+| \sqrt{18 \frac{\rho_G}{\rho_p} \tau^+} \quad (5-31)$$

式(5-31)から、 Re_τ の k_d^+ に及ぼす影響は、 $|\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+|$ が同じと仮定すると、現れることはない。従って、 $\tau^+ > 100$ の範囲で観察された k_d^+ の Re_τ 依存性は、 Re_τ により $|\mathbf{v}^+ - \mathbf{u}^+|$ が変化することによると考えられるが、その理由に関してはさらなる検討が必要である。

5.3.4 新粒子付着様式マップの提案

この数値解析結果に基づいて、Fig. 5-9 に示す新しい粒子付着様式マップを提案する。Young ら⁽⁵⁻¹⁸⁾は、粒子付着のカーブは、3つの様式に分けられると述べている。3つとは、拡散付着(Diffusion deposition)様式 ($\tau^+ < 0.3$)、拡散衝突 (Diffusion-impaction) 様式 ($0.3 < \tau^+ < 20$)、そして、慣性減速 (inertia-moderated) 様式 ($\tau^+ > 20$) である。本数値解析から、異なった見方が可能である。 $\tau^+ < 20$ の領域では、Fig. 5-8 に示したように、粒子が主に揚力の支援を得て粘性底層を貫通して壁面へ付着していた。よって、この範囲は、揚力支配領域 (lift-force-dominated) 様式と呼ぶことができる。 $20 < \tau^+ < 100$ の領域では、粒子は、揚

力が作用しなくとも粘性底層を貫通できるが、揚力によって顕著に液滴付着が促進されている。従って、揚力支援 (lift-force-assisted) 様式と呼ぶのがふさわしい。最後に $\tau^+ > 100$ の領域であるが、粒子の慣性の増加が、粒子付着率の減少を招く領域である。よって、この領域にこそ慣性減速 (inertia-moderated) 様式とするのがふさわしい。

5.4 本章のまとめ

完全に発達した円管内乱流中の粒子緩和時間と気相 Re 数の粒子付着率に及ぼす影響について、数値解析を用いて調査した。気相乱流場の計算には LES を用い、粒子挙動の計算にはラグランジュ法を用いた。粒子の気相空間に占める割合は希薄であるとして、粒子は気相乱流に影響を及ぼさないと仮定した。粒子付着率の解析結果は、せん断力に起因する揚力を粒子の運動方程式に考慮することにより、既存の実験式や実験結果と比較的に良く一致した。

これまでの研究者により緩和時間の小さい粒子は、気相速度の非常に小さい粘性底層内に捕獲されてしまうことを報告している。この粘性底層に進入した粒子には慣性力、および揚力が粒子付着を生じさせる側に作用し、抗力がそれを妨げる方向に作用する。粒子緩和時間が小さくなるほど粒子付着率が減少するが、これは抗力の影響が増加するためであり、また揚力の影響が顕著である。連続相の Re 数は揚力に影響する結果、粒子付着率に影響を及ぼすことが示された。

一方、緩和時間が大きい粒子の場合には、粘性底層は粒子挙動にはほとんど影響を及ぼさない。この研究では計算初期の断面方向速度を 0 と設定しているため、粒子が断面方向に十分な速度成分を得るに要する時間は、粒子付着率を決める前提となる。抗力は粒子に断面方向の速度成分を与える主要因であるため、小さい粒子の場合とは異なり、大きい粒子の場合には、抗力が粒子付着を促す主な力である。緩和時間が大きくなるほど粒子付着率が低下しているが、これは粒子の慣性力に比べて抗力の影響が相対的に小さくなることによる。無次元化された緩和時間は、乱流中の粒子付着を整理・理解するパラメータとして用いられてきた。しかし、抗力は緩和時間のみに依存するわけではなく、Re 数にも依存する。これが、連続相の Re 数により、粒子付着係数と緩和係数の関係が影響を受ける理由である。従って、粒子付着率のパラメータとしては、緩和時間が重要なパラメータであることは間違いないが、連続相の Re 数も無視できない。

この解析によれば、 τ^+ が 20 以下の小さい粒子は主に揚力によって壁面へ付着した。 $20 < \tau^+ < 100$ の粒子に対しては慣性力と揚力の両方が影響し、それよりも大きい粒子に対しては、慣性力が粒子付着を妨げる方向に作用するようになった。

<記号表>

A : Surface area of channel wall (m^2)
 C : Particle concentration (kg/m^3)
 C_D : Drag coefficient
 C_S : Smagorinsky model constant
 D : Pipe diameter (m)
 d_p : Particle diameter (m)
 f_D : Drag force (N)
 f_L : Lift force (N)
 f_{Saff} : Saffman lift force (N)
 g : Gravitational acceleration (m/s^2)
 k_d : Deposition coefficient (m/s)
 L : Pipe length (m)
 m : Mass (kg)
 m_d : Deposition rate ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$)
 N : The number of particles
 N_d : The number of deposited particles
 P : Pressure (Pa)
 R : Dimensionless radial position
 Re : Reynolds number
 r : Radial position
 S : Deformation velocity tensor (1/s)
 T : Dimensionless time
 t : Time (s)
 U : Cross-sectional area-averaged velocity (m/s)
 u : Continuous phase velocity (m/s)
 $\mathbf{u}$: Continuous phase velocity vector (m/s)
 $\mathbf{u}_s = \mathbf{v} - \mathbf{u}$ (m/s)
 u_r : Friction velocity (m/s)
 $\mathbf{v}$: Particle velocity vector (m/s)
 V : Volume of flow channel (m^3)
 x : Spatial coordinate (m)
 y : Spatial coordinate normal to wall (m)
 z : Spatial coordinate in flow direction (m)
(Greek letters)

Δ : Filter size (m)
 ΔP : Differential pressure (Pa)
 Δt : Time interval (s)
 δt : Time step (s)
 δ_{ij} : Kronecker's delta
 ϕ_p : Volume fraction of particles
 τ : Turbulent stress tensor (m^2/s^2) or relaxation time (s)
 ν : Dynamic viscosity (m^2/s)
 ρ : Density (kg/m^3)
 (Superscripts)
 $+$: Dimensionless value in wall unit
 $'$: fluctuation component
 (Subscripts)
 G : Gas phase
 i, j, k : Spatial directions
 P : Particle
 θ : Circumferential direction
 r : Radial direction
 τ : Wall unit
 z : Axial direction
 (Other symbols)
 $\bar{}$: Grid-filtered value
 $\hat{}$: Test-filtered value

[参考文献]

- (5-1) McCoy, D. D. and Hanratty, T. J., "Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow," *Int. J. Multiphase Flow*, **3**[4], 319 (1977).
- (5-2) McLaughlin, J. B., "Aerosol particle deposition in numerically simulated channel flow," *Phys. Fluids A*, **1**[7], 1211 (1989).
- (5-3) Wang, Q. and Squires, K. D., "Large eddy simulation of particle deposition in a vertical turbulent channel flow," *Int. J. Multiphase Flow*, **22**[4], 667 (1996).
- (5-4) Matida, E. A., Nishino, K. and Torii, K., "Statistical simulation of particle deposition on the wall from turbulent dispersed pipe flow," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **21**, 389 (2000).
- (5-5) Marchioli, C., Picciotto, M. and Soldati, A., "Influence of gravity and lift on particle velocity statistics and transfer rates in turbulent vertical channel flow," *Int. J. Multiphase flow*, **33**, 227 (2007).
- (5-6) Okawa, T., Kotani, A. and Kataoka, I., "Experiments for liquid phase mass transfer rate in annular regime for a small vertical tube", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **48**, 5-4, 585 (2005).
- (5-7) Smagorinsky, J., "General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment," *Mon. Weather Rev.*, **91**, 99 (1963).
- (5-8) Lilly, D. K., "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method," *Phys. Fluids A*, **4**[3], 633 (1992).
- (5-9) Kato, Y. and Tanahashi, T., "Finite-element method for three dimensional incompressible viscous flow using simultaneous relaxation of velocity and Bernoulli Function (Flow in a Lid-driven cubic cavity at $Re=5000$)," *JSME Int. J. Series II*, **35**[3], 346 (1992).
- (5-10) Elgobashi, S., "Particle-laden turbulent flows: direct simulation and closure models", *Applied Scientific Research*, **48**, 301 (1991).
- (5-11) Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., "Bubbles, Drops, and Particles," *Academic Press, Inc.* (1978).
- (5-12) Saffman, P. G., "The lift force on a small sphere in a slow shear flow," *J. Fluid Mech.*, **22**, 385 (1965).
- (5-13) McLaughlin, J. B., "Inertial migration of a small sphere in linear shear flows," *J. Fluid Mech.*, **224**, 261 (1991).
- (5-14) Mei, R., "An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number," *Int. J. Multiphase Flow*, **18**[1], 145 (1992).
- (5-15) Kurose, R. and Komori, S., "Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow," *J. Fluid Mech.*, **384**, 183 (1999).
- (5-16) Dandy, D. S. and Dwyer, H. A., "Sphere in shear flow at finite Reynolds number. Effect of

- shear on particle lift, drag, and heat transfer", *J. Fluid Mech.*, **216**, 381 (1990).
- (5-17) Liu, B. Y. H. and Agarwal, J. K., "Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow," *Aerosol Science*, **5**, 145 (1974).
- (5-18) Young, J. and Leeming, A., "A theory of particle deposition in turbulent pipe flow," *J. Fluid Mech.* **340**, 129 (1997).

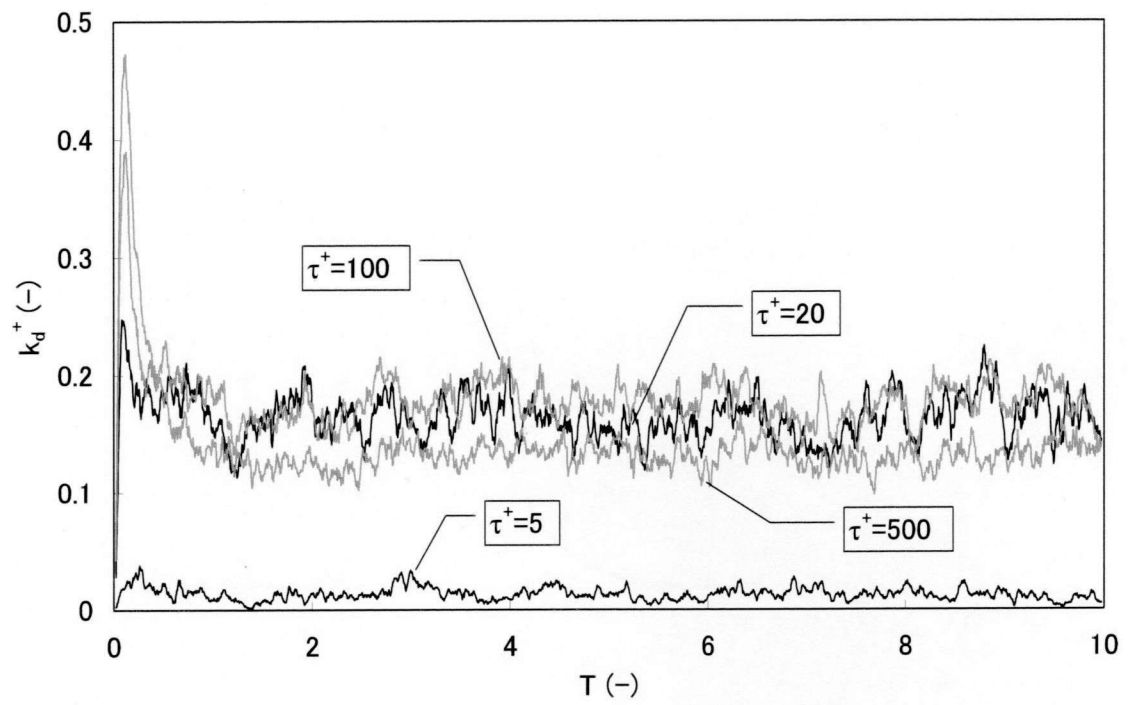


Fig. 5-1 Time histories of dimensionless deposition coefficient

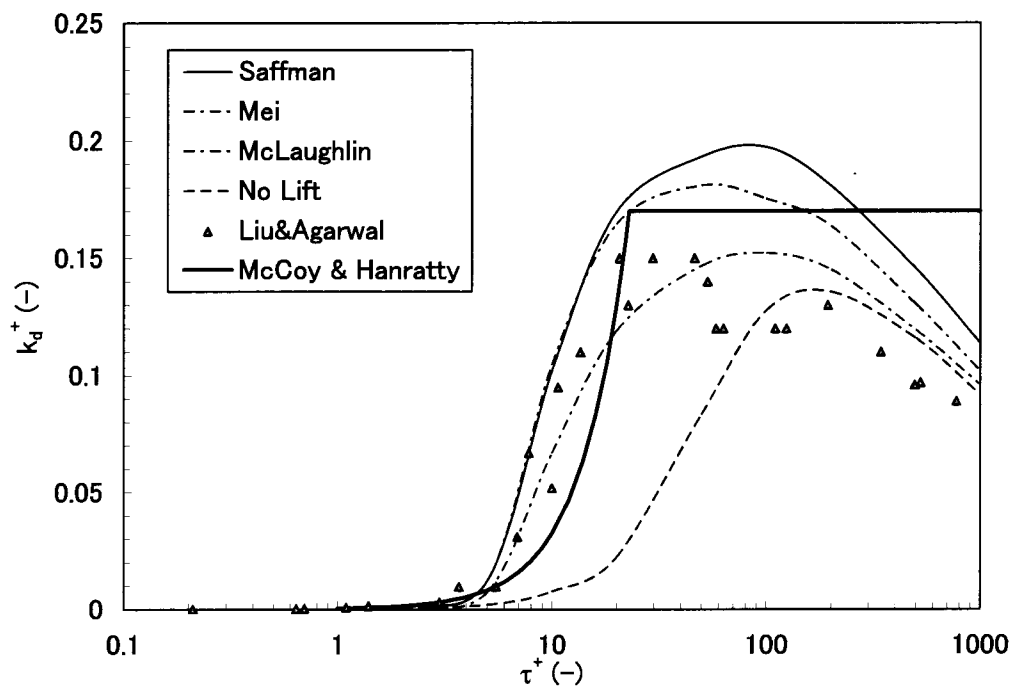


Fig. 5-2 Comparisons of calculated deposition coefficients with available empirical correlation and experimental data ($Re_\tau = 500$)

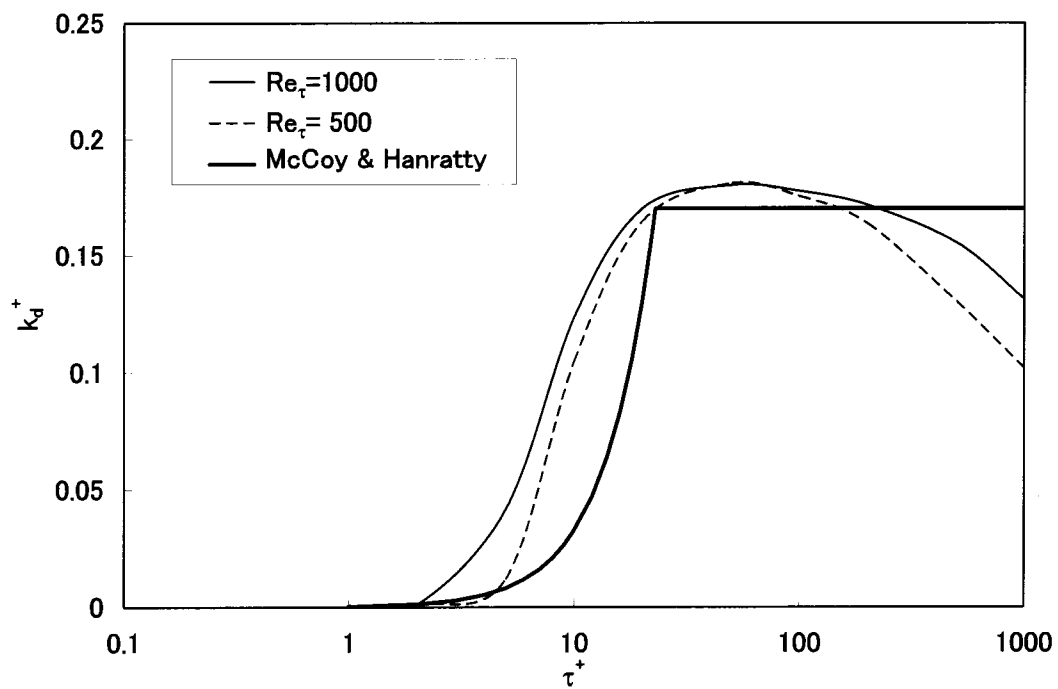


Fig. 5-3 Effects of continuous phase Reynolds number on k_d^+

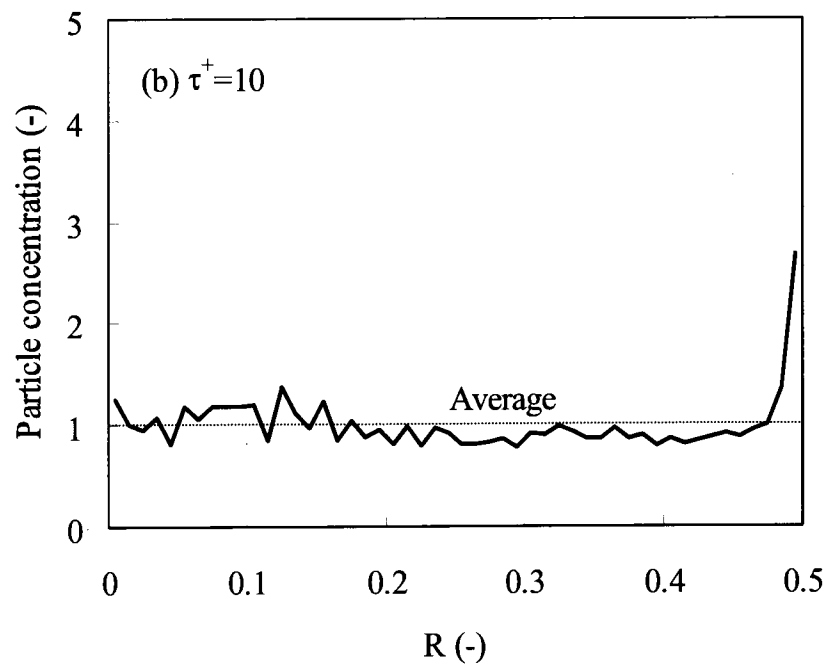
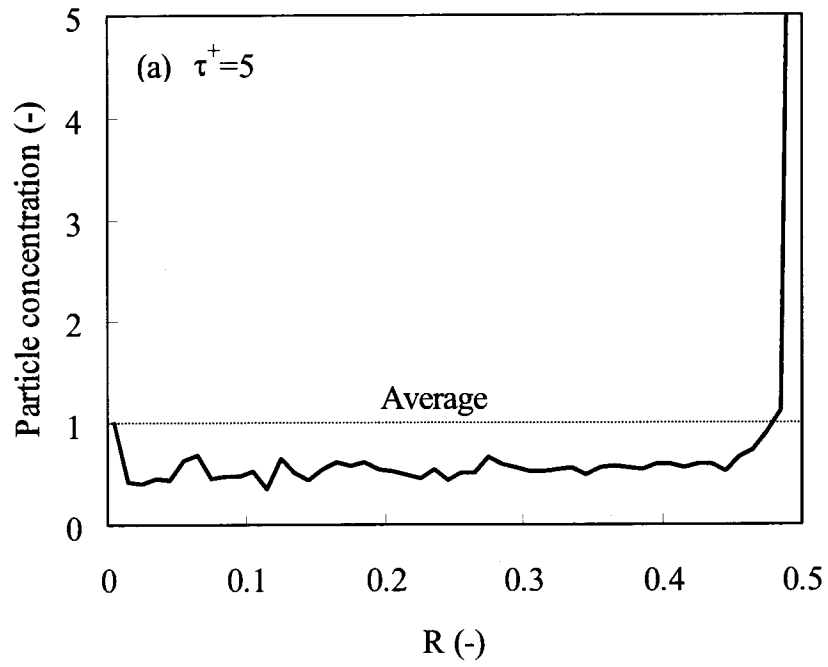


Fig. 5-4 Particle concentration distribution in the radial direction when $Re_\tau = 500$. (a)

$\tau^+ = 5$, (b) $\tau^+ = 10$, (c) $\tau^+ = 20$ and (d) $\tau^+ = 50$. *continued*

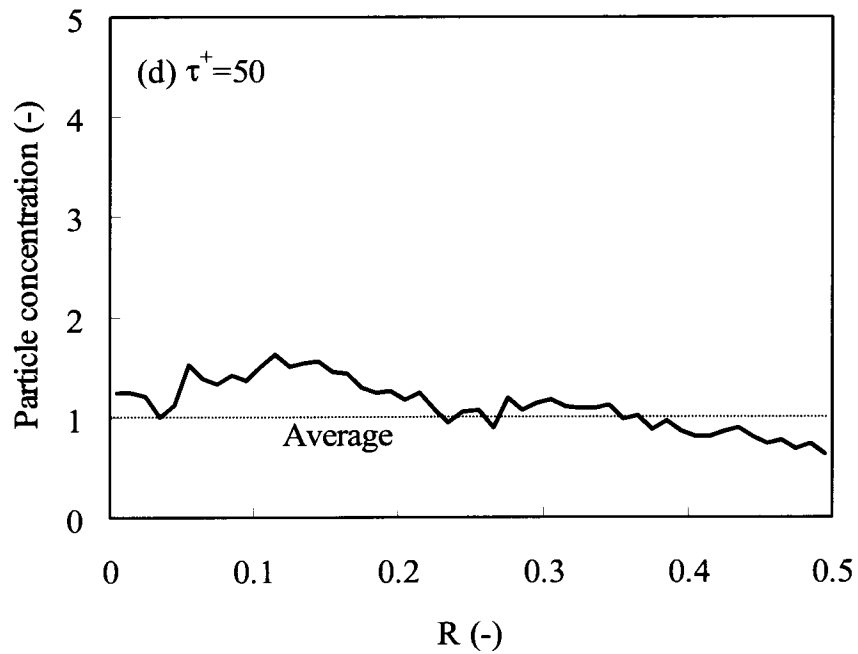
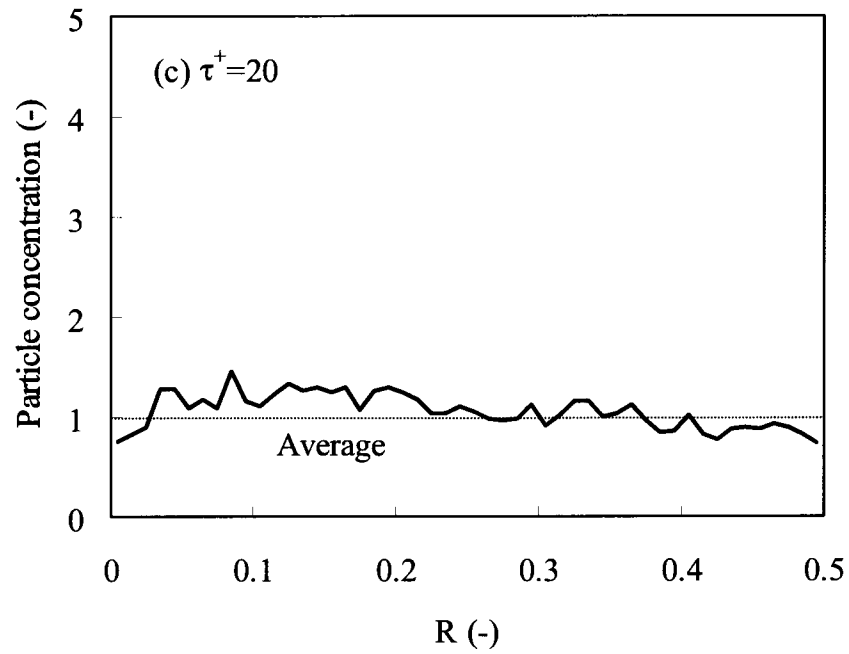


Fig. 5-4 Particle concentration distribution in the radial direction when $Re_\tau = 500$. (a) $\tau^+ = 5$, (b) $\tau^+ = 10$, (c) $\tau^+ = 20$ and (d) $\tau^+ = 50$.

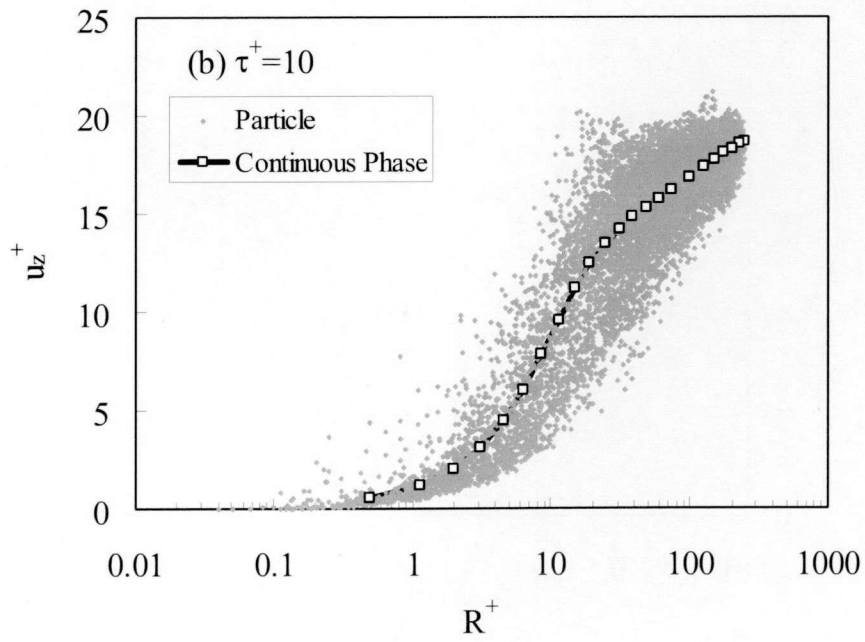
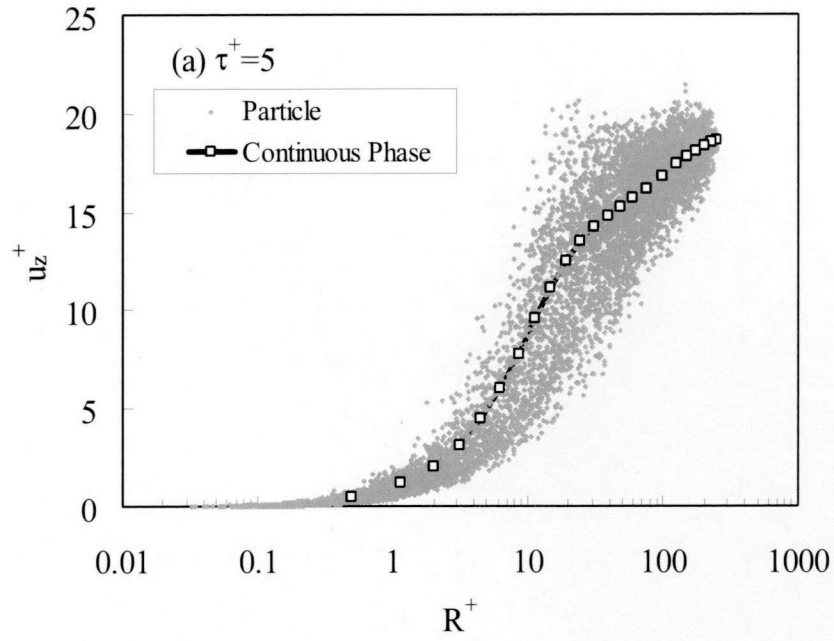


Fig. 5-5 Particle velocity distribution compared with time-averaged continuous phase velocity when $Re_\tau = 500$. (a) $\tau^+ = 5$, (b) $\tau^+ = 10$, (c) $\tau^+ = 20$ and (d) $\tau^+ = 50$.

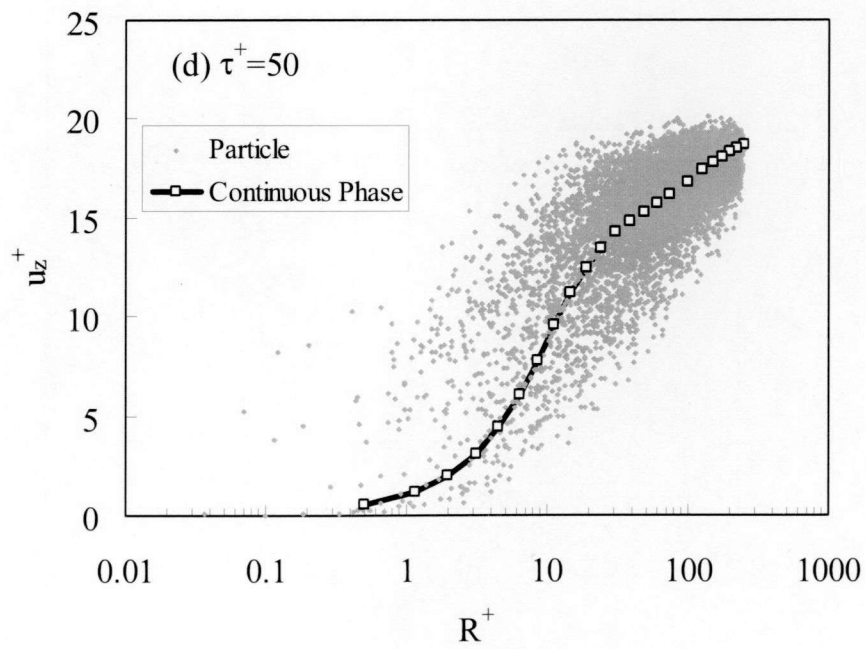
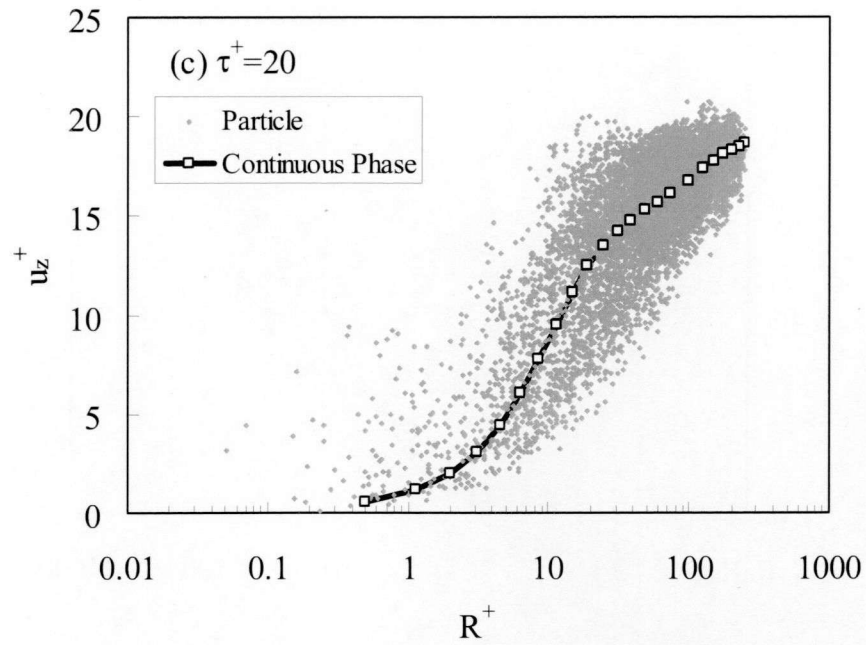


Fig. 5-5 Particle velocity distribution compared with time-averaged continuous phase velocity when $Re_\tau = 500$. (a) $\tau^+ = 5$, (b) $\tau^+ = 10$, (c) $\tau^+ = 20$ and (d) $\tau^+ = 50$. *continued*

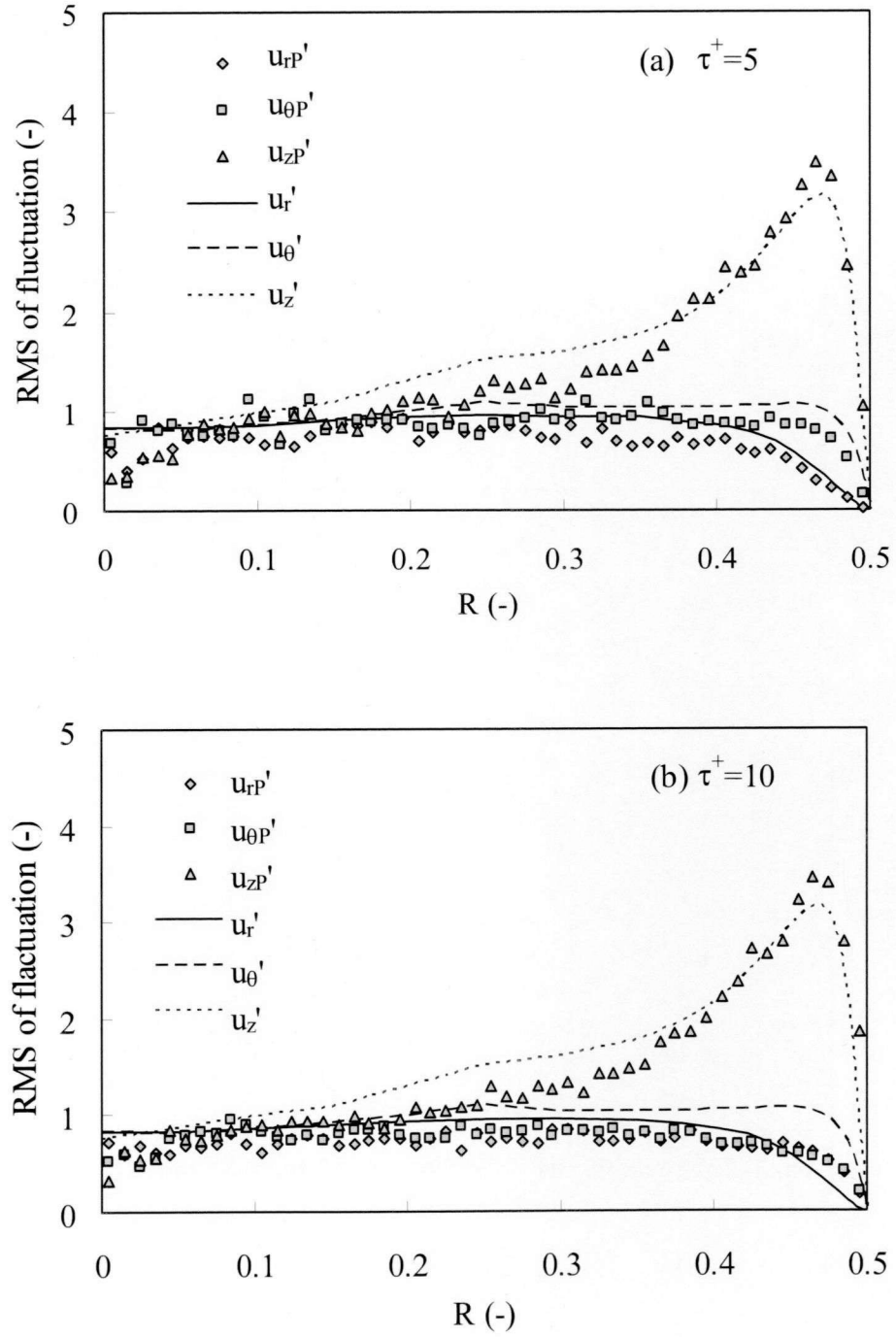


Fig. 5-6 Radial distributions of fluctuation velocities of particles and continuous phase when $Re_\tau = 500$. (a) $\tau^+ = 5$, (b) $\tau^+ = 10$, (d) $\tau^+ = 20$ and (e) $\tau^+ = 50$.

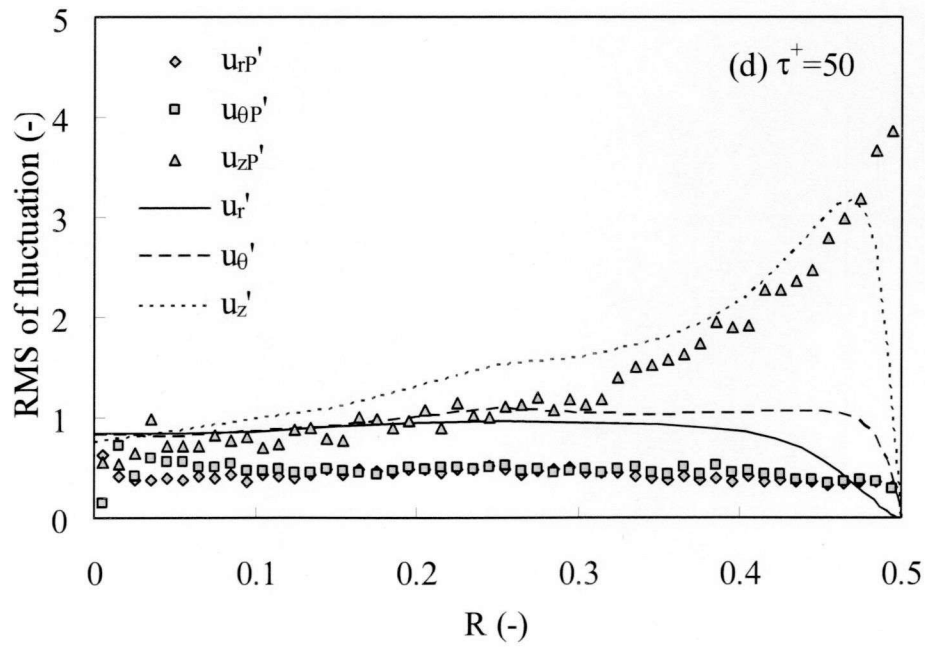
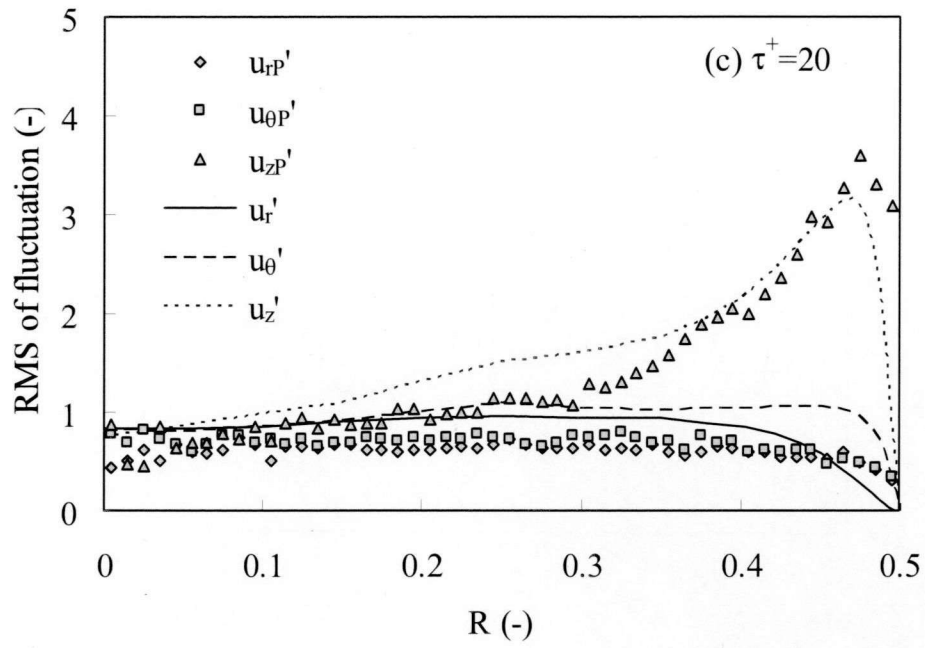


Fig. 5-6 Radial distributions of fluctuation velocities of particles and continuous phase when $Re_{\tau} = 500$. (a) $\tau^{+}=5$, (b) $\tau^{+}=10$, (d) $\tau^{+}=20$ and (e) $\tau^{+}=50$. *continued*

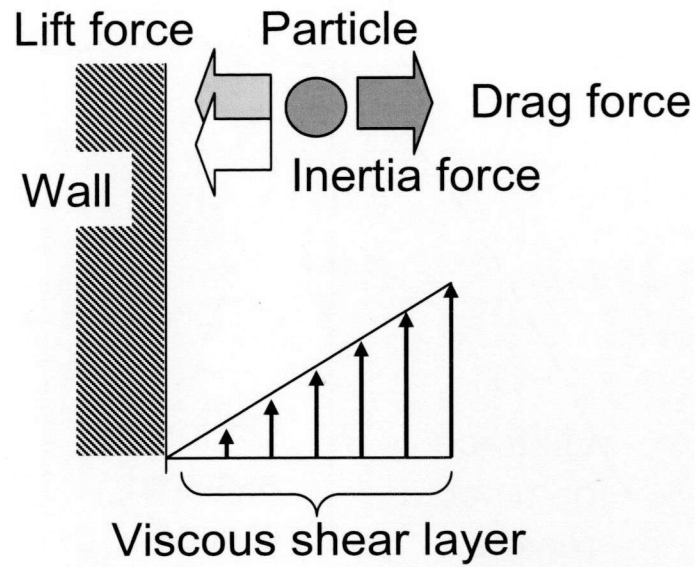


Fig. 5-7 Schematic view of the forces acting on a particle in viscous shear layer

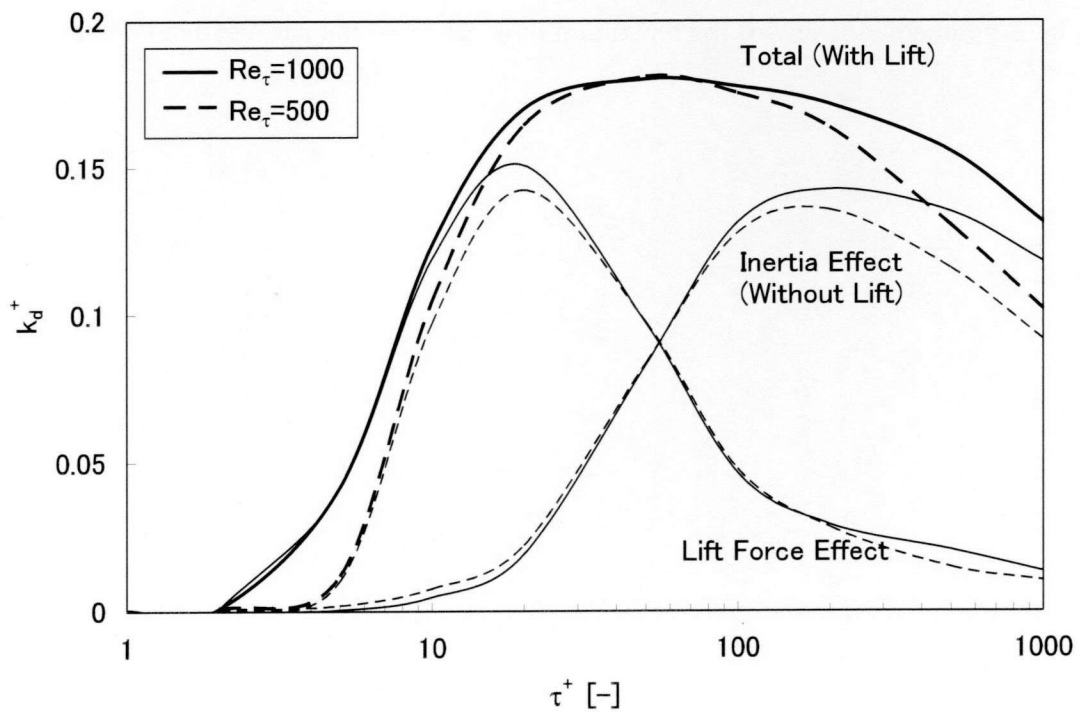


Fig. 5-8 Contribution of the lift and inertial forces on the droplet deposition

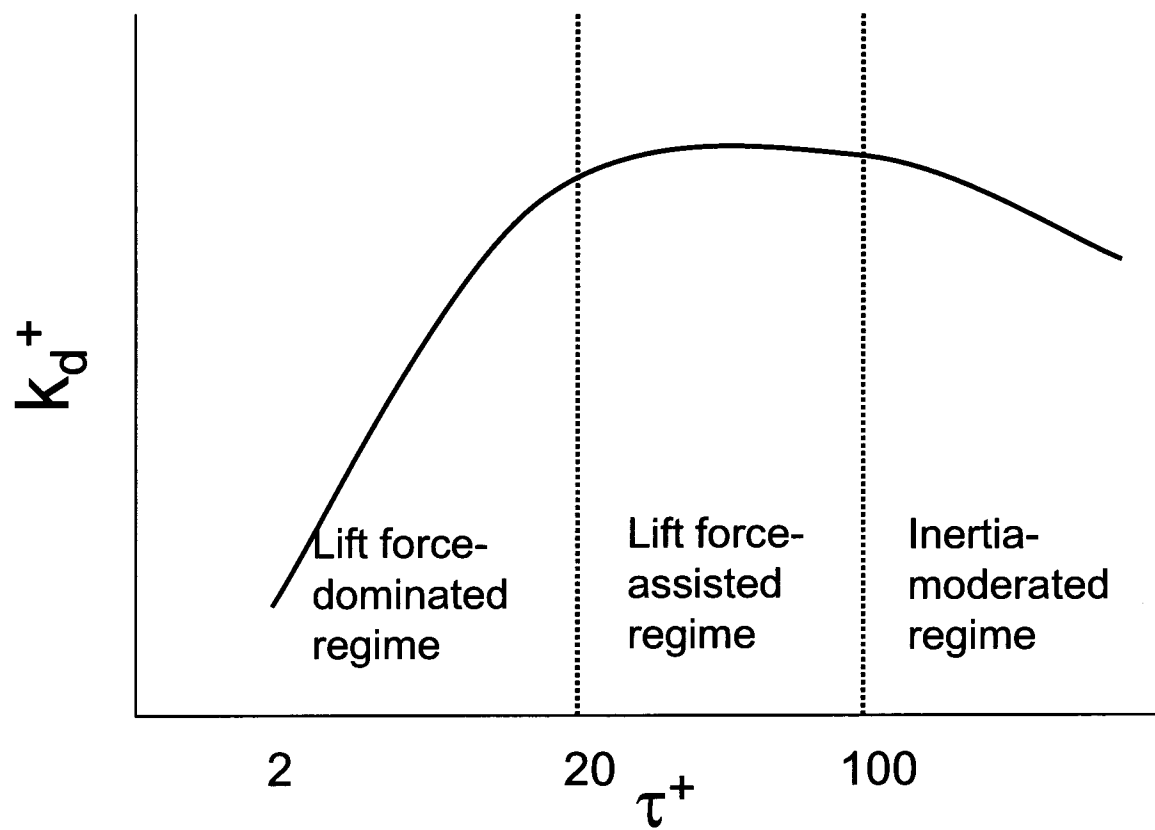


Fig. 5-9 Schematic view of the relaxation time effect on the particle deposition onto wall

第6章 粒子付着率に及ぼす粒子濃度の影響

6.1 はじめに

第5章において、希薄粒子の条件での液滴付着係数の評価を行ったが、粒子濃度が液滴付着係数に影響を及ぼすことが知られている。そこで、気相-粒子間の相互作用を考慮する Two-way 法を用いて、粒子付着率に及ぼす粒子濃度の影響評価を実施することとした。流路壁面への粒子付着率 m_d は、通常次式で計算される。

$$m_d = k_d \cdot C \quad (6-1)$$

ここで、 k_d は粒子付着係数(m/s)であり、 C は粒子濃度(kg/m³)である。粒子濃度が小さい希薄な条件では、McCoy ら⁽⁶⁻¹⁾が流路壁面への粒子付着率に関するデータを調査し、データに基づいて、壁面座標で無次元化された粒子付着係数 k_d' と粒子の緩和時間 τ^+ の相関式を提案している。粒子付着率に及ぼす粒子濃度の影響に関しては、様々な研究者が C の増加とともに、粒子付着率が減少することを報告している^(6-2,3,4,5)。 k_d への粒子濃度の影響について、解析的、および数値解析的にも研究が実施されている。Soldati ら⁽⁶⁻⁶⁾によれば、粒子間の衝突と合体が高粒子濃度における k_d に影響を及ぼすことを解析的に述べている。Mito ら⁽⁶⁻⁷⁾は Direct Numerical Simulation (DNS)を用いて、粒子付着率に及ぼす粒子-気相間、粒子間の相互作用の影響を調査している。既存の実験データと計算結果がかなり良く一致していたことから、彼らは高い粒子濃度の場合の粒子付着率の減少は、粒子が存在することによる乱流状態の変化と、非弾性衝突の場合には粒子間の衝突に起因するとしている。しかしながら、 k_d には、揚力が重要な役割を担っている^(6-8,9,10)が、彼らの計算には揚力が考慮されていない。また、彼らの計算は Re_τ 数($Re_\tau=150$)の、平行平板間流路の体系でなされている。ここで Re_τ は、壁面せん断速度と平板間距離の 1/2 の長さを代表として定義した Re 数である。彼らの解析条件は、層流から乱流に遷移する条件に近い Re 数であったため、粒子による乱流の減衰効果は、完全に発達した乱流状態の場合とは異なる可能性がある。

そこで、ここでは、Large Eddy Simulation (LES)を用いて、より高い Re 数条件での k_d へ及ぼす粒子濃度の影響評価を実施した。既存の試験データや、沸騰水型原子炉燃料チャネルへの将来的な適用を考慮して、解析体系は、円管の垂直上昇流として解析を実施した。粒子挙動についてはラグランジュ法を用いて解析し、揚力についても考慮した。

6.2 支配方程式と数値解析手法

6.2.1 気相

非圧縮流れの質量保存式と運動方程式である Navier-Stokes 方程式に対して、格子平均化処理を行うと、次式となる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu_g \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + F_i \quad (6-3)$$

ここで、 u_i : 気相流速、 x_i : 空間座標、 t : 時間、 P : 圧力、 τ_{ij} : 乱流せん断応力である。上線は格子平均であることを示す。 F_i は、粒子との相互作用を表す項であり、次式で計算される。

$$\rho_g V_{cell} F_i = -\rho_p \sum_{k=1}^{N_{cell}} V_{pk} f_{ik} \quad (6-4)$$

ここで、 V_p は粒子体積、 f_i は粒子に作用する界面力、 N_{cell} は計算セルに存在する粒子の数である。添字 k は k 番目の粒子を示す。式(6-4)に示すように、 F_i は計算セルにおいて、粒子から気相が受ける力を表している。

乱流せん断応力については、LES で通常使われている Smagorinsky Model を用いる。

$$\tau_{ij} - 1/3 \tau_{kk} = -2C_S \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (6-5)$$

ここで、

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (6-6)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{0.5} \quad (6-7)$$

また、 Δ はフィルタ幅である。式(6-5)における Smagorinsky Model 定数 C_S は、Lilly によって提案されたダイナミックモデルを用いて評価する。

$$C_S = \frac{L_{ij} M_{ij}}{2M_{ij}^2} \quad (6-8)$$

ここで

$$M_{ij} = \hat{\Delta}^2 \left| \hat{\bar{S}} \right| \hat{\bar{S}}_{ij} - \Delta^2 \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij} \quad (6-9)$$

$$L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = 2C_S M_{ij} \quad (6-10)$$

$$\hat{\bar{S}}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{\bar{u}}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{\bar{u}}_i}{\partial x_j} \right) \quad (6-11)$$

ここで、ダイナミックモデルにおける $\hat{}$ はテストフィルター化された値を示す。

以上、式(6-2)から式(6-11)に示した気相に関する支配方程式は、将来的に複雑な流路へ適用することを考慮し、Kato ら⁽⁶⁻¹³⁾によって提案された有限要素法を用いて解くこととする。

6.2.2 粒子

粒子挙動は、ラグランジュ方程式を用いて、粒子それぞれの挙動を追いかけることとする。粒子間の衝突はここでは考慮しない。粒子の運動方程式を次式に示す。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{f} = \mathbf{f}_D + \mathbf{f}_L + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_p}\right) \mathbf{g} \quad (6-12)$$

ここで、 $\mathbf{f}_D$ は粒子が気相から受ける抗力、 $\mathbf{f}_L$ は、気相のせん断流中に粒子がある場合に粒子に働く揚力、 $\mathbf{g}$ は重力加速度である。 ρ_p は ρ_g より十分大きいものと仮定し、式(6-12)では、仮想質量項や Basset 項などは無視した。またブラウン運動の効果についても、 $\tau^+ > 0.15$ の粒子では、影響を無視できることから、無視することとした。

$\mathbf{f}_D$ は次式を用い求める。

$$\mathbf{f}_D = -\frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} |\mathbf{v} - \mathbf{u}| (\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (6-13)$$

$\mathbf{u}$ は粒子が存在する位置の気相速度ベクトル、 $\mathbf{v}$ は粒子の速度ベクトルを表す。 C_D は抗力係数であり、次式に示す剛体粒子の経験式を用いる。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) \quad (6-14)$$

ここで、 Re_p は次式で定義される粒子 Re 数である。

$$\text{Re}_p = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}| \cdot d_p}{\nu_g} \quad (6-15)$$

次に、揚力 $\mathbf{f}_L$ である。せん断流中の粒子に働く揚力として Saffman 揚力が知られている。Saffman 揚力 $\mathbf{f}_{\text{Saff}}$ は、次式で表わされる。

$$\mathbf{f}_{\text{Saff}} = 3.0844 \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{1}{d_p} \sqrt{\frac{\nu_g}{|\nabla \times \mathbf{u}|}} (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \times (\nabla \times \mathbf{u}) \quad (6-16)$$

この式(6-16)は、例えば $\text{Re}_p < 1$ のような、いくつかの仮定に基づいて理論的に導出されている。この Saffman 揚力の適用範囲を拡張するため、本章では第5章の結果を踏まえて Mei の修正を用いることとする。

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{f}_{\text{Mei}} \quad (6-17)$$

ここで、

$$\frac{|\mathbf{f}_{\text{Mei}}|}{|\mathbf{f}_{\text{saff}}|} = (1 - 0.3314\alpha^{0.5})e^{-\text{Re}_p/10} + 0.3314\alpha^{0.5} \quad (\text{Re}_p \leq 40) \quad (6-18)$$

$$\frac{|f_{Mei}|}{|f_{saff}|} = 0.0524(\alpha Re_p^{0.5}) \quad (Re_p > 40) \quad (6-19)$$

ここで、無次元パラメータ α は、次式で計算される。

$$\alpha = \frac{d_p}{2} \left| \frac{du}{dy} \right| \frac{1}{|v-u|} \quad (6-20)$$

式(6-12)は、4段階ルンゲクッタ法を用いて解くこととした。

6.2.3 計算方法

円管内乱流における粒子付着計算を実施する。計算領域は、流れ方向長さ L は円管直径 D の3倍の円管流路である。発達した乱流状態を実現するため、円管の入口と出口の境界を周期境界と設定した。粒子付着率に及ぼす気相 Re 数の影響を調査するため、壁面せん断速度を代表速度、円管直径を代表寸法とした Re_τ は、500 と 1000 の2ケース実施した。粒子の緩和時間は $\tau^+ = 100$ とした。第5章の結果によれば、 $\tau^+ = 100$ の粒子の付着様式は、揚力支援様式と慣性減速様式が切り替わる領域であり、粒子の慣性が壁面への付着に大きく作用する。実際の沸騰水型原子炉燃料の環状噴霧流中の液滴付着を考えると、液滴の壁面付着は、慣性減速領域の現象と考えられることから、この値を用いることとした。ここでは、 ρ_p と ρ_g の比を 333 とした。この値は、0.25MPa、20℃の水—空気の値である。円管の直径を 0.02m とすると、 $Re_\tau = 500$ 、および 1000 の場合の $\tau^+ = 100$ の液滴の径はそれぞれ約 100 μ m と 50 μ m となる。

壁面に隣接する計算セルのサイズは、 $Re_\tau = 500$ の場合、 $(\Delta z^+, \Delta r^+, \Delta \theta^+) = (41.7, 0.5, 16.4)$ 、 $Re_\tau = 1000$ の場合、 $(\Delta z^+, \Delta r^+, \Delta \theta^+) = (50, 0.4, 19.6)$ とした。ここで、 Δz^+ 、 Δr^+ 、 $\Delta \theta^+$ は軸方向、半径方向、および周方向の計算セルサイズである。添字+は壁面座標系で無次元化された値を示す。計算セル数は、 $Re_\tau = 500$ の場合、86,400 セル、 $Re_\tau = 1000$ の場合には 297,600 セルである。これらの空間解像度は、Wang らにより実施された LES での粒子付着解析を参照して設定した。彼らは、平行平板間流れを対象として $Re_\tau = 180$ の場合、 $(\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+) = (35, 0.45, 12)$ 、 $Re_\tau = 1000$ の場合、 $(\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+) = (123, 0.9, 25)$ である。粒子に発生する気流の乱れまで考慮するにはさらに細かいメッシュが必要であろうが、ここでは、粒子によって発生する乱れまでは考慮せず、単純に式(6-4)に示した粒子の気相の相互作用のみを考慮した。時間ステップ幅 δt は、壁面座標系 δt^+ で 0.025 とした。この時間ステップは、粒子の緩和時間 $\tau^+ = 100$ に比べ非常に小さい値であるので粒子の挙動を把握するには十分な時間ステップである。

計算手順は、解析対象である円管流路に一定の圧力勾配 $\partial P / \partial z$ を付加して流体を駆動する。まず、気相単相流として、乱流を発達させる。その後、解析対象空間内に一様乱数を用いて粒子を発生させる。発生させた粒子の初期速度は、発生させた位置の気相速度と

同じとした。粒子の軌跡追跡と気相場の解析は同時に、しかも同じ時間ステップで実施した。粒子の壁面への付着は、流路壁を粒子の重心が横切ることによって判定した。壁面に粒子が付着すると判定されると、付着の位置、個数などをカウントした後、計算からは取り除き、新しい粒子を解析対象空間内に一様乱数を用いて発生させた。これは、計算空間内の粒子濃度を一定に保つためである。新しく発生させた粒子の初期速度については円管軸方向の速度成分については発生位置の気相速度と一致させたが、断面方向の速度成分については、0とした。粒子が壁面へ到達するためには、壁面に向かう流速を生じる必要があるが、初期条件としては0であるので、壁面へ付着するためには気相から力をもたらす必要があるという条件となっている。

6.3 解析結果

6.3.1 粒子付着率

第5章と同様に、粒子付着率 m_d を簡単な式で表現するために、通常 m_d は気相中の粒子の空間平均密度 C に比例すると仮定し、比例定数を粒子付着係数 k_d として次式で現す。

$$m_d = k_d C \quad (6-21)$$

本解析では、 m_d と C は次式により計算する。

$$m_d = \frac{N_d m_p}{A \Delta T} \quad (6-22)$$

$$C = \frac{N m_p}{V} \quad (6-23)$$

ここで、 N_d は、時間間隔 ΔT の間に円管壁面へ付着する粒子個数、 m_p は粒子1個の質量である。また、円管壁面の面積を A 、 N は計算領域にある粒子の数である。式(2-26)に式(2-27)、式(2-28)を代入して整理すると、次式となる。

$$k_d = \frac{N_d V}{N A \Delta T} \quad (6-24)$$

ここではこの式を壁面座標で無次元化した値を用いて計算し k_d^+ を算出することとする。

$Re_\tau=500$ 、および $Re_\tau=1000$ の場合の k_d^+ の時間変化を Fig. 6-1 に示す。ここで、横軸は無次元時間 $T=u_\tau t/D$ 、 k_d^+ は式(6-24)を $\Delta T=0.1$ で計算した値である。流路中央の気相の軸方向流速は壁面せん断速度 u_τ の20~25倍であるので、 $\Delta T=0.1$ は、粒子が解析領域を通り過ぎるのにやや足りないくらいの時間幅である。 $Re_\tau=500$ の場合を Fig. 6-1(a) に示す。計算開始初期の k_d^+ が立ち上がりは粒子分布や初期速度の影響と思われるが徐々に減少し、 $T>2$ では多少の変動は見られるもののほぼ発達した状態となっている。 $T=0\sim30$ の計算を実施したが、長周期の変動が見られている。そこで、平均の k_d^+ は、 $20\leq T\leq 30$ の区間で平均化して求めることとした。 $Re_\tau=1000$ の場合を Fig. 6-1(b) に示すが、長周期の変動は $Re_\tau=500$ の場合よりも小さいようである。こちらは $5\leq T\leq 10$ の区間で平均化して平均 k_d^+ を算出した。

k_d^+ と粒子濃度の関係を Fig. 6-2 に示す。MaCoy ら(6-1)による実験式($k_d^+=0.17$)も比較の

ため図に示した。 $C/\rho_g < 0.1$ の粒子濃度が低い場合には k_d^+ に及ぼす粒子濃度の影響は小さく、計算による k_d^+ の値は MaCoy らの式の値 0.17 とよく一致している。一方、 $C/\rho_g > 0.3$ の高粒子濃度条件では、 k_d^+ に及ぼす粒子濃度の影響が現れ、粒子濃度 C/ρ_g の増加に伴い、 k_d^+ が急激に減少した。また、 $Re_t=500$ と 1000 のケースを同じ図に示しているが、 k_d^+ に及ぼす Re 数の影響は小さく、その差は小さかった。Fig. 6-2 に示すように、粒子濃度が高い場合には k_d^+ の結果は次式でフィッティングできた。

$$k_d^+ = 0.06(C/\rho_g)^{-0.719} \quad (6-25)$$

また、粒子濃度が低い場合には、

$$k_d^+ = 0.172 - 0.124(C/\rho_g) \quad (6-26)$$

となった。

式(6-25)と式(6-26)の交点は $C/\rho_g = 0.344$ である。Govan⁽⁶⁻⁴⁾、Okawa ら⁽⁶⁻⁵⁾が既存の実験データや実際に試験を実施したデータを加味して粒子付着係数の実験式を提案している。Govan の式を次に示す。

$$k_d^* = 0.18 \quad (C/\rho_g < 0.3) \quad (6-27)$$

$$k_d^* = 0.083(C/\rho_g)^{-0.65} \quad (C/\rho_g > 0.3) \quad (6-28)$$

また、Okawa らは、高粒子濃度の場合について、次式を提案している。

$$k_d^* = \min[0.19(C/\rho_g)^{-0.2}, 0.105(C/\rho_g)^{-0.8}] \quad (C/\rho_g > 0.2). \quad (6-29)$$

ここで、無次元粒子付着係数 k_d^* は次式で定義される。

$$k_d^* = k_d \sqrt{\frac{\rho_g d}{\sigma}} \quad (6-30)$$

Govan、Okawa らとも、式を2分割している。また、どちらの式も、希薄粒子条件の場合には、 k_d に及ぼす粒子濃度の影響は小さいか、無視できるのに対して、高粒子濃度条件になると、式(6-28)によると $(C/\rho_g)^{-0.65}$ 、式(6-29)によると $(C/\rho_g)^{-0.8}$ に比例して減少する。これらの式に用いられている k_d の無次元化手法は、式(6-25)、(6-26)とは異なるが、解析で求めた k_d の粒子濃度依存性は、Fig. 6-3 に示すように、他の実験式と比較しても定性的に一致している。また、式(6-25)は k_d が $(C/\rho_g)^{-0.719}$ 比例する結果となっているが、これは、式(6-28)と式(6-29)の中間の値となっている。以上より、本数値モデルは、 k_d が粒子濃度より受ける影響を十分に反映できているものと考えられる。

6.3.2 気相速度場

気相速度場への Two-way カップリングの効果を調査するため、Fig. 6-4(a)、Fig. 6-4(b)

に時間平均の軸方向速度分布を示した。これらの図に示すように、高粒子濃度条件になると、径方向の速度分布は粒子濃度により変化する。Fig. 6-4(a)に示すように、 $C/\rho_g=0.19$ のケースでは、気相流速分布は单相流の場合とほとんど同じ分布であり、また対数則の分布と一致している。しかし、Fig. 6-4(b)に示すように $C/\rho_g=0.372$ のケースでは、対数域の速度は対数則からは逸脱し増加している。さらに粒子濃度が増加した $C/\rho_g=1.86$ のケースでは対数域の速度分布は平坦化していることがわかる。このような粒子濃度に対する速度分布の変化については、Kulick ら^(6・17)によって実施された実験と同様の傾向である。しかしながら、Kulick らは、 $C/\rho_g=0.4$ の場合でも速度分布の変化は見られないが、本解析では、 $C/\rho_g=0.186$ でもわずかながら影響が見られた。この違いは一つには粒子数密度の影響が考えられる。本解析では粒子は空気中の液滴を単純化して模擬したものと考えているのに対し、Kulick らは空気中のガラス、あるいは銅の粒子で試験を実施している。従って、本解析は Kulick らの試験に比べて、粒子数密度が高い条件となっている。この影響が違いとなって現れた可能性がある。

6.3.3 粒子付着のメカニズム

本解析では $\tau^+=100$ の粒子を用いているが、第5章の結果から流路壁面への粒子付着は慣性力であると考えられる(6-8)。Fig. 6-5に $C/\rho_g=0.186$ 、および $C/\rho_g=1.86$ の場合の径方向の気相軸方向速度分布と粒子の軸方向速度分布を比較して示した。 Re_τ はともに1000の場合である。壁面近傍の粒子速度は、粒子濃度によらず気相速度よりもかなり大きい。これは、流路中央の粒子が速い軸方向速度を維持したまま、乱流渦によって壁面近傍に投げ出された結果と考えられる。これらの粒子は、壁面近傍の粘性底層にトラップされずに、主に慣性によって流路壁面へ到達する。粒子濃度の影響は、流速分布の違いのみならず流路中央部の相対速度にも見られている。低粒子濃度 $C/\rho_g=0.186$ の場合には粒子速度は気相速度に比べてわずかに大きくなっている。これは、Saffman 揚力の影響が考えられる。この解析体系は、重力場における垂直上昇流としている。気相せん断速度場に、気相速度よりも重力により速度の遅い粒子があると、Saffman 揚力は粒子を気相速度の速い側へ作用する。その結果として、局所的に速度の高い領域に粒子が集まる傾向となり、平均速度としてその傾向が見えているものと考えられる。一方、高粒子濃度 $C/\rho_g=1.86$ の場合、流路中央付近での粒子速度は気相速度とほぼ同じかわずかに小さくなっている。次に Fig. 6-6(a)、6-6(b)にそれぞれ、 $C/\rho_g=0.186$ と $C/\rho_g=1.86$ の場合の乱流成分の径方向分布を示す。この2つの図を比較すると、 $C/\rho_g=1.86$ の場合には、乱流変動がかなり緩和されていることがわかる。乱流変動が緩和されることにより、流路中央付近では局所速度勾配も小さくなるため、粒子に Saffman 揚力が作用しなくなり、局所的に速度の速い領域に粒子が集中する傾向も緩和されたものと考えられる。

Fig. 6-6(b)に見られるように粒子濃度が増加すると、気相乱流に大きく影響を及ぼすこと

から、径方向、および周方向の乱流速度成分 $\overline{u}_c$ $\left(= \sqrt{\overline{u}_r^2 + \overline{u}_\theta^2} \right)$ と C/ρ_g の関係を k_d^+ の解析値と共に Fig. 6-7 に示した。 $\overline{u}_c$ の C/ρ_g に対する傾向は k_d^+ と非常によく一致しており、 $C/\rho_g < 0.2$ ではほぼ平坦であるのに対して、 $C/\rho_g > 0.2$ では C/ρ_g の増加に対して急激に減少している。Fig. 6-8 に、 $\overline{u}_c$ と k_d^+ の関係を示した。 k_d^+ は $\overline{u}_c$ を用いて、次式で表すことができた。

$$k_d^+ = 0.138 \cdot \overline{u}_c^{0.754} \quad (6-30)$$

従って、粒子による乱流の緩和が高粒子濃度条件において観測される k_d 減少の主原因であると考えられる。また、Fig. 6-4(b) に示すように、高粒子濃度条件では乱流の緩和に起因して粘性底層の厚さが増加する傾向となっている。粘性底層の厚さが増加すると、第 5 章の結果から考察すると、流路中央域から壁面方向へ投げ出された粒子が粘性底層にトラップされる粒子が増加すると考えられる。この粘性底層の厚さが増加する効果も粒子濃度が増加すると k_d を減少させる二次効果として考えられる。Fig. 6-9 に $C/\rho_g = 0.186$ と $C/\rho_g = 1.86$ の場合の径方向粒子濃度分布を比較して示した。高粒子濃度条件 $C/\rho_g = 1.86$ では壁面近傍の $R=0.44$ ($y^+=80$) 付近に粒子濃度の極大値が現れた。Fig. 6-4(b) を見ると、この極大値の位置は粘性底層厚さとほぼ一致している。よって、この粒子濃度が壁面近傍で極大値を形成するメカニズムは次のように説明できる。粒子濃度増加により乱流速度変動が減衰し、粘性底層厚さが増加する。そのため、壁面へ投げ出される粒子の壁面方向速度が減少し、多くの液滴が粘性底層を貫通できなくなる。粘性底層内に進入した粒子は主に抗力により減速され、粘性底層内に一度捕獲される。下向きの重力に対して上向きの流れとして解析しているため、重力の影響により粒子の速度は気相の流速よりも遅い。よって、これら粒子には、壁面から遠ざかる方向に揚力が発生する。その結果として、粘性底層を通過できなかった粒子は $R=0.44$ 付近に集中するのである。

6.4 本章のまとめ

円管内の気相乱流中に粒子が混在している流れ場における流路壁への粒子付着に及ぼす粒子濃度の影響について数値解析を用いて調査した。気相の乱流計算には非圧縮を仮定した Navier-Stokes 方程式を Large Eddy Simulation (LES) を用いて解いた。壁面座標系での Re 数は気相流速と粒子付着の関係をみるため、500 と 1000 の 2 ケースとした。粒子挙動はラグランジュ法を用いて、個々の動きを追跡した。粒子付着に及ぼす粒子濃度の影響を評価するため、Two-way 法を用いた。これは、気相から粒子と粒子から気相の双方向の作用を考慮する方法である。これらの解析から得られた主たる結論を以下にまとめる。

- 1) 解析結果によれば、粒子付着率は粒子濃度が増加するほど減少する。解析結果である粒子付着率の粒子濃度依存性は経験的な相関式と良く一致した。これは、粒子付着率の粒子濃度依存性を本解析モデルにより良く再現できていることを示し

ている。

- 2) 粒子濃度の増加とともに、特に高粒子濃度の条件では、気相の乱流変動速度は減少した。この傾向は、粒子付着率の傾向と同様であり、乱流変動速度と粒子付着率には強い相関がみられた。従って、粒子による乱流の変調が、高粒子濃度条件における粒子付着率の減少の主たる原因の一つと考えられる。また、粒子による乱流の変調は粘性底層厚さの増加を引き起こしていることにも注意が必要である。粘性底層厚さの増加は、粒子が粘性低層を貫通するための距離の増加ともなるため、粒子付着率を減少させる方向に作用する。

- 3) 解析結果から、次式を粒子付着率の相関式として提案する。

$$k_d^+ = 0.172 - 0.124(C/\rho_g) \quad (C/\rho_g < 0.344) \quad (6-31)$$

$$k_d^+ = 0.06(C/\rho_g)^{-0.719} \quad (C/\rho_g \geq 0.344) \quad (6-32)$$

これらの式は、粒子濃度が気相密度と同程度になると、乱流と粒子付着率特性に対して粒子の効果が顕著になってくることを示している。

<記号表>

A :	Surface area of channel wall (m^2)
C :	Particle concentration (kg/m^3)
C_D :	Drag coefficient
C_S :	Smagorinsky model constant
D :	Pipe diameter (m)
d_p :	Particle diameter (m)
f_D :	Drag force term (m/s^2)
f_L :	Lift force term (m/s^2)
f_{Saff} :	Saffman lift force term (m/s^2)
g :	Gravitational acceleration (m/s^2)
k_d :	Deposition coefficient (m/s)
L :	Pipe length (m)
m :	Mass (kg)
m_d :	Deposition rate ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$)
N :	The number of particles
N_d :	The number of deposited particles
P :	Pressure (Pa)
R :	Dimensionless radial position
Re :	Reynolds number
Re_τ :	Reynolds number based on wall unit ($= D \cdot u_\tau / \nu$)
r :	Radial position
S :	Deformation velocity tensor (1/s)
T :	Dimensionless time
t :	Time (s)
U :	Cross-sectional area-averaged velocity (m/s)
u :	Continuous phase velocity (m/s)
u_c' :	Fluctuation velocity component in cross-sectional direction
u_τ :	Friction velocity (m/s)
v :	Particle velocity (m/s)
V :	Volume of flow channel (m^3)
V_p :	Volume of a particle (m^3)
x :	Spatial coordinate (m)
y :	Spatial coordinate normal to wall (m)
z :	Spatial coordinate in flow direction (m)

(Greek letters)

Δ : Filter size (m)

ΔP : Differential pressure (Pa)

ΔT : Time interval (s)

δt : Time step (s)

δ_{ij} : Kronecker's delta

τ : Turbulent stress tensor (m^2/s^2) or relaxation time (s)

ν : Dynamic viscosity (m^2/s)

ρ : Density (kg/m^3)

(Superscripts)

$+$: Dimensionless value in wall unit based on u_τ for reference velocity and (ν/u_τ) for reference length

$'$: fluctuation component

(Subscripts)

g : Gas phase

i, j, k : Spatial directions

p : Particle

θ : Circumferential direction

r : Radial direction

τ : Wall unit

z : Axial direction

(Other symbols)

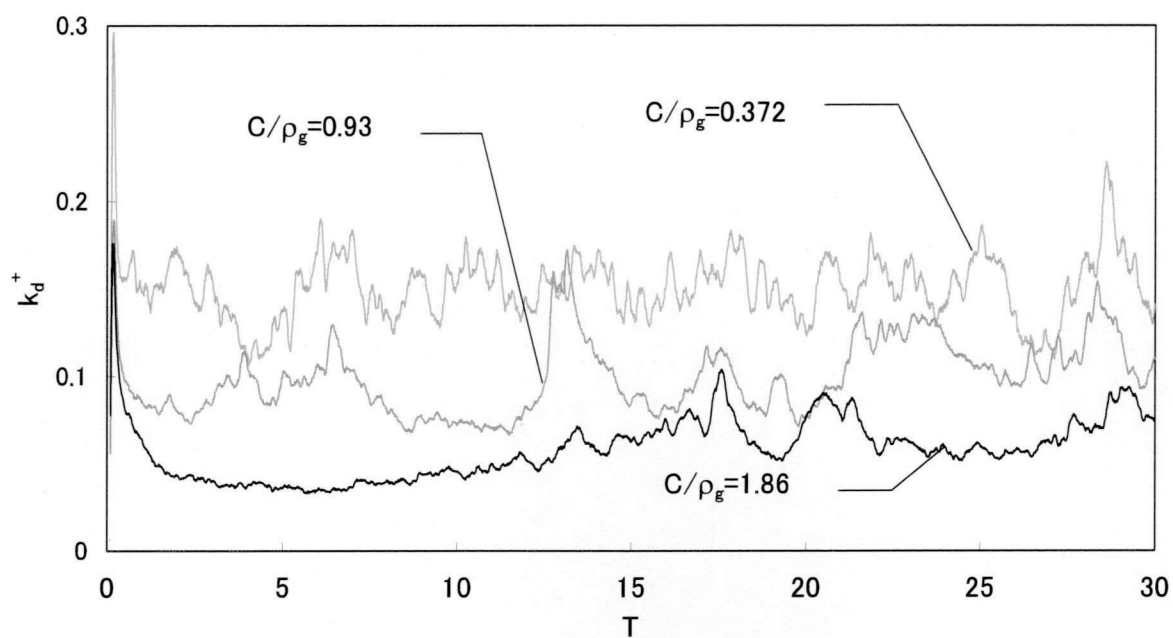
$\bar{}$: Grid-filtered value or Cross-sectional averaged value

$\hat{}$: Test-filtered value

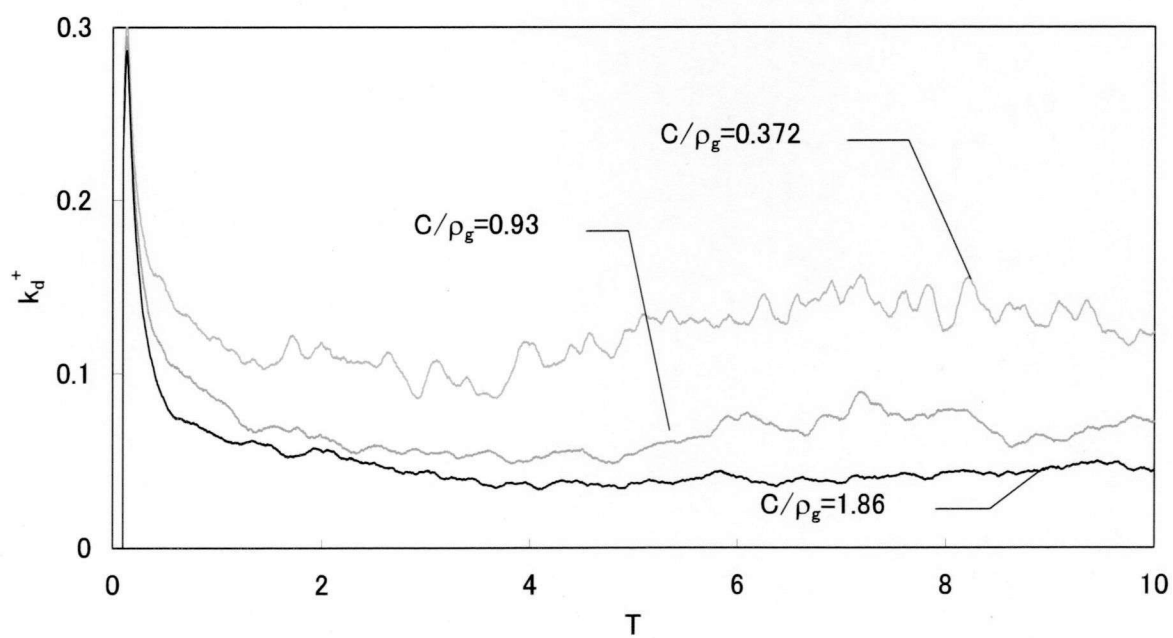
[参考文献]

- (6-1) D. D. McCoy, T. J. Hanratty, "Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow," *Int. J. Multiphase Flow*, **3**[4], 319 (1977).
- (6-2) S. Namie, T. Ueda, "Droplet transfer in two phase annular mist flow (Part 2, Prediction of droplet transfer rate)", *Bull. JSME* Vol. 16, No. 94, (1973)
- (6-3) P. Andreusi, B. J. Azzopardi, "Droplet transfer in two-phase annular flow", *Int. J. Multiphase Flow* **9**, 697 (1983).
- (6-4) D. G. Govan, "Modeling of vertical annular and dispersed two-phase flow", PhD Thesis, University of London (1990)
- (6-5) T. Okawa, I. Kataoka, "Correlations for the mass transfer rate of droplets in vertical upward annular flow", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, 4766 (2005).
- (6-6) A. Soldati P. Andreussi, "The influence of coalescence on droplet transfer in vertical annular flow", *Chem. Eng. Sci.* Vol. 51, No. 3, 353 (1996).
- (6-7) Y. Mito, T. Hanratty, "Effect of feedback and inter-particle collisions in an idealized gas-liquid annular flow", *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 32, 692 (2006).
- (6-8) Y. Yamamoto, T. Okawa, "Effects of particle relaxation time and continuous phase Reynolds number on particle deposition in vertical turbulent pipe flows", *J. Nucl. Sci. Technol.* Vol.46, No.4, 382 (2009)
- (6-9) Q. Wang, K. D. Squires, "Large eddy simulation of particle deposition in a vertical turbulent channel flow," *Int. J. Multiphase Flow*, **22**[4], 667 (1996).
- (6-10) J. B. McLaughlin, "Aerosol particle deposition in numerically simulated channel flow," *Phys. Fluids A*, **1**[7], 1211 (1989).
- (6-11) J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment," *Mon. Weather Rev.*, **91**, 99 (1963)
- (6-12) D. K. Lilly, "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method," *Phys. Fluids A*, **4**[3], 633 (1992).
- (6-13) Y. Kato, T. Tanahashi, "Finite-element method for three dimensional incompressible viscous flow using simultaneous relaxation of velocity and Bernoulli Function (Flow in a Lid-driven cubic cavity at $Re=5000$)," *JSME Int. J. Series II*, **35**[3], 346 (1992).
- (6-14) R. Clift, J. R. Grace, M E. Weber, "Bubbles, Drops, and Particles," *Academic Press, Inc.* (1978).
- (6-15) P. G. Saffman, "The lift force on a small sphere in a slow shear flow," *J. Fluid Mech.*, **22**, 385 (1965).
- (6-16) R. Mei, "An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number," *Int. J. Multiphase Flow*, **18**[1], 145 (1992).

- (6-17) J. D. Kulick, J. R. Fessler, J. K. Eaton, "Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow," *Journal of Fluid Mechanics*, **277**, 109 (1994).



(a) $Re_\tau = 500$



(b) $Re_\tau = 1000$

Fig. 6-1 Time histories of dimensionless deposition coefficient

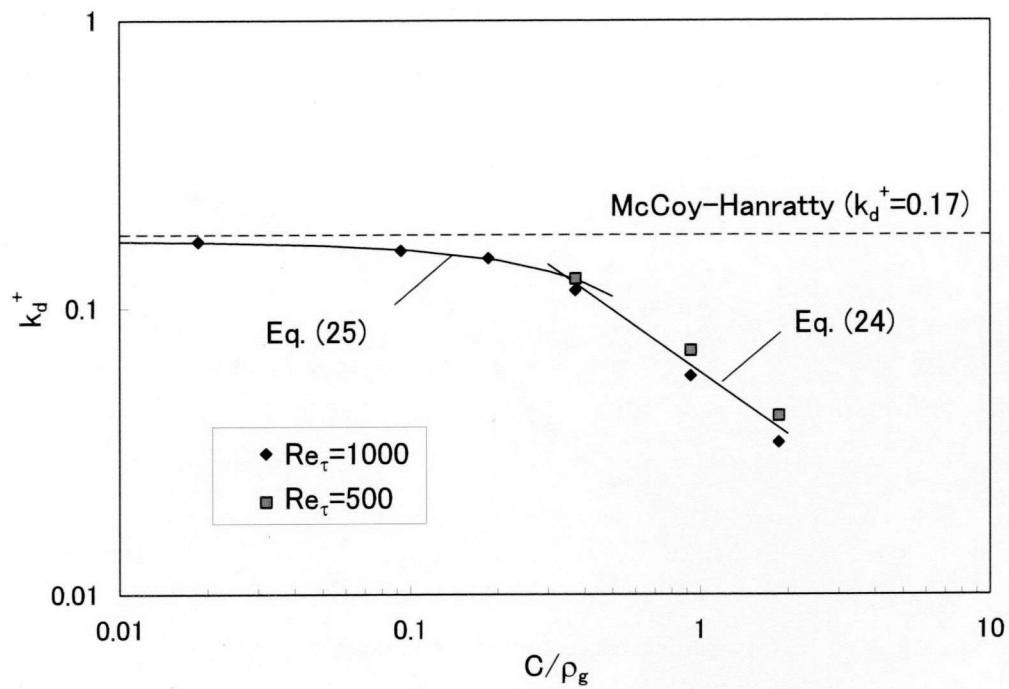


Fig. 6-2 Relationship between dimensionless deposition coefficient and normalized droplet concentration

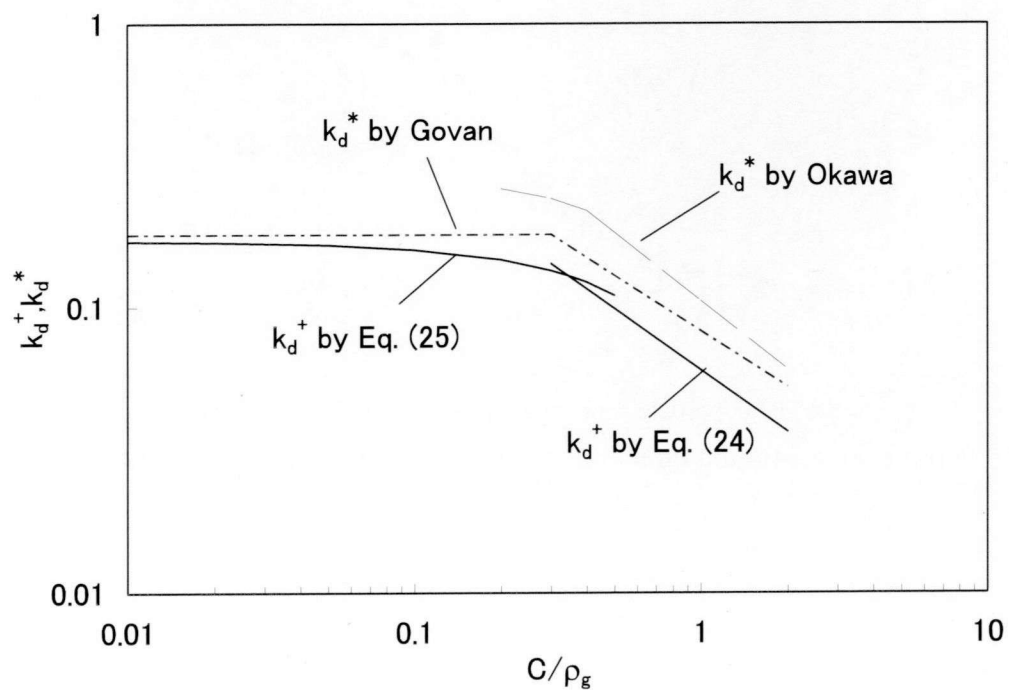
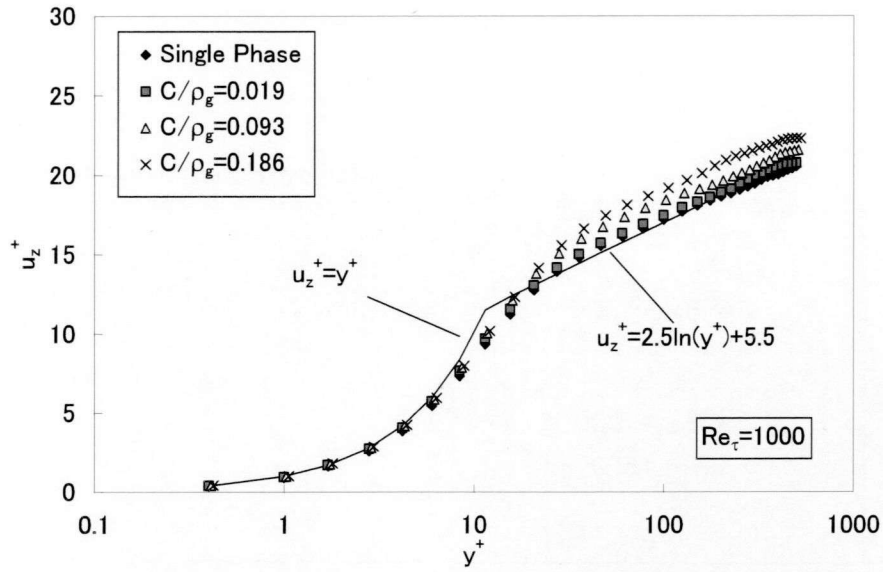
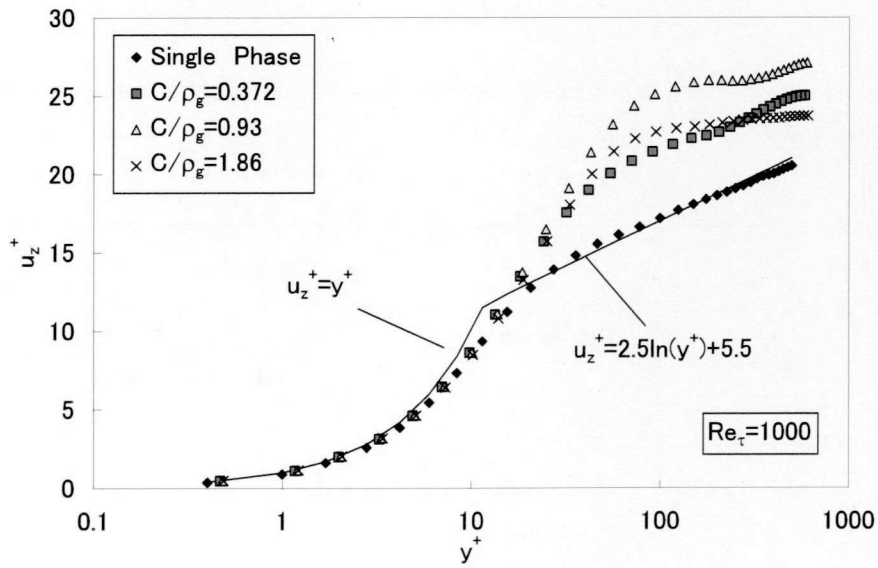


Fig. 6-3 Comparison of Deposition correlations



(a) Low particle concentration conditions ($C/\rho_g < 0.2$)



(b) High particle concentration conditions ($C/\rho_g > 0.37$)

Fig. 6-4 Particle concentration effect on continuous phase velocity distribution

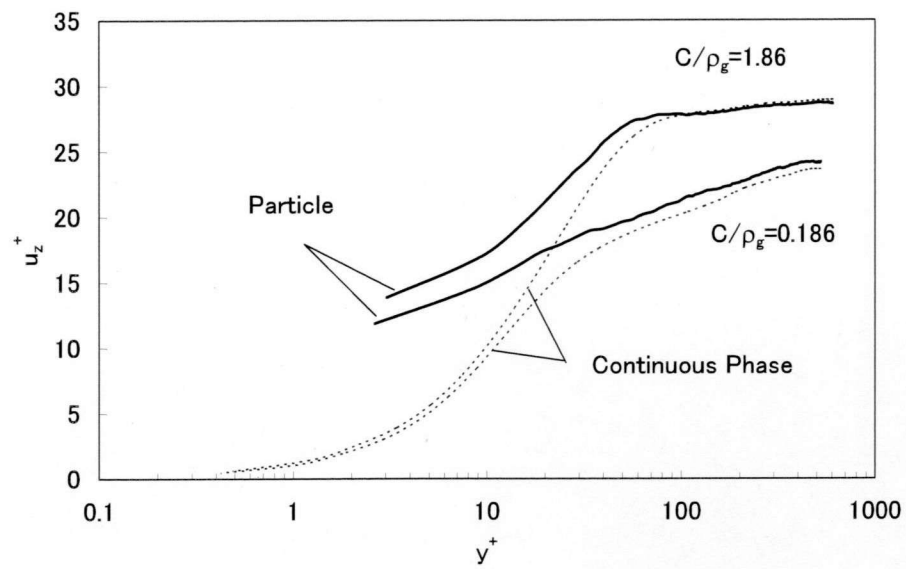
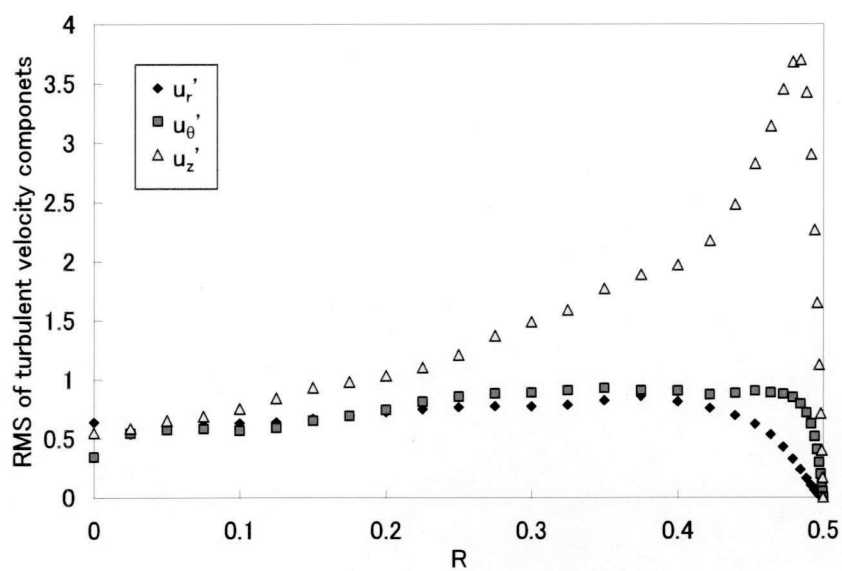
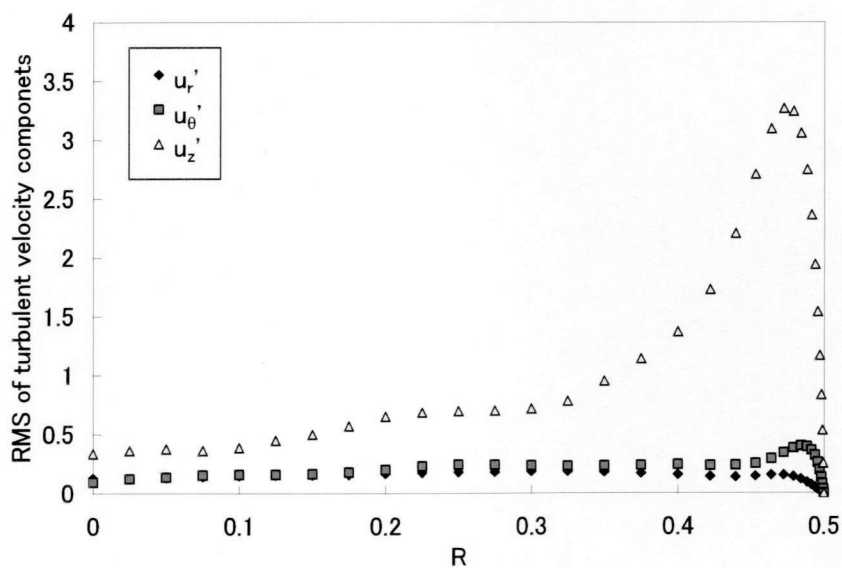


Fig. 6-5 Comparison of averaged particle velocity with continuous phase velocity



(a) $C/\rho_g = 0.186$



(b) $C/\rho_g = 1.86$

Fig. 6-6 Radial distribution of turbulent fluctuation velocities of continuous phase when $Re_\tau = 1000$

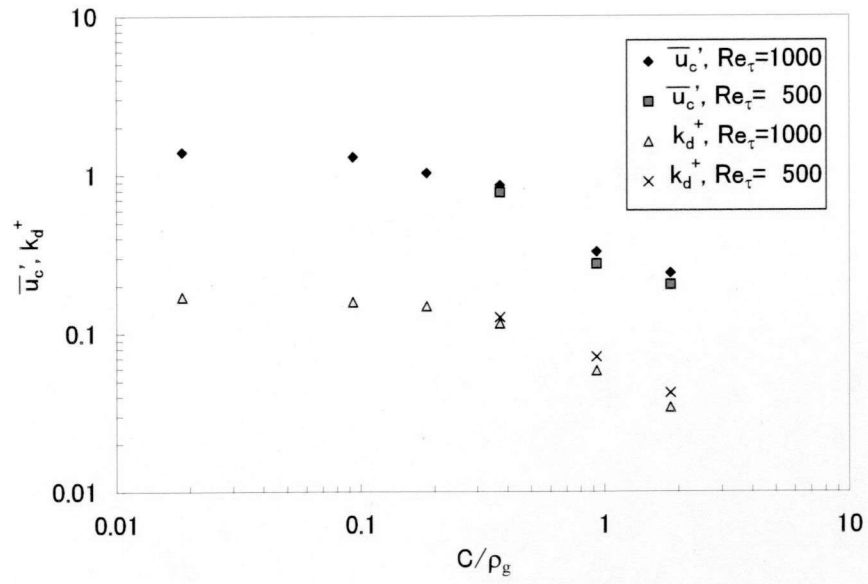


Fig. 6-7 Relation between turbulent fluctuation in cross-sectional direction and particle concentration

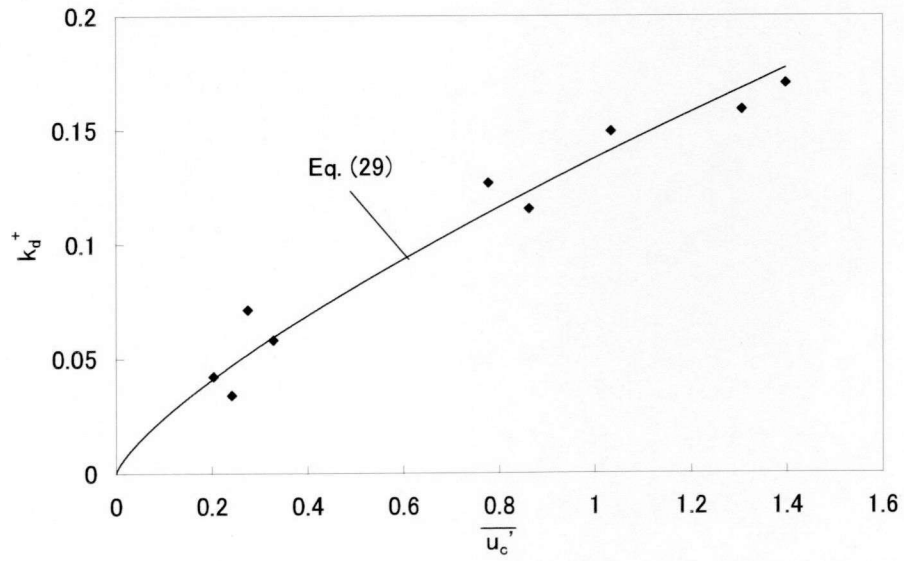


Fig. 6-8 k_d^+ compared with fluctuation velocity in cross-sectional direction

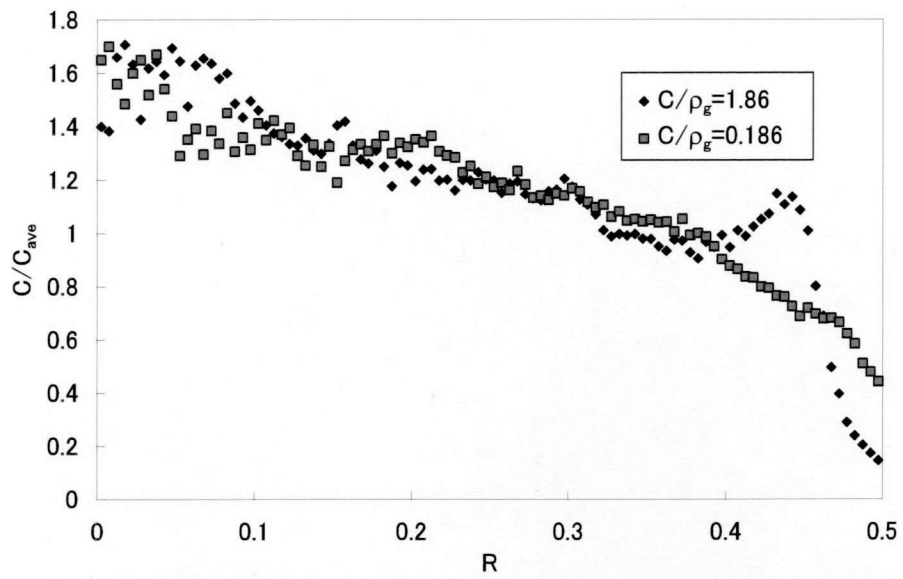


Fig. 6-9 Comparison of particle concentration distribution

第7章 結論

BWR 燃料集合体の限界出力予測するためのサブチャンネル解析では、実験結果に基づいてチューニングする必要がある、本来の意味での予測は困難であった。本研究は、この課題を解決することを目的として実施した。

第2章では「BWR 燃料の沸騰遷移現象」について論じた。特に、流れによって生ずる燃料棒の振動抑制、および燃料棒間隔を保持するため複数個のスペーサが BWR 燃料の沸騰遷移現象及ぼすメカニズムについて、実験的に解明を試みると共に、サブチャンネル解析と CFD 解析を組み合わせることでスペーサ形状による限界出力変化の予測を試みた。その結果、下記の知見を得た。

- (1) BT はスペーサ直上流で初めに発生し、出力の増大に従い上流へ拡大する。また、スペーサ内部では BT は生じにくい。
- (2) BT が発生するスペーサ直上流に非発熱部を設けたとしても、限界出力は非発熱部を設けない場合と比較して変化しない。この結果より、スペーサの直上流でスペーサの影響により液膜の流れが阻害され、限界出力を低下させる効果は小さいものと考えられる。
- (3) スペーサ形状による限界出力変化を、スペーサによる蒸気流の乱れによる液滴付着促進効果に着目してモデル化した。さらに、内管発熱の二重管流路において、リング型スペーサの形状が変化した場合の限界出力変化を予測し、測定データと比較した。発熱管とリング型スペーサのクリアランス、およびリング型スペーサの部材厚さを変化させた場合の限界出力変化測定値と予測値の傾向は定性的に一致した。
- (4) 予測精度を向上させる要因として、スペーサ下流の蒸気流の乱れによる液滴付着増加量評価の高度化とともに、部材に衝突した液滴の飛散による液滴付着増加、および液膜とスペーサ部材の干渉による液滴発生増加量等の考慮を指摘した。

第3章では、第2章の知見をさらに発展させ、スペーサが蒸気流中の液滴を燃料棒表面へ付着させる効果があると考えて、有限要素法ベースの液滴挙動解析コードを用いて、平板間流路中に構造物が存在する流れ場の液滴挙動を解析した。この結果、限界出力の傾向と液滴付着数の傾向が一致したことから、構造物形状を変更した場合の限界出力変化を予測できる可能性が考えられた。さらに、実機 BWR 燃料スペーサである格子型と丸セル型のスペーサを模擬したスペーサ周りの解析を実施し、液滴付着効果を評価した。その結果、限界出力が高い丸セル型スペーサの方が液滴付着促進効果は高いとの計算結果が得られ、限界出力の傾向と一致することを示した。

また、スペーサによる液滴付着促進効果としては、スペーサ前面に衝突した液滴がスペーサ前面に生じるロッド表面へ向かう流れに乗ってロッドへ向かう効果、およびスペーサ下流で発生する渦によってロッドへ向かう効果であることを指摘した。

第4章では、第2章、3章の知見を反映し、様々な燃料スプレー形状の限界出力を予測して実験結果との比較を実施した。サブチャンネル解析コードには様々な相関式が用いられているが、それら相関式は、通常、円管流路などの単純な測定しやすい流路を用いた試験データに基づいて開発されている。BWR 燃料集合体の限界出力予測では液滴付着の影響が大きいと考え、LES による連続相乱流解析と液滴模擬粒子の乱流中の挙動をラグランジュ法を用いて解析することにより、円管流路体系と4本の管で囲まれる1サブチャンネル流路の液滴付着率を比較した。その結果、サブチャンネル流路の液滴付着率は円管体系の約1/2であった。液滴付着率相関式をサブチャンネル解析に用いる場合には、流路形状の液滴付着率への影響を考慮する必要があることがわかった。さらに第3章で述べたスプレーよる液滴付着への影響評価手法を定量化し、流路形状の液滴付着率への影響を考慮したサブチャンネル解析と組み合わせることによりスプレー形状変化による限界出力への影響を定量的に評価可能であることを示した。

第5章では、第4章において、円管と管群の1サブチャンネル流路の液滴付着率解析を実施し比較したが、この時点で粒子の運動方程式に抗力のみ考慮しており、揚力の影響は考慮していなかった。そこで、完全に発達した円管内乱流中の粒子緩和時間と気相 Re 数の粒子付着率に及ぼす影響について、粒子に加わる抗力に加えて揚力も考慮した数値解析を用いて調査した。気相乱流場の計算には LES を用い、粒子挙動の計算にはラグランジュ法を用いた。粒子の気相空間に締める割合は希薄であるとして、粒子は気相乱流に影響を及ぼさないと仮定した。粒子付着率の解析結果は、せん断力に起因する揚力を粒子の運動方程式に考慮することにより、既存の実験式や実験結果と比較的良く一致した。これまでの研究者により緩和時間の小さい粒子は、気相速度の非常に小さい粘性底層内に捕獲されてしまうことを報告している。この粘性底層に進入した粒子には慣性力、および揚力が粒子付着を生じさせる側に作用し、抗力がそれを妨げる方向に作用する。粒子緩和時間が小さくなるほど粒子付着率が減少するが、これは抗力の影響が増加するためであり、また揚力の影響が顕著になる。連続相の Re 数は揚力に影響する結果、粒子付着率に影響を及ぼすことが示された。

一方、緩和時間が大きい粒子の場合には、粘性底層は粒子挙動にはほとんど影響を及ぼさない。この研究では計算初期の断面方向速度を0と設定しているので、粒子が断面方向に十分な速度成分を得るに要する時間は、粒子付着率を決める前提となる。抗力は粒子に断面方向の速度成分を与える主要因であるので、小さい粒子の場合とは異なり、大きい粒子の場合には、抗力が粒子付着を促す主な力である。緩和時間が大きくなるほど粒子付着率が低下しているが、これは粒子の慣性力に比べて抗力の影響が相対的に小さくなることによる。無次元化された緩和時間は、乱流中の粒子付着を整理・理解するパラメータとして用いられてきた。しかし、抗力は緩和時間のみに依存するわけではなく、Re 数にも依存する。これが、連続相の Re 数により、粒子付着係数と緩和係数の関係が影響を受ける理由

である。従って、粒子付着率のパラメータとしては、緩和時間が重要なパラメータであることは間違いないが、連続相の Re 数も無視できないことがわかった。

また解析によれば、 τ^+ が 20 以下の小さい粒子は主に揚力によって壁面へ付着した。 $20 < \tau^+ < 100$ の粒子に対しては慣性力と揚力の両方が影響し、それよりも大きい粒子に対しては、慣性力が粒子付着を妨げる方向に作用するようになることが示された。

第 6 章では、第 5 章をさらに発展させ、円管内の気相乱流中に粒子が混在している流れ場における流路壁への粒子付着に及ぼす粒子濃度の影響について LES を用いて調査した。壁面座標系での Re 数は気相流速と粒子付着の関係を調べるため、500 と 1000 の 2 ケースとした。粒子挙動はラグランジュ法を用いて、個々の動きを追跡した。粒子付着に及ぼす粒子濃度の影響を評価するため、“Two-way”法を用いた。これは、気相から粒子と粒子から気相の双方向の作用を考慮する方法である。これらの解析から得られた主たる結論を以下にまとめる。

- 1) 解析結果によれば、粒子付着率は粒子濃度が増加するほど減少する。解析結果である粒子付着率の粒子濃度依存性は経験的な相関式と良く一致した。これは、粒子付着率の粒子濃度依存性を本解析モデルにより良く再現できていることを示している。
- 2) 粒子濃度の増加とともに、特に高粒子濃度の条件では、気相の乱流変動速度は減少した。この傾向は、粒子付着率の傾向と同様であることから、乱流変動速度と粒子付着率には強い相関がみられる。従って、粒子による乱流の変調が、高粒子濃度条件における粒子付着率の減少の主たる原因の一つと考えられる。また、粒子による乱流の変調は粘性底層厚さの増加を引き起こしていることにも注意が必要である。粘性底層厚さの増加は、粒子が粘性低層を貫通するための距離の増加ともなるため、粒子付着率を減少させる方向に作用する。
- 3) 解析結果から、次式を粒子付着率の相関式として提案する。

$$k_d^+ = 0.172 - 0.124(C/\rho_g) \quad (C/\rho_g < 0.344) \quad (6-31)$$

$$k_d^+ = 0.06(C/\rho_g)^{-0.719} \quad (C/\rho_g \geq 0.344) \quad (6-32)$$

この 2 式は、粒子濃度が気相密度と同程度になってくると、乱流と粒子付着率特性に対して粒子濃度の効果が顕著になってくることを示している。

以上、第 2 章から第 4 章において、液滴模擬粒子の挙動解析による燃料スプレー効果評価を実施することで燃料スプレーによる液滴付着促進効果を評価し、サブチャンネル解析に反映することで BWR 燃料の限界出力予測を可能とすることができた。さらに、第 5 章と第 6 章において、限界出力に重要な液滴付着率に関する知見を乱流流路中の液滴模擬粒子の挙動解析により把握することができた。

また、本研究では、サブチャンネル解析手法というマクロな解析手法に液滴挙動解析と

いうよりマイクロな手法を組み合わせ、BWR燃料の限界出力予測を行ったが、このように、より詳細な二相流解析結果から得られる情報を、よりマクロな二相流解析に入力値や相関式という形で反映させることで、二相流解析評価における実験相関式あるいは経験則への依存度を低減し得ることを示した。

謝 辞

本論文は、著者が（株）東芝の原子力技術研究所（当時）に 1992 年に異動して以来取り組んできた、沸騰水型原子炉燃料集合体の除熱性能である限界出力の数値解析的な予測に関する研究をまとめたものである。

本論文をまとめるにあたり、大阪大学（現電気通信大学）大川富雄教授には多くのご指導、助言を頂きました。第 5 章、第 6 章は大川先生との共同研究の成果でもあります。光武徹博士には、（株）東芝・原子力技術研究所に異動した後、サブチャンネル解析はもちろん、二相流全般に関してご指導頂き、本研究を進めるにあたり多大なサポートを頂きました。本研究は光武氏との多くの議論が土台となっています。当時グループ長（現早稲田大学）の師岡愼一教授には研究を進めるに際して背中を押していただきました。また、社内の同僚、さらに本研究の学会発表等を通じて知己を得た社外の方々からも様々なご意見・コメントをいただくことができました。その中で、大阪大学の片岡勲先生や大川富雄先生に関心を持って頂いたことが本論文をまとめるきっかけとなりました。また、慶應義塾大学において故安藤常世先生には流体力学を、棚橋隆彦先生には数値流体力学をご教授いただきました。以上の各氏に深く感謝致します。

最後に、本論文の作成、審査に際しご指導頂いた大阪大学工学研究科機械工学専攻・片岡勲教授、論文審査では同大学・赤松史光教授、吉田憲司准教授にお世話頂きました。深く感謝の意を表します。

なお、本論文における、第 5 章、第 6 章には、旧電源開発促進対策特別会計法及び特別会計に関する法律（エネルギー対策特別会計）に基づく文部科学省からの受託事業として大阪大学が実施した平成 17 年度、平成 18 年度及び平成 19 年度に実施された「ミリチャンネル二相熱流動場の高信頼性予測実現のための研究開発」の成果を含みます。

