

JAERI-M
92-033

高転換軽水炉 CHF 実験データを用いた
DNB メカニスティックモデルの評価

1992年3月

岩村 公道・渡辺 博典・大久保 努
新谷 文将・村尾 良夫

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1992

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 株原子力資料サービス

高転換軽水炉 CHF 実験データを用いた DNB メカニスティックモデルの評価

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

岩村 公道・渡辺 博典・大久保 努

新谷 文将・村尾 良夫

(1992年2月4日受理)

軽水炉 (LWR) の DNB (核沸騰離脱) 発生は、実験相関式を用いて予測する手法が一般的である。ところで、これらの相関式は、必ずしも物理的基盤に立脚しておらず、実験データのベストフィットにより求めた任意定数を含んでいるので、その適用範囲は相関式の導出に用いたテスト部の形状及び実験条件範囲に限定されている。近年、DNB 予測手法をより一般化するため、DNB 発生メカニズムの物理的考察に基づくメカニスティックモデルもいくつか提案されている。しかしながら、これらのモデルを新型 LWR の設計に適用するには、予測精度の検証が不十分な段階である。

本報告書では、代表的な DNB メカニスティックモデルを調査し、各モデルによる限界熱流束計算値と、高転換軽水炉体系での限界熱流束実験データとの比較を行った。限界熱流束実験は、軸方向出力分布を有する三角配列 7 本ロッドからなる模擬ハンドルを用いて、圧力 16 MPa、質量速度 $800 \sim 3100 \text{ kg/s.m}^2$ 、出口クオリティー $0.07 \sim 0.19$ の範囲で実施した。実験と比較したメカニスティックモデルは、発熱面近傍の気泡充満限界モデルとして、1) Weisman - Pei、及び 2) Chang - Lee、薄液膜ドライアウトモデルとして、3) Lee - Mudawwar、4) Lin - Lee - Pei、及び 5) Katto の 5 種類のモデルである。

実験データとの比較の結果、以上のモデルのなかでは、Weisman - Pei モデルによる計算値が実験値と最も良い一致を示した。各モデルに含まれる実験定数に関して感度解析を行い、実験定数が限界熱流束計算値に及ぼす影響を明らかにした。また、計算の過程で得られる各種物理量について比較した結果、モデル相互に大きな相違が認められた。

今後、DNB 発生機構を明らかにし、物理現象に立脚した一般性のあるメカニスティックモデルを構築するためには、DNB 発生時の発熱面近傍の流動現象の詳細な観察が不可欠である。

Evaluation of Mechanistic DNB models Using HCLWR CHF Data

Takamichi IWAMURA, Hironori WATANABE, Tsutomu OKUBO

Fumimasa ARAYA and Yoshio MURAO

Department of Reactor Engineering

Tokai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 4, 1992)

An onset of departure from nucleate boiling (DNB) in light water reactor (LWR) has been generally predicted with empirical correlations. Since these correlations have less physical bases and contain adjustable empirical constants determined by best fitting of test data, applicable geometries and flow conditions are limited within the original experiment ranges. In order to obtain more universal prediction method, several mechanistic DNB models based on physical approaches have been proposed in recent years. However, the predictive capabilities of mechanistic DNB models have not been verified successfully especially for advanced LWR design purposes.

In this report, typical DNB mechanistic models are reviewed and compared with critical heat flux (CHF) data for high conversion light water reactor (HCLWR). The experiments were performed using triangular 7-rods array with non-uniform axial heat flux distribution. Test pressure was 16 MPa, mass velocities ranged from 800 to 3100 kg/s·m² and exit qualities from -0.07 to 0.19. The evaluated models are: 1) Weisman-Pei, 2) Chang-Lee, 3) Lee-Mudawwar, 4) Lin-Lee-Pei, and 5) Katto. The first two models are based on near-wall bubble crowding model and the other three models on sublayer dryout model.

The comparison with experimental data indicated that the Weisman-Pei model agreed relatively well with the CHF data. Effects of empirical constants in each model on CHF calculation were clarified by

sensitivity studies. It was also found that the magnitudes of physical quantities obtained in the course of calculation were significantly different for each model. Therefore, microscopic observation of the onset of DNB on heated surface is essential to clarify the DNB mechanism and establish a general DNB mechanistic model based on physical phenomenon.

Keywords: Critical Heat Flux, Departure from Nucleate Boiling,
Thermal-hydraulics, Two-phase Flow, Mechanistic Model,
High Conversion Light Water Reactor

目 次

1. 序 論	1
2. DNB メカニスティックモデルの調査	2
2.1 Weisman - Pei モデル	2
2.2 Chang - Lee モデル	4
2.3 Lee - Mudawwar モデル	6
2.4 Lin - Lee - Pei モデル	8
2.5 Katto モデル	10
3. 実験との比較及び検討	14
3.1 高圧小型水ループによる DNB 実験	14
3.2 サブチャンネル解析	14
3.3 メカニスティックモデルとの比較	15
3.4 実験定数に関する感度解析	16
3.5 メカニスティック DNB モデルの検証及び改良の手法	18
4. 結 言	44
謝 辞	44
参考文献	45
付録A DNB メカニスティックモデルの計算方法	46
A. 1 Weisman - Pei モデルの計算方法	46
A. 2 Chang - Lee モデルの計算方法	50
A. 3 Lee - Mudawwar モデルの計算方法	54
A. 4 Lin - Lee - Pei モデルの計算方法	58
A. 5 Katto モデルの計算方法	63

Contents

1. Introduction	1
2. Review of DNB Mechanistic Models	2
2.1 Weisman-Pei Model	2
2.2 Chang-Lee Model	4
2.3 Lee-Mudawwar Model	6
2.4 Lin-Lee-Pei Model	8
2.5 Katto Model	10
3. Comparison with Experiments and Discussion	14
3.1 DNB Experiments with High Pressure Water Loop	14
3.2 Subchannel Analysis	14
3.3 Comparison with Mechanistic DNB Models	15
3.4 Sensitivity Analysis with Respect to Empirical Constants	16
3.5 Verification and Improvement Procedures of Mechanistic DNB Models	18
4. Conclusion	44
Acknowledgment	44
References	45
Appendix A Calculational Procedures of Mechanistic DNB Models	46
A.1 Weisman-Pei Model	46
A.2 Chang-Lee Model	50
A.3 Lee-Mudawwar Model	54
A.4 Lin-Lee-Pei Model	58
A.5 Katto Model	63

1 . 序 論

軽水炉においては、通常運転時及び異常な過渡変化時において燃料棒の健全性を保持するため、燃料棒の最大表面熱流束が限界熱流束（C H F）を越えないように熱出力が制限されている。限界熱流束とは、原子炉出力が上昇し、燃料棒表面熱流束が冷却材による除熱能力を越えて、核沸騰状態が維持できなくなる限界の熱流束として定義される。燃料棒表面熱流束がC H Fを越えると、表面温度が上昇し、燃料破損に至る可能性があるため、C H Fの精度の高い予測手法の確立が原子炉設計上重要である。

限界熱流束の発生機構としては、沸騰水型軽水炉（B W R）の通常運転時及び加圧水型軽水炉（P W R）の事故時のような高クオリティ条件下では、加熱面に形成される液膜が消失する液膜ドライアウトメカニズムに基づき、P W Rの通常運転時のような低クオリティ条件下では、燃料棒表面での伝熱形態が除熱能力の高い核沸騰状態から離脱し、除熱能力の低い遷移沸騰状態に推移するD N B (departure from nucleate boiling)メカニズムに基づくとされている。このうち液膜ドライアウトに関しては、沸騰二相流の液相を液滴相と液膜相に分割し、さらに蒸気相を合わせた3流体モデルを採用することにより、解析的に取り扱う方法が確立している。しかしながら、D N B 発生機構に関しては、各種の実験的観察及び理論的検討がなされているが、まだ統一的なメカニズムは明らかとなっていない。従って、D N B メカニズムの解明がP W R型原子炉の熱水力設計を進める上で重要である。

限界熱流束を評価する方法としては、対象とする体系をできるだけ正確に模擬したテスト部を製作し、実炉と同等の熱水力条件下で試験を実施して、実験相関式を導出する手法が一般的である。この方法により、多数の相関式が作成され、原子炉設計に利用されている。しかしながら、これらの相関式はD N B の現象論的なメカニズムに基づくものではないので、その適用可能範囲は原則として準拠した実験データの条件、用いたテスト部の形状等の範囲内に限定されており、実験範囲外に適用する場合には、新たに実験を実施して、相関式の適用性及び限界を確認する必要がある。

今後、現行軽水炉と炉心形状が大幅に異なる新型炉の設計研究を実施する際には、設計段階でのすべての形状を模擬した大規模テスト部によるC H F試験の実施は困難であり、特定の体系に依存しない、より一般的なC H F予測手法の開発が望まれている。このため、D N B 発生機構を物理的に模擬した、いわゆるメカニスティックモデルの構築が必要となる。原研では、高転換軽水炉の熱水力学的成立性研究⁽¹⁾の一環として、平成元年度より、高圧小型水ループ⁽²⁾を用いて、軸方向出力分布のついた各種テスト部による高転換P W R体系での限界熱流束実験を実施している。本報では、これらの試験データを用いて、代表的なD N B メカニスティックモデルの評価を行い、既存モデルの問題点を考察するとともに今後の研究の方向を示す。

2. DNBメカニスティックモデルの調査

DNBのメカニスティックモデルについてはかなり以前から研究がなされており、例えばHewittによるレビュー⁽³⁾にまとめられている。しかしながら、メカニズムの基礎となる実験的裏付けはまだ不十分であり、現状は一般的に支持されるモデルの完成にはほど遠い状況である。

本章では、メカニスティックモデル研究の現状を把握するため、比較的最近提案された主要なモデルについて、基本モデル、構成モデル、実験定数、及びオリジナルデータベースについて述べる。以下のモデルのうち、Weisman - Peiモデル^{(4), (5), (6)}及びこれを改良したChang - Leeモデル⁽⁷⁾は、加熱面近傍での気泡充満限界モデルに基づき、Lee - Muddawar^{(8), (9)}、Lin - Lee - Pei⁽¹⁰⁾及びKatto^{(11), (12), (13)}の各モデルは、加熱面と蒸気スラグの間に形成される薄液膜(sublayer)のドライアウトモデルに基づいている。なお、この他に、Tongらが提唱した境界層剥離モデル⁽¹⁴⁾があるが、最近はほとんど用いられていないので、省略する。

通常、メカニスティックモデルは、物理現象をなるべく忠実に表現しようとするため、かなり複雑な構成をしており、しばしば繰り返し計算等を含むため、実際の計算手順が複雑になっている。この点がメカニスティックモデルを実際に適用する際の妨げともなっている。そこで、付録Aには、以上の5モデルに基づいて、バンドル体系でサブチャンネル解析コードと組み合わせて限界熱流束を計算するための具体的手順を述べる。

2. 1 Weisman - Pei モデル

(1) 文献： ①基本モデルの導出⁽⁴⁾

- ②バンドル体系への適用（サブチャンネル解析併用）⁽⁵⁾
- ③高ボイド率(0.8)まで適用⁽⁶⁾

(2) 基本モデル

気泡充満限界モデル (Bubble crowding limited dryout)

考え方

サブクールまたは低クオリティ沸騰条件下では、加熱面にそって気泡層(bubbly layer)が形成され、DNB発生時にはこの気泡層が成長し、壁面近傍の乱流渦による気泡の壁面垂直方向移動が十分起らない限界まで厚くなり、気泡層内のボイド率がある限界値を越えるとDNBが発生すると仮定する。Fig. 2.1 に示すように、本モデルでは、流動状況を発熱面近傍の気泡層(bubbly layer)と主流であるコア層(core region)に分割している。気泡層内のボイド率は、層境界において、蒸気のコア層側への流れと水の気泡層側への流

れのバランスにより決定される。ここで、両層間の質量流量は、層境界における乱流輸送モデルによる。

(3) 構成モデル

1. 限界ボイド率及び気泡層内クオリティ

気泡層内の気泡が独立に存在できる最大ボイド率を限界ボイド率とする。ここで、写真データにより、気泡層内の気泡は長径:短径=3:1の楕円形状を有すると仮定し、この形状の気泡がちょうど相互に接触して無限に続くとすると、限界ボイド率は0.82となる。

気泡層内ではスリップがないと仮定してボイド率よりクオリティを求める。

2. 気泡離脱点のエンタルピー

Levyのサブクール沸騰モデルを使用する。

3. 乱流によるコア層から気泡層への質量移動速度

気泡層を二相均質流とみなしLee-Durstによる単層流速度変動と壁面からの距離の関係を気泡層に適用する。気泡層の厚さ（二相混合流におけるPrandtl混合長）は気泡径の κ （定数）倍と仮定する。以上の仮定により、気泡層境界における乱流強度 i_b が求められる。乱流速度変動成分はPeiの方法により求める。なお、二相流による乱流促進効果は気液密度比の関数として実験定数により表示する。

4. 気泡径

Levyのモデルで浮力の項を無視して求める。

5. ボイド率分布

$\alpha > 0.6$ の高ボイド率領域では、流路内のボイド率分布を考慮した実効ボイド率を用いて、DNBメカニズムの適用上限に相当する $\alpha = 0.8$ まで適用範囲を拡張している（文献(6)）。

(4) 実験定数

2個

a : 乱流強度における二相流増倍係数

κ : 気泡層の厚さと気泡径の比

なお、Chan-Leeモデルでは限界ボイド率は実験定数(0.7~0.82)としているので、4章の感度解析においては、本モデルでも限界ボイド率を実験定数として扱う。この場合には実験定数は3個となる。

(5) オリジナルデータベース

流体 = 水

形状 = 一様加熱円管

$$P = 20 - 205 \text{ bars} \quad (2.0 - 20.5 \text{ MPa})$$

$$G = 3.5 \times 10^6 - 49 \times 10^6 \text{ kg/h.m}^2 \quad (972 - 13611 \text{ kg/s.m}^2)$$

$$L = 0.35 - 360 \text{ cm} \quad (0.0035 - 3.6 \text{ m})$$

$$D = 0.115 - 3.75 \text{ cm} \quad (1.15 - 37.5 \text{ mm})$$

$$\alpha^{\text{CHF}} \leq 0.6$$

2. 2 Chang-Lee モデル

(1) 文献: (7)

(2) 基本モデル

Weisman-Peiの気泡充満限界モデル⁽⁴⁾を改良考え方

Changらは、Weisman-Peiモデルの考え方を支持しつつも、本モデルでは、気泡層内ボイド率を、乱流による速度変動に基づく気泡層ーコア層の界面での気液の移動量のバランスにより決定しているため、構成モデルが複雑となり、DNB現象の構成式依存性が強いと批判している。Chang-Leeモデルは、この点を改善するため、基本的な枠組みはWeisman-Peiモデルを使用するが、不確実性を有する二相乱流モデルは採用せず、質量、エネルギー、運動量のバランスに基づく、より基本的なメカニスティックモデルを採用している。

(3) 構成モデル

1. 限界混合質量速度

DNB発生時には、気泡層からコア層への質量速度とコア層から気泡層への質量速度が等しくなると仮定する。この質量速度（限界混合質量速度）は、気泡層とコア層の界面での力のバランスで決まるとする。即ち、Weisman-Peiモデルでは、コア層から気泡層への質量速度が乱流強度と実効速度変動成分により表現されたのに対して、本モデルでは、界面の摩擦係数により決定される（浮力及び加速効果は無視）。

2. サブクール沸騰モデル

フロークオリティをLevyのprofile-fit methodにより求める。但し、このモデルは離脱気泡の凝縮がある状況下では適用できないので、この場合には気泡凝縮モデルをフロークオリティ計算上考慮すべきである。

3. 気泡離脱点のサブクールエンタルピー

著者らは気泡離脱点すなわち正味蒸気発生開始点を決定するため、Levy, Saha-Zuber, 及びRogers et al. のサブクール沸騰モデルを使用して感度解析を行った結果、Levyのモデルを推奨している。

4. ボイド率モデル

Zuber-Findlayのドリフトフラックスモデルを採用している。ただし、Concentration parameterはDixのモデル、Drift velocityはMoodyのモデルを用いている。

5. 気泡層内限界ボイド率

気泡層内限界ボイド率 α_b は、0.7と0.82の間で実験値のフィットにより決定し、実験定数とみなしている。

ここで、0.7 : Larsen and Tong 球状気泡の充満

0.82: Weisman-Pei 気泡の扁平化(3:1)考慮

なお、文献(7)では $\alpha_b=0.75$ を推奨

6. 気泡層の厚さ及び離脱気泡径

$$s = \kappa D_b$$

s : 気泡層の厚さ

D_b : 離脱気泡径 修正Levy式 (Weisman-Peiモデルと同様)

κ : 実験定数 1.5を推奨

7. 摩擦係数モデル

摩擦係数はBeattieのモデルを採用。理由は本モデルの物理的基盤が本論文のモデルと合致しているためとしている。なお、Lockhart-Martinelli及びTong-Larsenのモデルも参考としてあげてある。

(4) 実験定数

2 個

α_b : 気泡層内限界ボイド率

κ : 気泡層の厚さと気泡径の比

実験定数 α_b 及び κ の推奨値がそれぞれ0.75及び1.5とWeisman-Peiの0.82及び5.5より小さいのは、本モデルでは気泡層の厚さが小さく気泡の扁平度も小さいと仮定していることによる。

(5) データベース

流体 = 水

形状 = 一様加熱円管

 $P = 2.0 - 20.0 \text{ MPa}$ $G = 350 - 7500 \text{ kg/s.m}^2$ $L = 0.15 - 6.0 \text{ m}$ $D = 1.1 \text{ mm} - 11.1 \text{ mm}$ $(X_{eq})_{CHF} = -0.4 \sim 0.15$ $\alpha_{CHF} \leq 0.7$

2. 3 Lee-Mudawwar モデル

(1) 文献：① 基本モデルの導出(サブクール沸騰条件)⁽⁸⁾② 鮫和低クオリティ条件への拡張及びバンドル体系への適用⁽⁹⁾

(2) 基本モデル

蒸気スラグと加熱面の間に形成される薄液膜 (sublayer) のドライアウトにより DNB にいたる。

考え方

DNB直前には壁面近傍で合体した気泡と壁面の間にごく薄い液層が形成されることを示す実験データが多いことを根拠としている。Fig. 2. 2に本モデルの流動様式及び蒸気プランケットの力のバランスを示す。

基本仮定

- ① 薄液膜と蒸気プランケットの境界面において、Helmholtz instability発生後の薄液膜のドライアウトにより DNB が発生する。
- ② 薄液膜の厚さは、蒸気プランケットに働く壁面垂直方向の力のバランスにより決定される。即ち、液膜の蒸発による慣性力と蒸気プランケットが流体から受ける回転力がつりあっている。
- ③ 蒸気プランケットは、蒸気泡が蓄積して垂直方向に変形した蒸気柱として形成される。
- ④ 蒸気プランケットの等価直径は、気泡離脱径に等しい。
- ⑤ 蒸気プランケットの長さは、Helmholtzの臨界波長に等しい。
- ⑥ 蒸気プランケットの速度は、局所液流速と蒸気プランケットの相対速度の和となる。相対速度は蒸気プランケットに及ぼす浮力項とドラッグ項のバランスで決定。

(3) 構成モデル

1. 薄液膜のエネルギー保存則

バルク流体のサブクール度を考慮している。

なお後述のLin-Lee-Peiモデルでは飽和と仮定している。

2. サブクール沸騰熱伝達率

以下の3式を評価している。

1) Moles & Shaw

2) Shah

3) Gunbor & Winterton

このうち、Shahの式を推奨。

3. 蒸気プランケット等価直径

蒸気プランケットは離脱気泡からなる微小気泡柱が垂直方向に合体して形成され、周方向の成長は隣接気泡プランケットにより阻害される。そこで、蒸気プランケットの等価直径は沸騰による加熱面からの離脱気泡の直径に等しいと仮定する。

離脱気泡径は以下の3相関式を評価している。

1) Levy

2) Cole & Rohsenow

3) Smogalev

この内、Cole & Rohsenow相関式を推奨。

4. 気泡ドラッグ係数

以下の2式を評価している。

1) Harmathy

2) Chan & Prince

高圧(PWR条件)での小気泡の場合にはChan & Prince相関式を推奨。

5. 蒸気プランケット位置での流速

管内の乱流速度分布は、壁面からの距離の関数として3領域速度分布モデルで与えられる。Changらは、蒸気プランケットの存在する領域はバッファー領域にあると仮定して、液速度を求めている。

(4) 実験定数

Lee-Mudawwarのオリジナル式では以下の3個。

1. 薄液膜に流入する液のサブクール度とバルク液のサブクール度の比: a_1 。

2. 蒸気ブランケットが流体から受ける回転力に及ぼす乱流変動と局所気泡濃度の効果をあらわすパラメータ C のレイノルズ数依存性を示す実験定数: a_2, a_3 。

(5) Lin, Pei, Lee, Mudawwar の改良点⁽⁹⁾

1. 飽和低クオリティ条件への拡張

- ・(4)の2.で述べたパラメータ C が、レイノルズ数のみならず平均ボイド率にも依存すると仮定する。従って、実験定数は1個増え a_4 を加えて4個となる。
- ・熱的平衡を仮定。すなわち、フロークオリティと熱平衡クオリティは等しいとする。
- ・バルクボイド率は Zuber-Findlay のドリフトフラックスモデルにより求める。

2. バンドル体系への適用

サブチャンネル解析コード C O B R A - I I I C を使用する。その際以下の仮定をおく。

- ・サブチャンネルコードで得られた局所質量速度分布は出力レベルが異なっても変化しない。
- ・サブチャンネル内でのエンタルピー上昇はバンドル出力に比例する。

(6) オリジナルデータベース

U. S. S. R. Academy of Sciences

流体 = 水

形状 = 一様加熱円管

$P = 4.9 - 17.6 \text{ MPa}$

$\rho_S / \rho_L = 0.031 - 0.218$

$G = 1000 - 5000 \text{ kg/s. m}^2$

$D = 4 - 16 \text{ mm}$

$\Delta T_{\text{sub}} = 0 - 50 \text{ K}$

Lin, Pei, Lee, Mudawwar の改良モデルでは $\alpha < 0.5$ を追加。

2. 4 Lin-Lee-Pei モデル

(1) 文献: (10)

(2) 基本モデル

本モデルの基本仮定は Lee-Mudawwar⁽⁸⁾ と同様である。

考え方

Lee-Mudawwarの薄液膜ドライアウトモデルからの改良点。

- ① オリジナルモデルにおける単相流物性値を均質二相流の物性値に変更する。
- ② オリジナルモデルでは、薄液膜に流入する液のエンタルピーはバルク流体のサブクール度の関数としていたが、これを飽和液のエンタルピーと仮定する。

(3) 構成モデル

オリジナルモデルから変更された点のみを以下に記す。

1. (2)の①より

流体密度、粘性係数等の物性値を均質二相流の物性値に変更。

これにより、レイノルズ数、摩擦速度、壁面剪断応力、液速度等が変更される。

2. サブクール沸騰を考慮してフロークオリティを求める。

Levyのprofile-fitモデルを採用。

3. ボイド率はフロークオリティより、均質流モデルにより求める。

4. (2)の②の仮定により、オリジナルモデルの内、以下の定数、構成モデルは必要としない。

・薄液膜に流入する液のサブクール度とバルク液のサブクール度の比: a_1

・サブクール沸騰熱伝達係数

5. Lee-MudawwarモデルのパラメータCがレイノルズ数、ボイド率及びフロークオリティに依存するとし、蒸気ブランケットの回転及び壁面の効果も考慮する。

(Linらの改良では、パラメータCはレイノルズ数とボイド率のみに依存している。)

(4) 実験定数

4個: a_1, a_2, a_3, a_4

すべて上述のパラメータCに含まれる実験定数

(5) オリジナルデータベース

流体 = 水

形状 = 一様加熱円管

$P = 4.9 - 17.6 \text{ MPa}$

$G = 1000 - 5000 \text{ kg/s.m}^2$

$D = 4 - 16 \text{ mm}$

$$\Delta T_{\text{sub}} = 0 - 50 \text{ K}$$

$$\alpha < 0.7$$

2. 5 Kattoモデル

- (1) 文献: ① 基本モデル^{(11), (12)}
 ② 速度係数の修正⁽¹³⁾

(2) 基本モデル

Lee-Mudawwarの薄液膜(sublayer) ドライアウトモデルと同様の物理現象を仮定している。基本的な考え方は、原村一甲藤の飽和プール沸騰に関する薄液膜ドライアウトモデルに基づく。Fig. 2.3 に想定する流動状況を示す。

考え方

加熱面の沸騰による蒸気の集合した蒸気スラグ(長さ L_B 、流速 U_B)と加熱面の間に薄液膜があり、この蒸気スラグ先端の液膜部分(初期厚さ δ)が蒸気スラグの通過時間 $\tau = L_B/U_B$ の終わりに蒸発消滅するときCHFが発生する⁽¹¹⁾。

(3) 構成モデル

1. 薄液膜の初期厚さ

薄液膜の初期厚さ δ は、加熱面上の活性点に立つ蒸気ジェットの気液界面の流体力学的不安定により決まる。ただし、壁面から流体に伝わる熱流束の内、強制対流伝熱ぶんを差し引いた残りが沸騰に寄与するとする。強制対流熱伝達率はDittus-Boelter式で与えられ、壁温と液温の差はShahの式による。

2. 蒸気スラグの長さ

蒸気スラグの長さ L_B は、気液界面のHelmholtz不安定の臨界波長で与えられる。これはLee-Mudawwarモデルと同様である。

3. フロークオリティ

フロークオリティの計算には、Saha-Zuberの式を使用している。ここではサブクール液による蒸気の凝縮作用の効果も考慮している。なお、物性値は飽和液体の値を使用している。

4. 均質二相流の粘性係数

粘性係数としてはBeattie-Whalleyの式を使用。

5. ボイド率

ボイド率は、フロークオリティより、均質流モデルにより求める。

6. 均質二相流速度分布

均質二相流中の密度、粘性係数を用いて、カルマンの3領域速度分布則を適用して速度分布を求める。

7. 摩擦係数

摩擦係数はプラントル・カルマン式による。

8. 蒸気スラグ速度

蒸気スラグ速度は、壁面からの距離が薄液膜厚さに等しい位置での均質二相流速度の κ 倍と仮定する。 κ は1より小さい定数で、速度係数と称する。ここでは、蒸気スラグの厚さは薄液膜の厚さに比べて十分小さいと仮定している。

9. 速度係数 κ

オリジナルモデル^{(11), (12)}では、ボイド率による3領域(0, 0-0.25, 0.25-0.7)毎に速度係数の実験式を与えており、ボイド率境界で不連続なため、計算が極めて複雑となり、DNBの予測精度にも影響を及ぼした。このため、文献(13)では速度係数をボイド率の関数として表現し、一般化を行っている。

3章での計算では、この改良速度分布実験式を採用する。

(4) 実験定数

1個：速度係数 κ

κ は気液密度比、レイノルズ数、及びボイド率の関数として実験式で表現される。

(5) オリジナルデータベース

U.S.S.R. Academy of Sciences

流体=水、窒素、ヘリウム、R-12、R-11、R-113

形状 = 一様加熱円管

以下は水の場合のみ

P = 2.1 - 19.6 MPa

G = 350 - 15560 kg/s.m²

D = 1.14 - 11.07 mm

ΔT_{sub} = 0 - 97.6 K

X_e = 0.0 ~ -0.493 (サブクール沸騰データのみ使用)

(6) コメント

- 文献(11), (12)では、液膜厚さ δ 、蒸気スラグ長さ L_B 、蒸気スラグの速度 U_B 及び通過時間 τ の計算結果をLee-Mudawwarモデルと比較し、後者では δ 、 L_B 、 τ の値が異常に小さいのに対して、本モデルでのこれらの値は、現実に有り得るオーダーであるとしている。

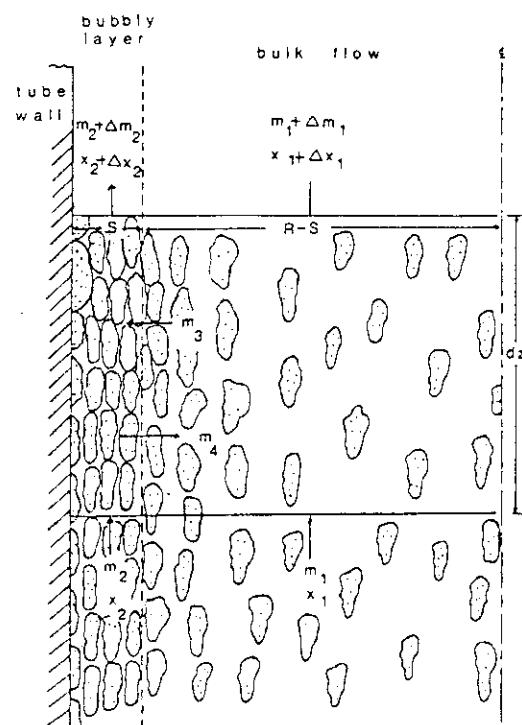


Fig. 2.1 Schematic representation of Weisman-Pei model

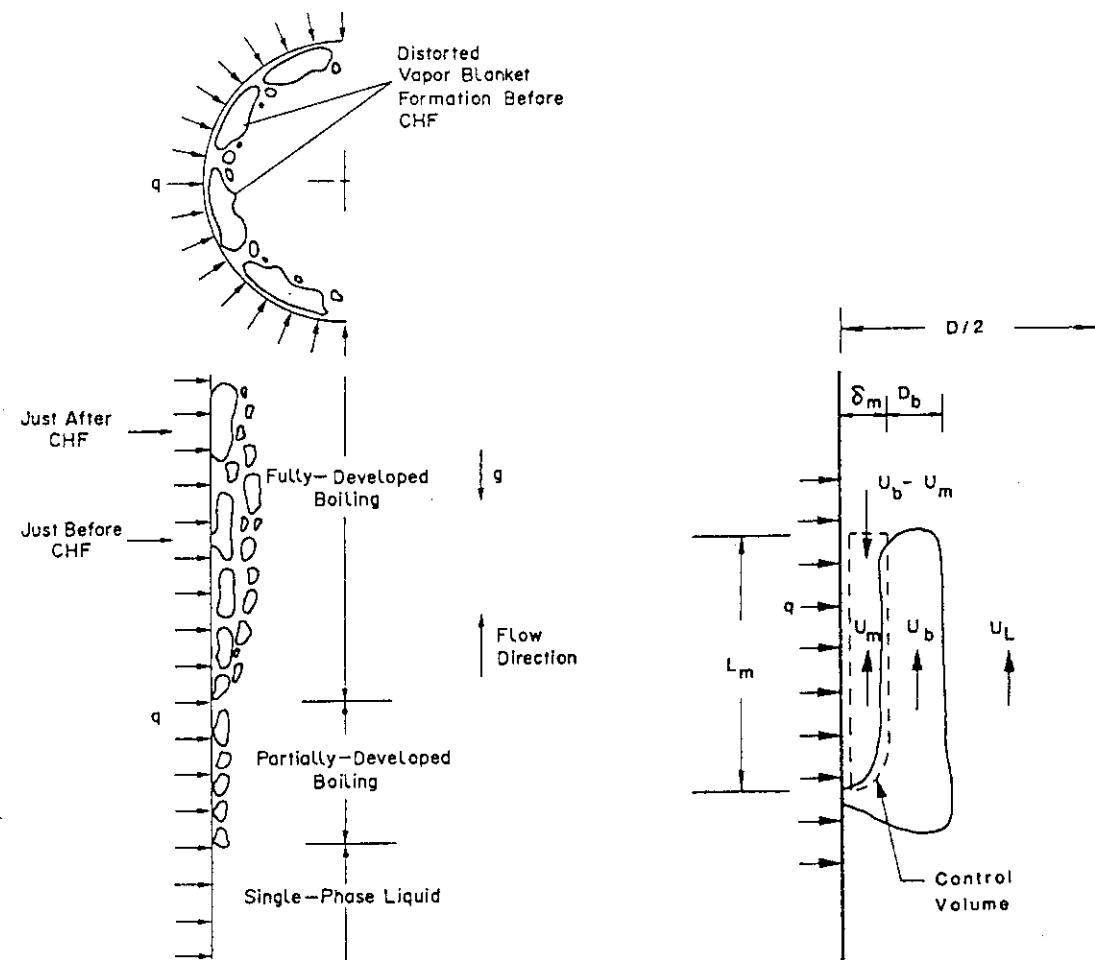


Fig. 2.2 Schematic representation of Lee-Mudawwar model

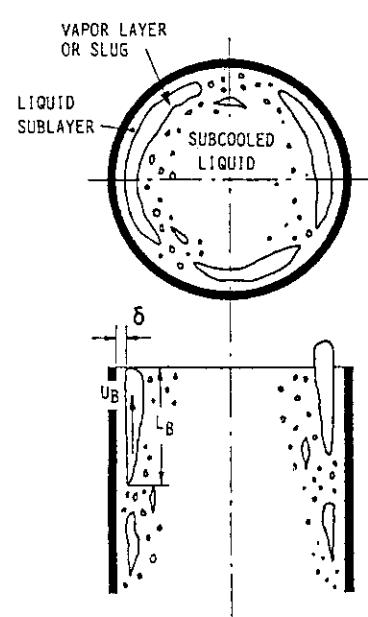


Fig. 2.3 Schematic representation of Katto model

3. 実験との比較及び検討

3.1 高圧小型水ループによるD N B実験

2章で述べた各メカニスティックモデルの、実炉条件下でのD N B予測への適用性を評価するため、高圧小型水ループ⁽²⁾による限界熱流束（C H F）実験データとの比較を行った。

高圧小型水ループは、高転換軽水炉の限界熱流束実験用に製作された最高使用圧力16MPaの水循環ループである。本装置のフローシートをFig. 3.1に示し、装置の主要諸元をTable 3.1に示す。

以下では、テスト部1～3を用いた定常C H F実験データとの比較を行う。各テスト部の仕様をTable 3.2に示し、各テスト部の熱電対取り付け位置、グリッドスペーサ位置及び軸方向発熱分布をFig. 3.2～3.4にそれぞれ示す。テスト部は、いずれも三角配列7本ヒーターロッドバンドルで構成され、六角格子型グリッドスペーサで支持した。中心ロッドと周辺ロッドの出力比は、約1.17：1となるようにし、常に中心ロッドでD N Bが発生するようにした。ヒーターロッドは間接発熱型で、絶縁材としてBNを用いた。ヒーターロッドの外径はいずれも9.5 mmである。ロッドピッチはテスト部1が11.4 mm、テスト部2及び3が11.7 mmである。テスト部1、2、3に関して、発熱長さはそれぞれ0.5 m、0.6 m及び1.5 mで、軸方向出力分布はそれぞれ、一様分布、コサイン状分布及び扁平二重炉心形状分布である。ここで、扁平二重炉心形状分布とは、原研における高転換軽水炉第1期計画で提案した参照炉心の軸方向出力分布である。⁽¹⁾

メカニスティックモデルとの比較に用いたデータ点数は、テスト部1、2、3でそれぞれ22点、24点、及び43点の計89点である。

3.2 サブチャンネル解析

D N Bは局所的な現象なので、D N Bの評価の際には、バンドル内の流動の不均一性を考慮する必要がある。特に、バンドル本数が少なく、ロッド間に発熱分布がある場合には、大規模バンドルに較べて流動条件の不均一性が大きくなると考えられる。このため、サブチャンネル間の流体混合効果を考慮したサブチャンネル解析コードを用いて、サブチャンネルごとの質量速度及びクオリティ等の局所流動条件を計算し、この値をD N Bメカニスティックモデルの評価に用いることとする。サブチャンネル解析コードとしては、COBRA-IV-Iコード⁽¹⁵⁾を用いた。

Fig. 3.5に7本ロッドバンドルのサブチャンネル解析ノーディングモデルを示す。Table 3.3に、解析に使用したCOBRA-IV-Iコードの入力パラメータを示す。このうち乱流混合係数については、大気圧単相流条件下での流体混合実験により求めた値⁽¹⁾を使用した。二相流条件下では、ボイド率の効果を考慮した実験式⁽¹⁶⁾を用いた。

DNBモデルを本実験に適用する際には、以上のサブチャンネル解析で得られた局所流动条件を用いた。

3. 3 メカニスティックモデルとの比較

(1) 計算値と実験値の比較

本報告書では、メカニスティックモデルと実験値を比較する際には、モデル内で使用している相関式及び実験定数は原論文の推奨値を使用する。実験定数に関しては、3. 4節で感度解析を行い、各モデルの特性を調べる。

テスト部2及び3については軸方向発熱分布が一様でないため、CHFの計算値と局所熱流束の比(CHFR)は軸方向に複雑な挙動を示す。Fig. 3.6にテスト部2に関して、各DNBモデルを用いて得られたCHFRの軸方向分布の一例を示す。CHFRが最小になる位置がDNB発生点と見なされるので、この位置でのCHFRの値が予測値と実験値の比である。なお、テスト部1は一様発熱のため、CHFRは常にテスト部出口で最小となる。

各テスト部ごとに、CHFR最小値の平均値及び標準偏差の値を、Table 3.4～3.6にそれぞれ示す。テスト部1では各モデルとも計算値は実験値を大幅に上回っているが、テスト部2及び3では、計算値は実験値に近づいている。テスト部2及び3において、各モデルを用いて計算したCHFRの最小値と平均質量速度及び平均出口クオリティとの関係を、それぞれFig. 3.7～3.16及びFig. 3.17～26に示す。

以上の比較図より、各モデルの予測傾向は以下の通りである。

① Weisman-Peiモデル

本モデルによる計算値は、実験値との一致は最も良好である。CHF計算値と実験値の比の質量速度及びクオリティに関する依存性も比較的小さいが、クオリティが0.1以上では計算値が大きくなる傾向にある。

② Chang-Leeモデル

本モデルによる計算値と実験値の比は、質量速度が大きい程大きくなる傾向にあるが、クオリティに関しては明確な依存性は認められなかった。Weisman-Peiモデルよりも計算値と実験値の比の標準偏差は大きくなっている。

③ Lee-Mudawwarモデル

本モデルの計算値と実験値の比に関しては、質量速度及びクオリティに関する依存性は小さいが、計算値は実験値を大幅に上回っている。

④ Lin-Lee-Peiモデル

本モデルも、計算値は実験値を大幅に上回っており、特に、質量速度の小さい程、あるいはクオリティの大きい程、この傾向が顕著となっている。

⑤ Kattoモデル

本モデルによる計算値と実験値の比に関しては、質量速度及びクオリティに関する依存性が比較したモデルの中では最も大きく、質量速度が 1500 kg/s.m^2 以下、クオリティが0.08以上のデータに関しては、計算値が実験値を大幅に上回っている。例えば、テスト部3について、クオリティ0.08以下のデータ(33点)のみに限定してCHFR最小値の平均値及び標準偏差を求めるとき、 1.634 ± 0.202 となり、全データを対象としたTable 3.6の値 1.801 ± 0.373 より大幅に改善されている。

(2) 物理量の比較

DNBメカニスティックモデルでは、ボイド率、クオリティ、離脱気泡径または薄液膜厚さ、蒸気泡長さ等の物理量が計算される。テスト部2の場合について、各モデルごとに、これら諸量の計算結果をTable 3.7に示す。

ボイド率に関しては、Lin-Lee-Peiモデルが最も大きく、クオリティに関しては、Chang-Leeモデルが最も大きくなっています。Lee-Mudawwarモデル及びKattoモデルではボイド率、クオリティとともに他のモデルよりも小さく計算されている。

気泡充満モデルにおける平均気泡径の計算値の平均及び標準偏差は、Weisman-Peiモデルでは $0.0254 \pm 0.0056 \text{ mm}$ 、Chang-Leeモデルでは、 $0.0232 \pm 0.0060 \text{ mm}$ となっており、後者の方がやや小さいが大きな差ではない。これは、いずれのモデルも、離脱気泡径の計算には、修正Levyのモデルを採用しているためである。

一方、薄液膜ドライアウトモデルにおいては、液膜厚さ及び蒸気泡長さに関してモデル相互に大きな差が見られる。各物理量の平均値及び標準偏差を以下に示す。

モデル	Lee-Mudawwar	Lin-Lee-Pei	Katto
薄液膜厚さ(mm)	0.00139 ± 0.00082	0.00061 ± 0.00055	0.188 ± 0.0169
蒸気泡長さ(mm)	0.299 ± 0.159	0.178 ± 0.117	7.36 ± 0.768

このように、Kattoモデルでは、薄液膜厚さに関してはLee-Mudawwarモデルの約135倍、Lin-Lee-Peiモデルの約308倍の値となっており、同様に蒸気泡長さに関してはそれぞれ、約25倍及び約41倍の値となっている。これらの量はいずれも物理的実態があるので、詳細な現象の観察により、モデル自体の当否及び使用相関式の当否を判断する必要がある。

3. 4 実験定数に関する感度解析

メカニスティックモデルといえども、実験データと合わせるために、いくつかの実験定数を導入せざるを得ない。従って、実際に適用するに際しては、定数の決定に使用したデータベースの範囲、実験定数の感度、任意性等を十分検討する必要がある。また、このような実験定数以外にも、使用する構成モデル自体にも実験定数が含まれている場合もあるので、留意する必要がある。また、ほとんどの場合、実験定数は円管データにより決定している

ので、バンドル形状に適用する際には、本来はLin-Lee-Peiモデルのように、実験定数を変更して使用するのが望ましいが、大部分のモデルはバンドル形状用の実験定数を求めておらず、そのまま使用せざるを得ない。このように、実験定数の扱い方はメカニスティックモデルの一般性及び実用性を議論する際に留意すべき問題である。

ここでは、各メカニスティックモデルの実験定数依存性を調べるために、主要な実験定数に関する感度解析を実施した。解析対象としては、テスト部2のRUN1303とした。Fig. 3.2 7~3.34に、実験定数をオリジナルな値を中心にして広範囲に変化させた場合の各モデルによるCHFRの計算値を示す。なお、Lee-Mudawwarモデル及びLin-Lee-Peiモデルの実験定数に関しては、蒸気ブランケット回転に基づく横方向の力の式に含まれるパラメータCの増倍係数（Lee-Mudawwarモデルでは a_2 、Lin-Lee-Peiモデルでは a_1 ）のみを感度解析の対象とした。その他のパラメータは任意性が少ないので変更しない。また、Kattoモデルに関しては、実験定数は速度係数 κ であるが、 κ 自体は密度比及びボイド率の関数で与えられるので、ここでは計算で得られた κ にファクター κ_0 をかけて、このファクターを変化させて感度解析を行った。

本結果より、各モデルごとに計算値の実験定数に関する相対感度を求めるに、以下のようになる。

ここで、下線部はオリジナル値を示す。

$(CHFR)/(CHFR)_0$ は、オリジナルの実験定数を用いた場合を基準としたCHFRの相対値を示す。

① Weisman-Peiモデル

気泡層内ボイド率	α_b :	0.7	<u>0.82</u>	0.99
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.596	1.0	1.907

乱流強度二相増倍係数	a :	0.01	<u>0.135</u>	0.5
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.647	1.0	1.852

気泡層の厚さと気泡径の比	κ :	1.0	<u>5.5</u>	20.0
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.973	1.0	1.119

② Chang-Leeモデル

気泡層内ボイド率	α_b :	0.7	<u>0.82</u>	0.99
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.573	1.0	2.190

気泡層の厚さと気泡径の比	κ :	1.0	<u>1.5</u>	5.5
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.806	1.0	2.236

③ Lee-Mudawwarモデル

パラメータ	a_2 :	20	<u>240</u>	2000
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.418	1.0	2.149

④ Lin-Lee-Peiモデル

パラメータ	a_1 :	100	<u>5000</u>	50000
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.222	1.0	2.464

⑤ Kattoモデル

パラメータ	κ_0 :	0.5	<u>1.0</u>	5.0
	$(CHFR)/(CHFR)_0$:	0.595	1.0	2.748

Weisman-Peiモデルにおいては、 κ に関する感度は小さいが、 α_b 及び a に関しては感度が大きい。特に、 α_b は物理的な実体がある量なので、留意する必要がある。

Chang-Leeモデルでも同様に α_b に関する感度は大きいのに加えて、 κ に関しても大きな感度を有し、Weisman-Peiモデルとは異なる傾向を示す。

薄液膜ドライアウトモデルに基づく、Lee-Mudawwar、Lin-Lee-Pei、及びKattoの各モデルとも、実験パラメータに関する感度が大きいので、適用する体系とオリジナルのデータベースの整合性に十分配慮し、大幅に異なる形状に適用する際には実験定数を変更することも必要となろう。

3. 5 メカニスティック DNB モデルの検証及び改良の手法

従来のメカニスティック DNB モデルは、基本モデル、構成モデル、実験定数からなり、それぞれの段階に応じて改良が必要となる。また、バンドル体系に適用する際にはサブチャンネル解析との整合性も検討する必要がある。本節ではこれらの問題点を整理し、モデルの検証及び改良の手法について考察する。

(1) 基本モデル

メカニスティックモデルでは、実験事実に基づく物理現象の洞察により、DNB の発生モデルを組み立てている。2章で述べたように、現状でも気泡充満限界モデルと薄液膜ドライアウトモデルの2種類の基本モデルが提案されており、その妥当性の検証のためには、DNB 発生時の加熱面近傍のミクロな流動様式を詳細に観察する必要がある。特に、加熱面近傍における、ボイド率分布、気泡径及び気泡速度の測定が重要である。

原子炉条件下での DNB 現象に関しては、現象そのものが高温高圧で質量速度が大きい条件下で発生することに加えて、DNB が近くと大量の気泡で加熱面の状況が外部から見えなくなるなど、光学的方法での観察は極めて困難である。このため、例えば原子炉か

ら出る中性子ビームを利用した中性子ラジオグラフィー法の利用が考えられる。

(2) 構成モデル

基本モデルに基づいて C H F を計算する際には、各種の物理現象のモデル化が必要になる。これらのモデルは対象とする流動条件、体系等への適用性、モデルの物理的背景、実験的検証等を考慮して選択する必要がある。構成モデルとしては、サブクール沸騰モデル、発生気泡径モデル、二相流条件下での物性値モデル、気泡ドラッグ係数、二相摩擦係数、等がある。

適用可能なモデルが複数ある場合には、感度解析等によりモデルの特性を調べることも必要となる。

(3) 実験定数

3、4 節で述べたように、既存の D N B モデルをオリジナルモデルのデータベースから離れた形状、条件で使用する場合には、モデルに含まれている実験定数の再検討が必要となる。メカニスティックモデルの実験定数については、任意性を減少させるため、なるべく数を少なくする方が望ましい。

(4) サブチャンネル解析との整合性

メカニスティックモデルは基本的には局所流動条件に基づいている。バンドル体系の場合にはサブチャンネル解析コード (COBRA-IV 等) により、ホットチャンネルでの質量速度、エンタルピー等が計算される。しかしながら、一般にはメカニスティックモデルで C H F 条件達成に必要なボイド率、エンタルピー、クオリティ等の局所流動条件と、サブチャンネル解析で得られたこれらの条件は一致していないので、厳密にはサブチャンネル解析コードとメカニスティックモデルとを結合し、繰り返し計算を行なう必要がある。

このような計算はかなり困難なので、実際にはサブチャンネル解析により得られた質量速度、局所エンタルピーをメカニスティックモデルの入力として C H F を計算する。従って、得られた C H F と実験値との差が大きい場合には、誤差が大きくなる。例えば、 C H F の計算値が実験値と異なると、サブチャンネル間の流量、エンタルピー分布も異なり、メカニスティックモデルの入力値も変化する。

さらに、サブチャンネル解析で使用した構成モデル（例えばサブクール沸騰モデル、ボイド率モデル等）とメカニスティックモデルで使用する構成モデルが異なる場合には、繰り返し計算自体が論理的に矛盾することもある。

最終的には、液膜ドライアウトモデルのように、サブチャンネル解析コードとメカニスティック D N B モデルを統合した計算コードを作成する必要がある。

Table 3.1 Major specifications of high pressure water loop

1) Loop

Max. pressure	16.0 MPa
Max. water temperature	350 °C
Test section power supply	1.1 MW(1MW+100kW)
Circulation pump head	180 mH
Max. flow rate	250 ℥/min
Piping	2B

2) Components

Pressurizer	volume	300 ℥
	heater power	40kW
	spray nozzle	1/2B
Cooler	Cooling power	1MW(16MPa)
	forced air-cooling	
Preheater	volume	22 ℥
	heater power	30kW

Table 3.2 Specification of test sections

	Test 1	Test 2	Test 3
Number of rods	7	7	7
Rod diameter (mm)	9.5	9.5	9.5
Rod pitch (mm)	11.4	11.7	11.7
Heated length (mm)	0.5	0.6	1.5
Interval of grid spacer (mm)	200	300	300
Axial power distribution	uniform	cosine	double-flat-core

Table 3.3 Input parameters for COBRA-IV-I analysis

Table 3.4 Comparison of mechanistic models with Test 1 CHF data

Experimental ranges

Pressure : 14 ~ 16 MPa

Average mass velocity : $770 \sim 3230 \text{ kg/s.m}^2$

Average exit quality : -0.356 ~ 0.111

Data points = 22

<Comparison with mechanistic DNB models>

Models	Calculation / Measured (Average \pm Standard deviation)
Weisman - Pei	2.368 \pm 0.254
Chang - Lee	2.642 \pm 0.765
Lee - Mudawwar	3.399 \pm 0.499
Lin - Lee - Pei	4.333 \pm 1.073
Katto	3.448 \pm 0.453

Table 3.5 Comparison of mechanistic models with Test 2 CHF data

Experimental ranges

Pressure : 16 MPa
 Average mass velocity : $820 \sim 2290 \text{ kg/s.m}^2$
 Average exit quality : $-0.005 \sim 0.194$

Data points = 24

<Comparison with mechanistic DNB models>

Models	Calculation / Measured
	(Average \pm Standard deviation)

Weisman - Pei	1.056 ± 0.084
Chang - Lee	1.254 ± 0.209
Lee - Mudawwar	1.381 ± 0.138
Lin - Lee - Pei	1.166 ± 0.162
Katto	1.328 ± 0.184

Table 3.6 Comparison of mechanistic models with Test 3 CHF data

Experimental ranges

Pressure : 15.8
 Average mass velocity : $1050 \sim 3095 \text{ kg/s.m}^2$
 Average exit quality : $-0.066 \sim 0.149$

Data points = 43

<Comparison with mechanistic DNB models>

Models	Calculation / Measured
	(Average \pm Standard deviation)

Weisman - Pei	1.268 ± 0.132
Chang - Lee	1.466 ± 0.220
Lee - Mudawwar	1.580 ± 0.150
Lin - Lee - Pei	1.451 ± 0.225
Katto	1.801 ± 0.373

Table 3.7 Magnitudes of calculated physical values (Test section 2)

JAERI-M 92-033

Run	Weisman-Pei			Chang-Lee			Lee-Mudawar			Lin-Lee-Pei			Katto		
	α	x	D _P (mm)	α	x	D _P (mm)	α	x	δ (mm)	L _E (mm)	α	x	δ (mm)	L _E (mm)	
1201	0.590	0.201	0.0356	0.500	0.212	0.0352	0.499	0.195	0.00259	0.594	0.615	0.218	0.00193	0.425	0.353
1202	0.524	0.162	0.0299	0.485	0.195	0.0287	0.331	0.100	0.00275	0.478	0.570	0.189	0.00115	0.280	0.383
1203	0.370	0.093	0.0278	0.470	0.179	0.0244	0.214	0.055	0.00244	0.394	0.533	0.166	0.00072	0.195	0.347
1204	0.420	0.113	0.0294	0.478	0.187	0.0262	0.282	0.079	0.00245	0.419	0.550	0.176	0.00089	0.223	0.351
1301	0.576	0.192	0.0383	0.523	0.232	0.0355	0.479	0.182	0.00316	0.661	0.635	0.232	0.00208	0.466	0.345
1303	0.512	0.155	0.0307	0.475	0.187	0.0295	0.406	0.134	0.00197	0.418	0.589	0.200	0.00107	0.280	0.358
1304	0.654	0.249	0.0349	0.580	0.287	0.0335	0.582	0.267	0.00192	0.585	0.673	0.265	0.00140	0.404	0.387
1306	0.547	0.175	0.0235	0.517	0.214	0.0224	0.417	0.140	0.00092	0.243	0.589	0.202	0.00038	0.144	0.350
1307	0.422	0.114	0.0215	0.505	0.202	0.0189	0.344	0.103	0.00063	0.176	0.552	0.179	0.00022	0.096	0.367
1309	0.358	0.092	0.0187	0.478	0.183	0.0165	0.273	0.076	0.00050	0.126	0.496	0.152	0.00016	0.069	0.364
1310	0.364	0.093	0.0170	0.487	0.187	0.0147	0.292	0.082	0.00032	0.093	0.504	0.154	0.00010	0.051	0.359
1312	0.564	0.186	0.0255	0.519	0.218	0.0245	0.433	0.150	0.00119	0.299	0.595	0.207	0.00055	0.185	0.359
1601	0.360	0.091	0.0257	0.474	0.183	0.0222	0.218	0.057	0.00182	0.316	0.524	0.164	0.00052	0.155	0.354
1602	0.371	0.093	0.0245	0.481	0.183	0.0211	0.242	0.063	0.00145	0.277	0.532	0.165	0.00049	0.134	0.370
1603	0.332	0.081	0.0231	0.476	0.181	0.0197	0.192	0.048	0.00136	0.250	0.502	0.151	0.00036	0.118	0.334
1604	0.275	0.066	0.0203	0.472	0.183	0.0172	0.139	0.034	0.00102	0.186	0.449	0.132	0.00029	0.091	0.303
1801	0.537	0.173	0.0275	0.499	0.207	0.0264	0.467	0.173	0.00114	0.302	0.607	0.218	0.00064	0.208	0.343
1802	0.529	0.169	0.0256	0.503	0.208	0.0244	0.468	0.173	0.00086	0.246	0.611	0.222	0.00044	0.164	0.350
1803	0.491	0.150	0.0247	0.491	0.199	0.0232	0.326	0.099	0.00148	0.295	0.590	0.208	0.00040	0.148	0.357
1804	0.438	0.121	0.0240	0.505	0.204	0.0213	0.365	0.113	0.00095	0.229	0.591	0.204	0.00027	0.118	0.346
1805	0.409	0.113	0.0230	0.500	0.204	0.0202	0.341	0.105	0.00087	0.203	0.581	0.204	0.00023	0.102	0.375
1806	0.414	0.113	0.0210	0.506	0.204	0.0184	0.348	0.106	0.00061	0.160	0.567	0.191	0.00017	0.083	0.377
1807	0.383	0.104	0.0186	0.477	0.186	0.0166	0.288	0.084	0.00048	0.121	0.513	0.165	0.00014	0.065	0.363
1809	0.374	0.098	0.0180	0.484	0.187	0.0159	0.300	0.086	0.00040	0.109	0.513	0.161	0.00012	0.059	0.365
D _P , δ and L _E			Average			0.0254	0.0232	0.299	0.00139	0.299	0.00061	0.178	0.188	7.36	
Max.			Max.			0.0383	0.0355	0.661	0.00316	0.661	0.00208	0.466	0.221	8.90	
Min.			Min.			0.0170	0.0147	0.093	0.00032	0.093	0.00010	0.051	0.157	5.83	
Standard deviation			Standard deviation			0.00563	0.00596	0.159	0.000821	0.159	0.00055	0.117	0.0169	0.768	

 α : Void fraction

x: Quality

D_P: Average bubble diameter δ : Sublayer thicknessL_E: Length of vapor blanket

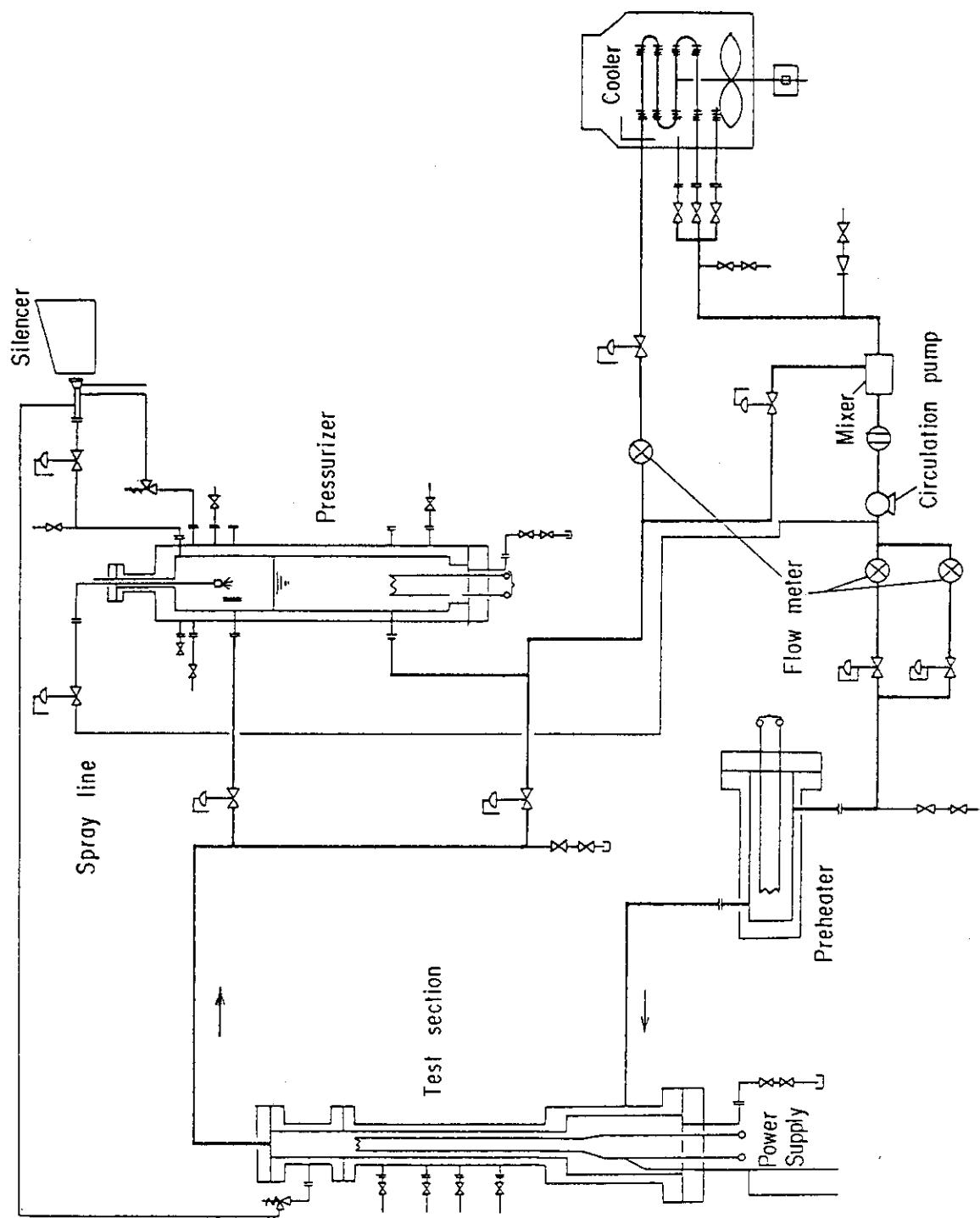


Fig. 3.1 High Pressure Water Loop for HCLWR DNB experiments

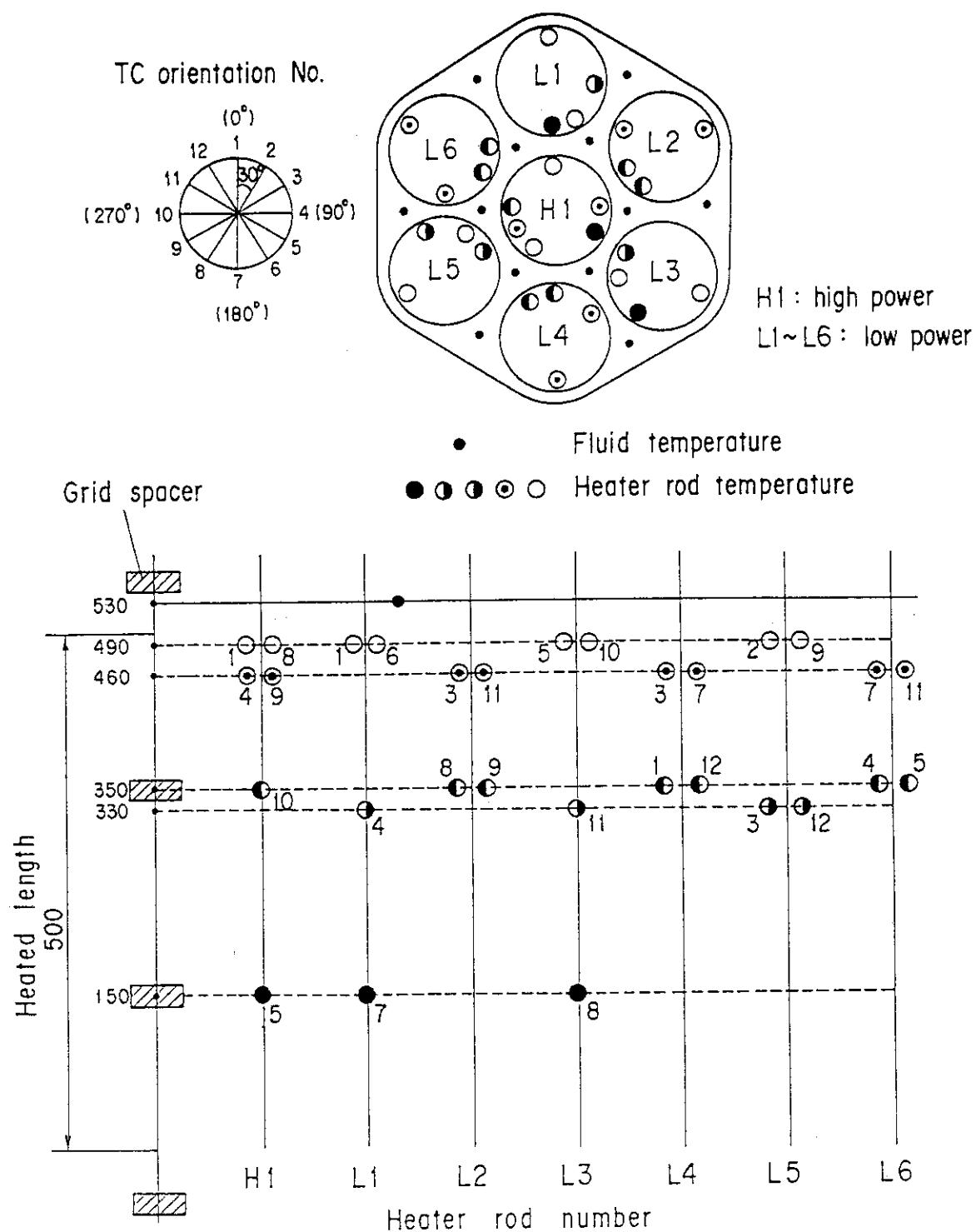


Fig. 3.2 Grid spacer and TC locations of Test section 1

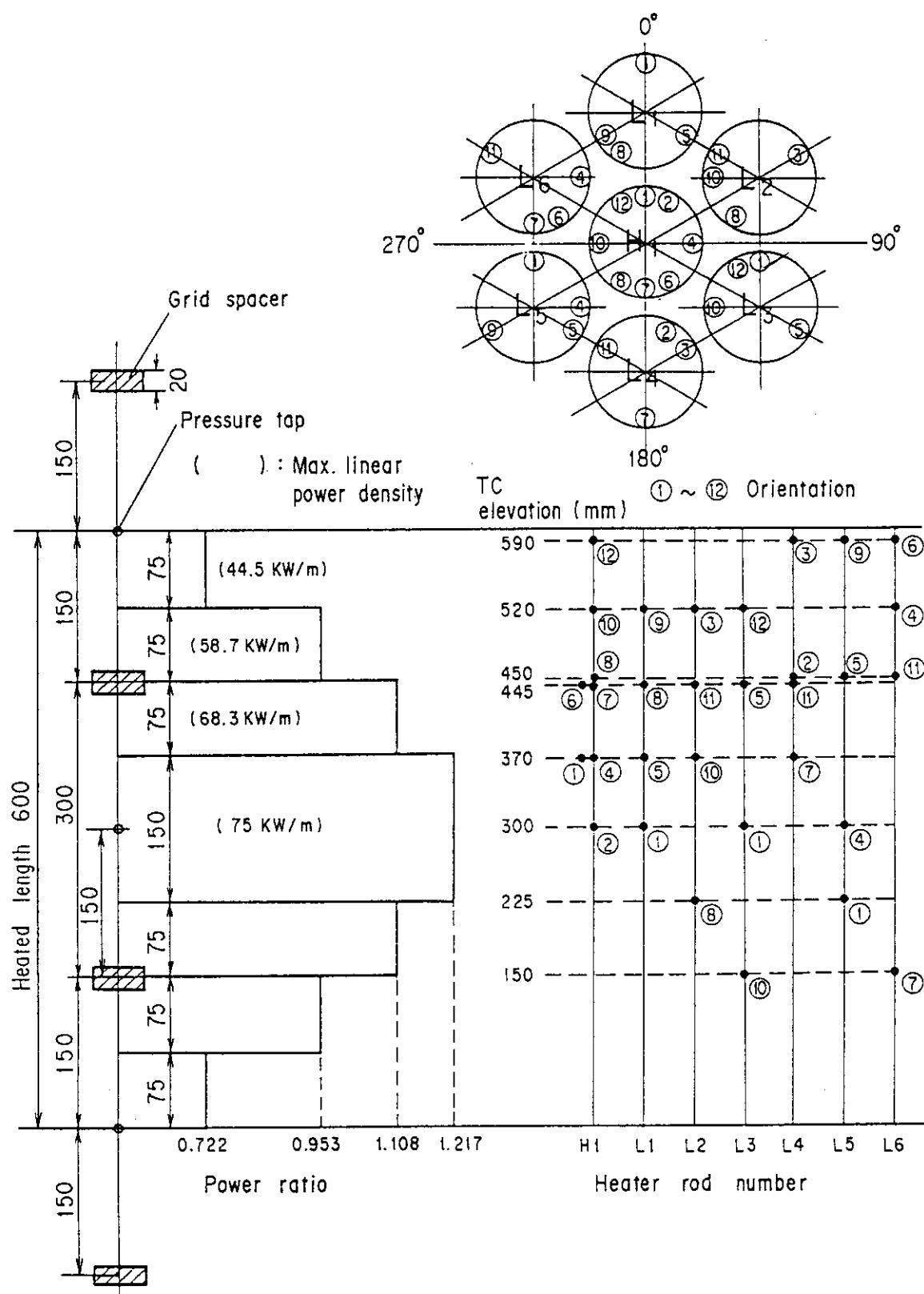


Fig. 3.3 Axial power distribution, grid spacer and TC locations of Test section 2

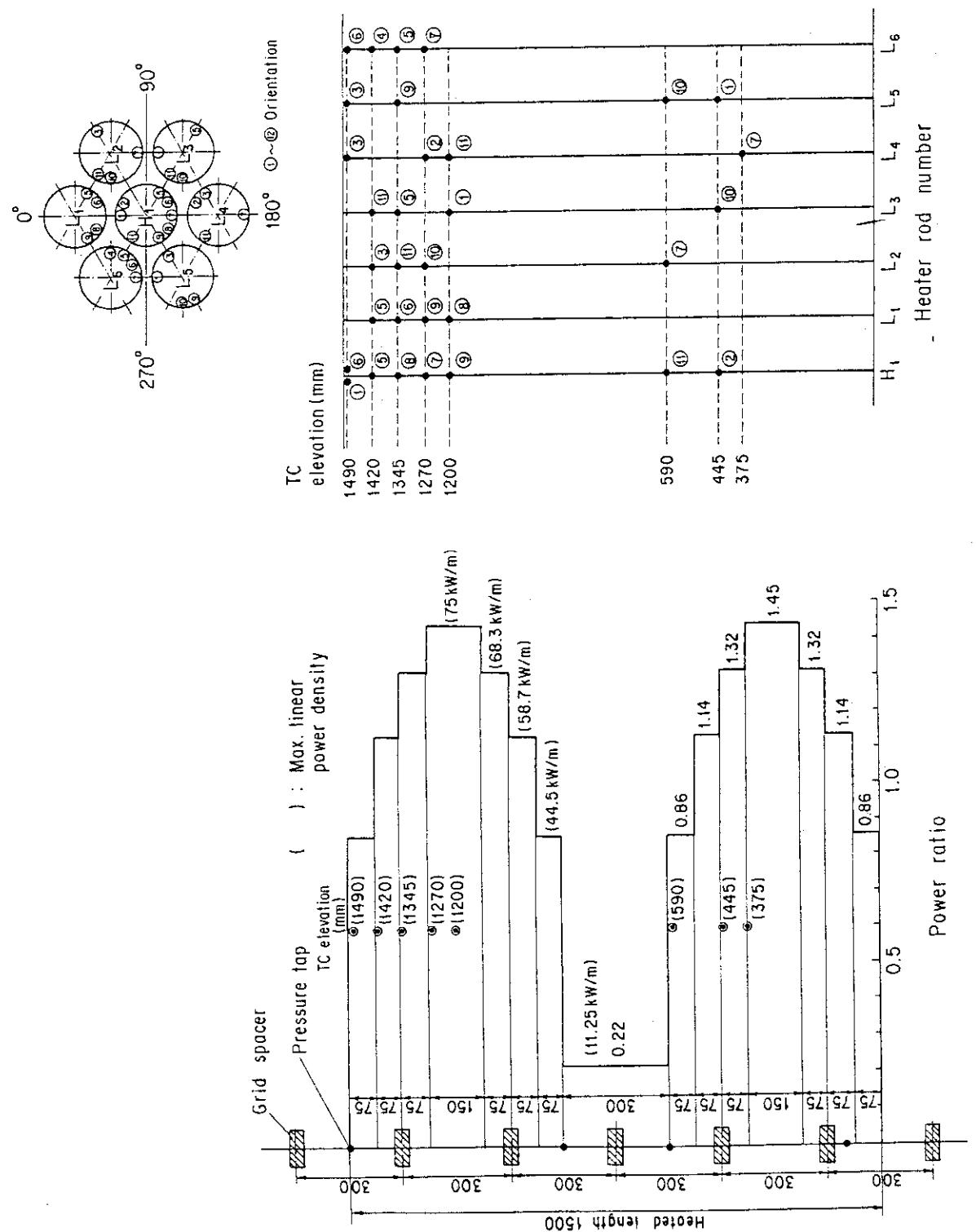


Fig. 3.4 Axial power distribution, grid spacer and TC locations of Test section 3

1 ~ 18 Channel number

① ~ ⑦ Rod number

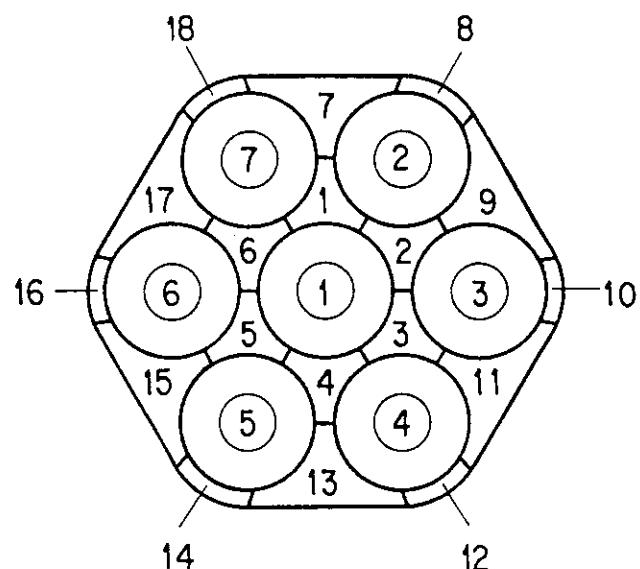


Fig. 3.5 Subchannel noding model for COBRA-IV-I analysis

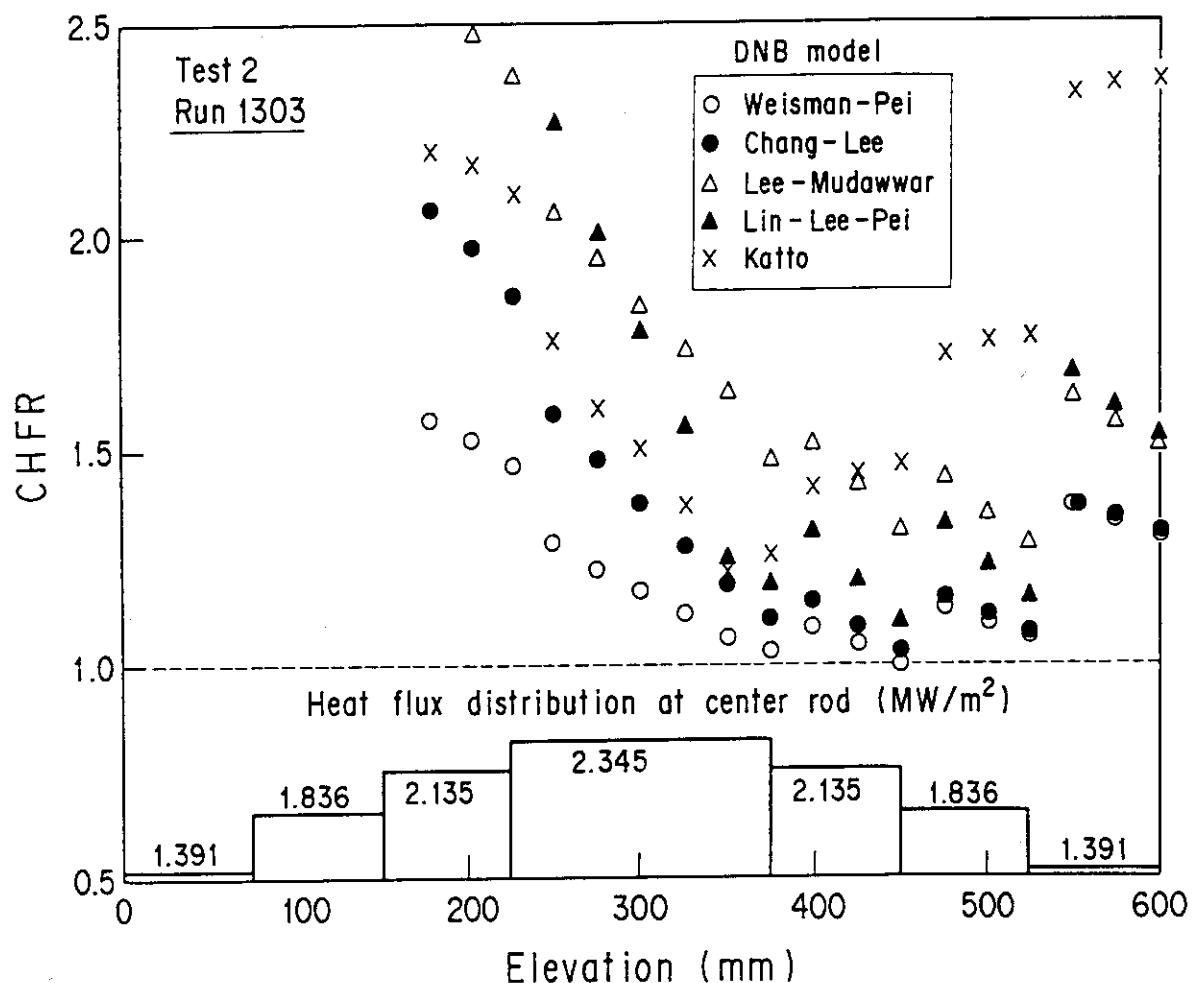


Fig. 3.6 Axial distribution of predicted to measured CHF ratios and heat flux

Weisman-Pei model (Test section 2)

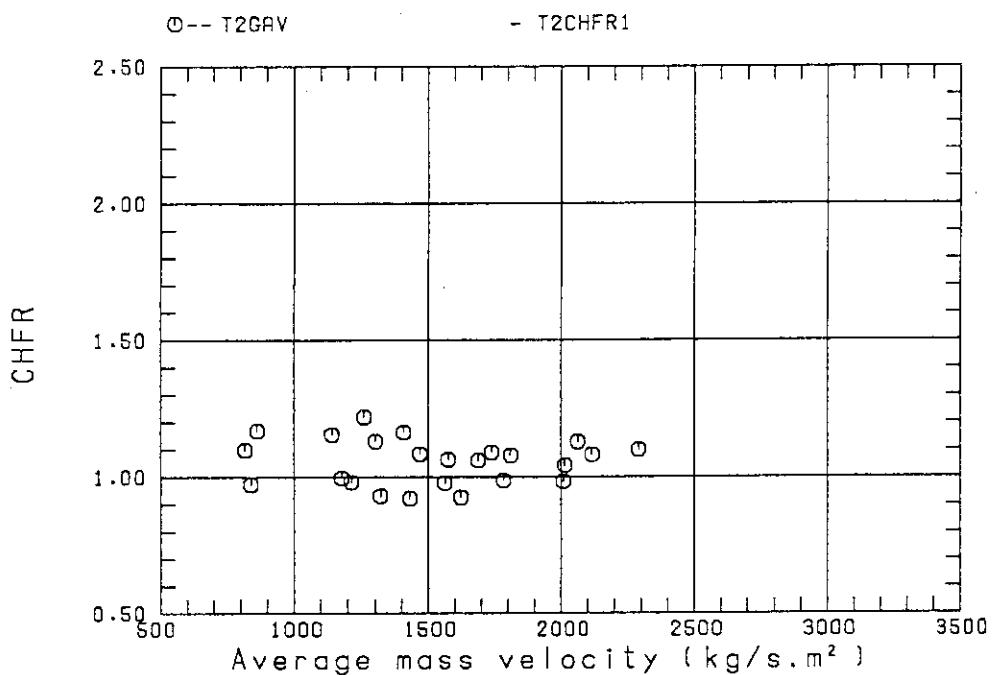


Fig. 3.7 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 2 (Weisman-Pei model)

Weisman-Pei model (Test section 2)

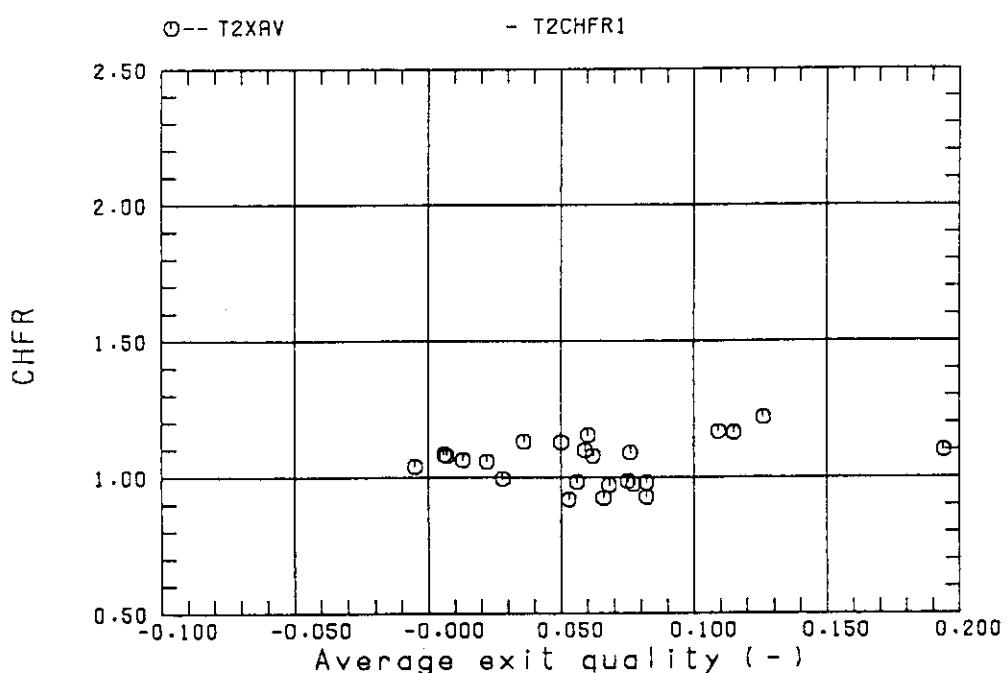


Fig. 3.8 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 2 (Weisman-Pei model)

Chang-Lee model (Test section 2)

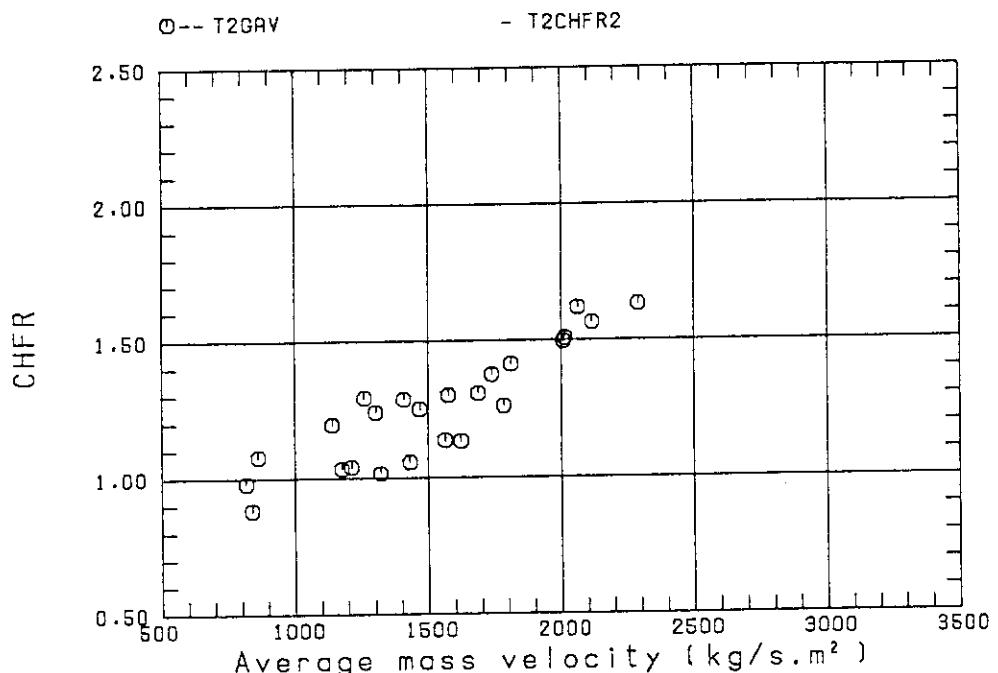


Fig. 3.9 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section (Change-Lee model)

Chang-Lee model (Test section 2)

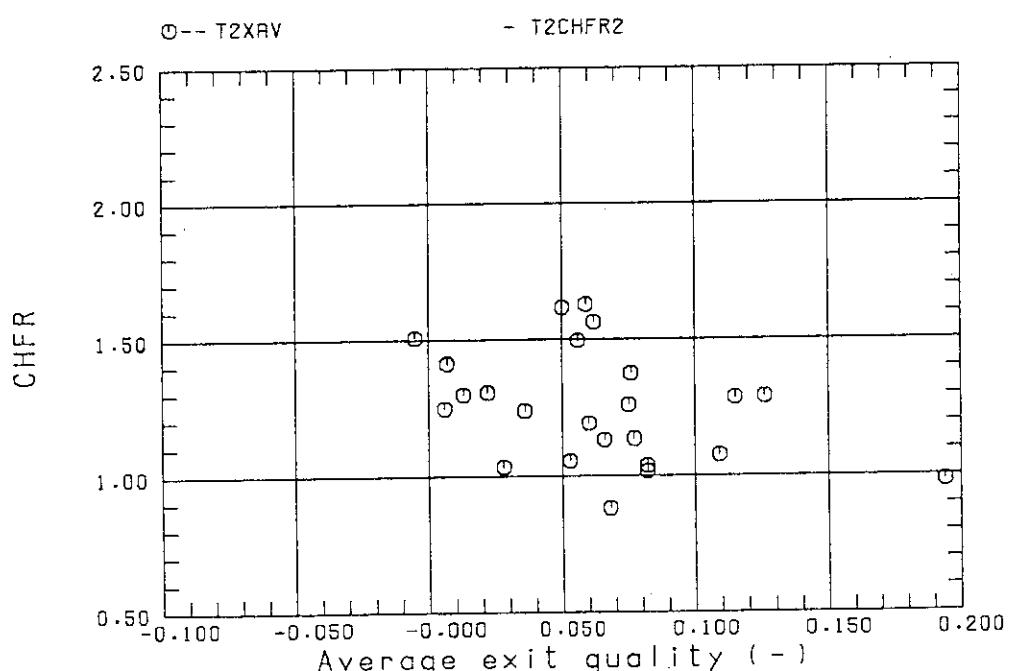


Fig. 3.10 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 2 (Change-Lee model)

Lee-Mudawwar model (Test section 2)

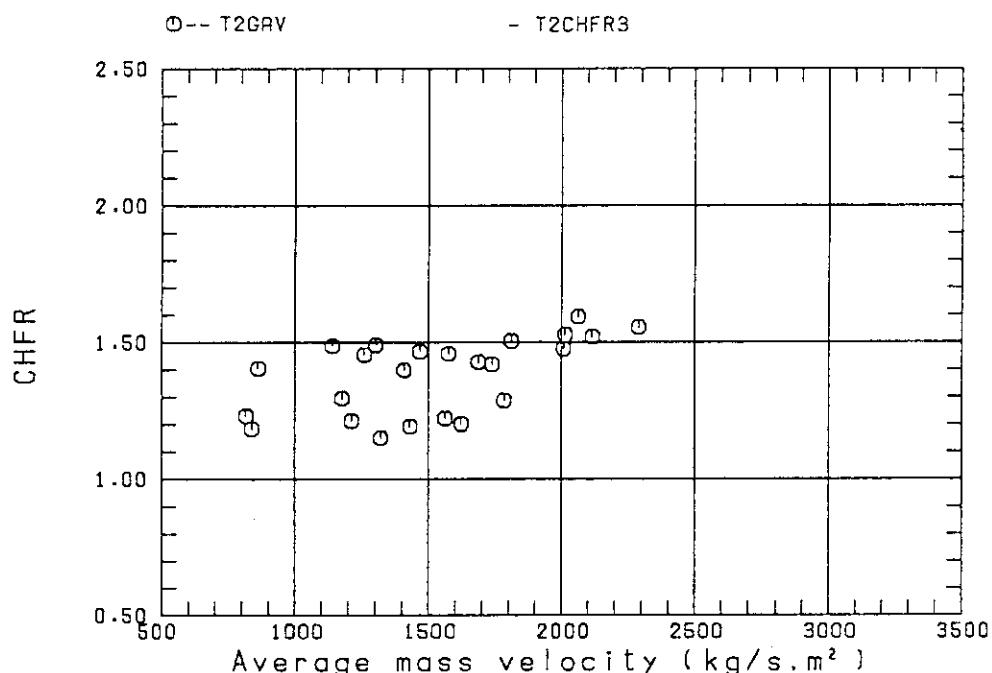


Fig. 3.11 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 2 (Lee-Mudawwar model)

Lee-Mudawwar model (Test section 2)

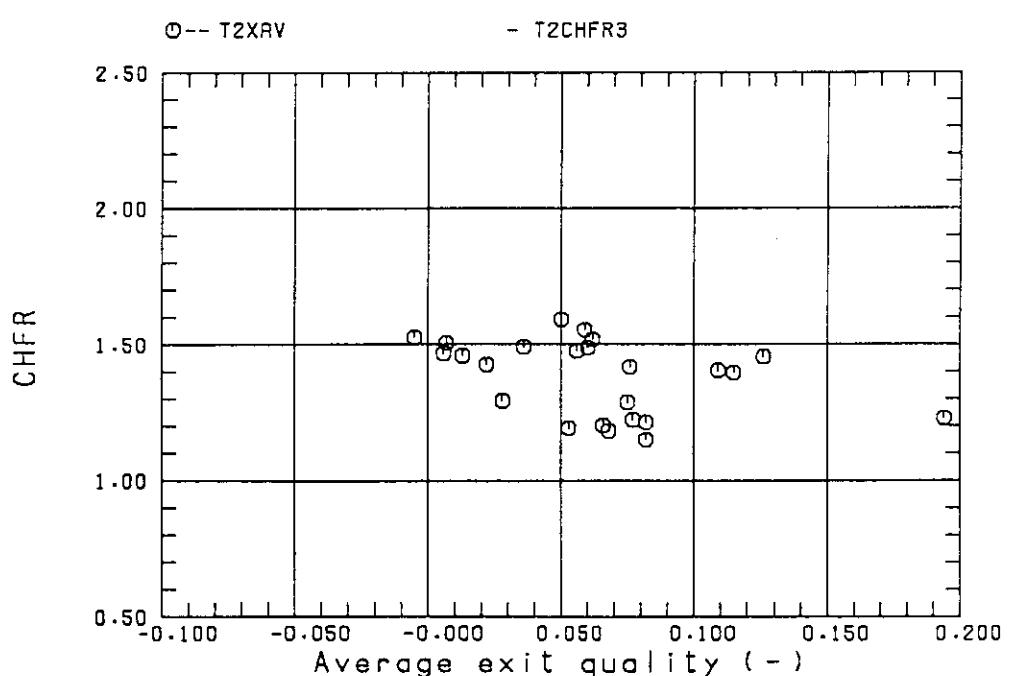


Fig. 3.12 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 2 (Lee-Mudawwar model)

Lin-Lee-Pei model (Test section 2)

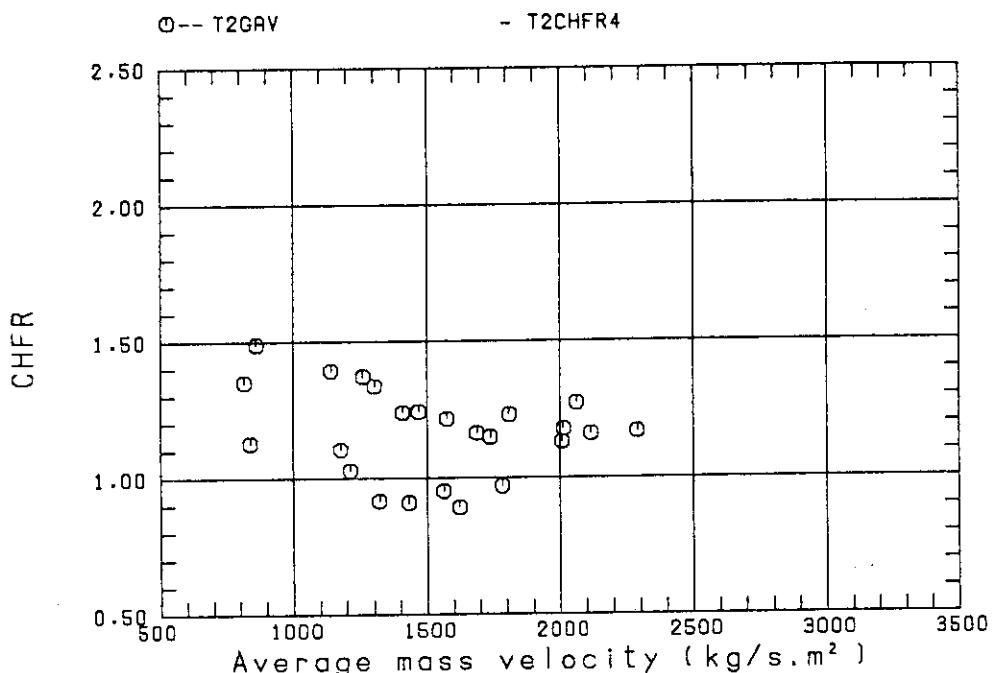


Fig. 3.13 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 2 (Lin-Lee-Pei model)

Lin-Lee-Pei model (Test section 2)

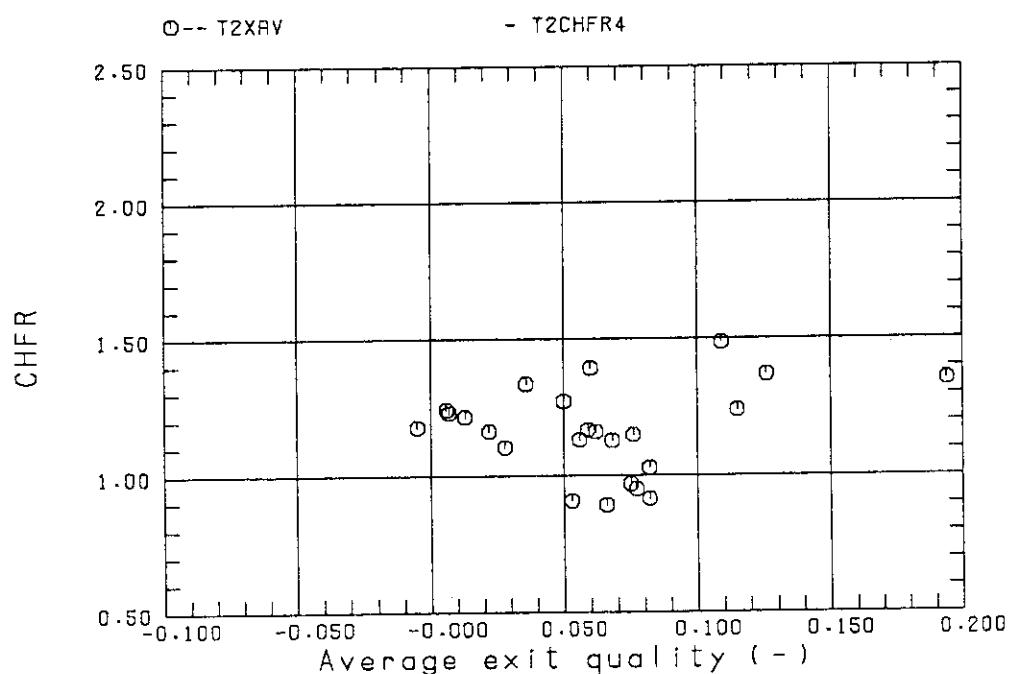


Fig. 3.14 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 2 (Line-Lee-Pei model)

Katto model (Test section 2)

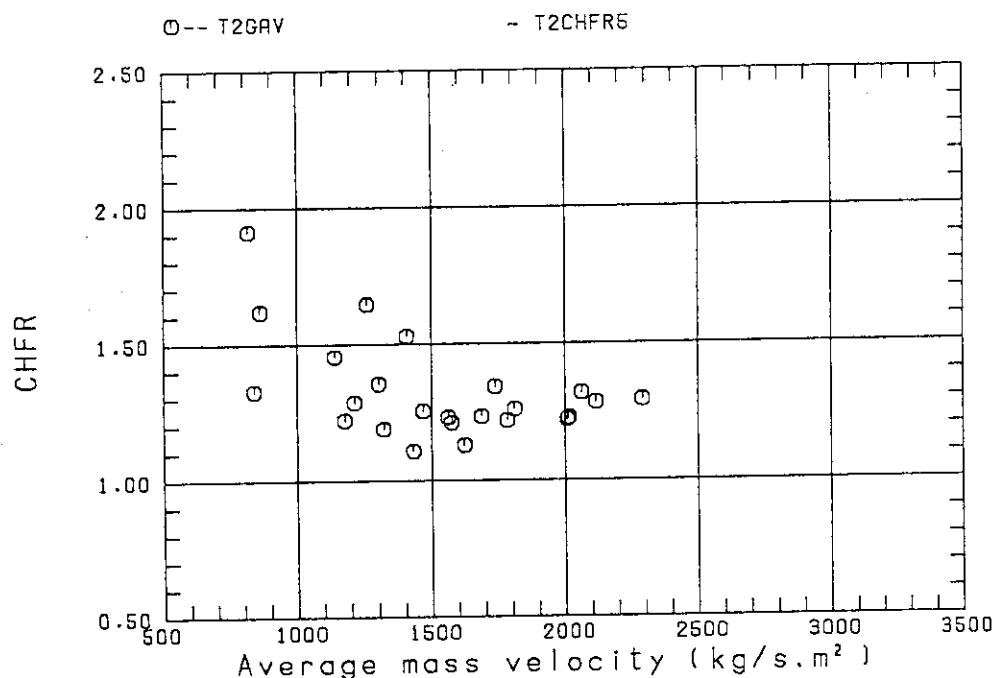


Fig. 3.15 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 2 (Katto model)

Katto model (Test section 2)

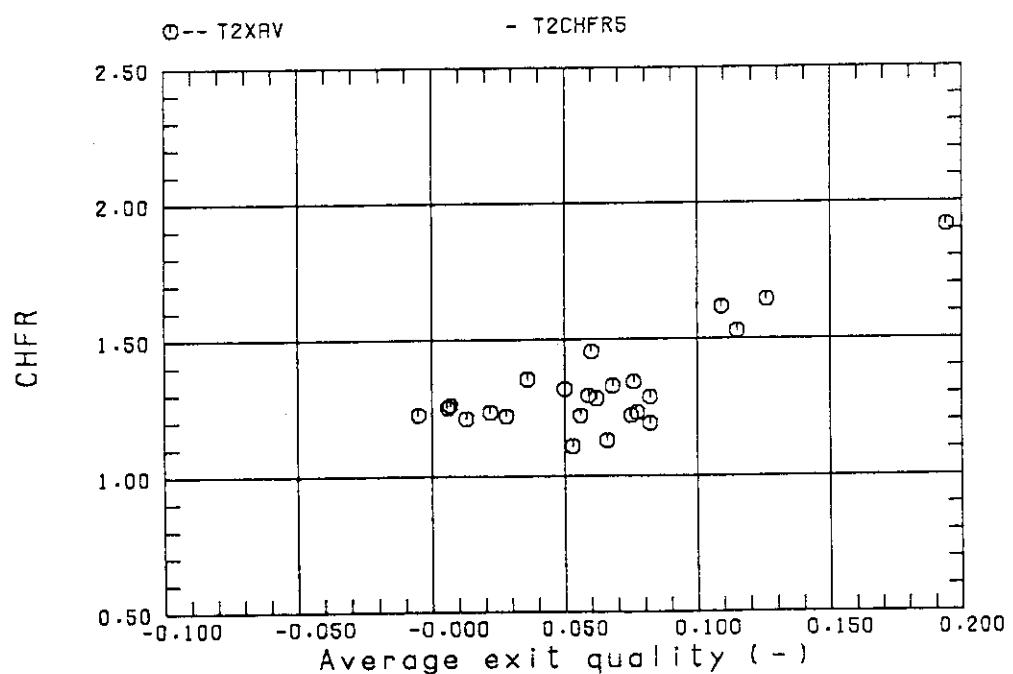


Fig. 3.16 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 2 (Katto model)

Weisman-Pei model (Test section 3)

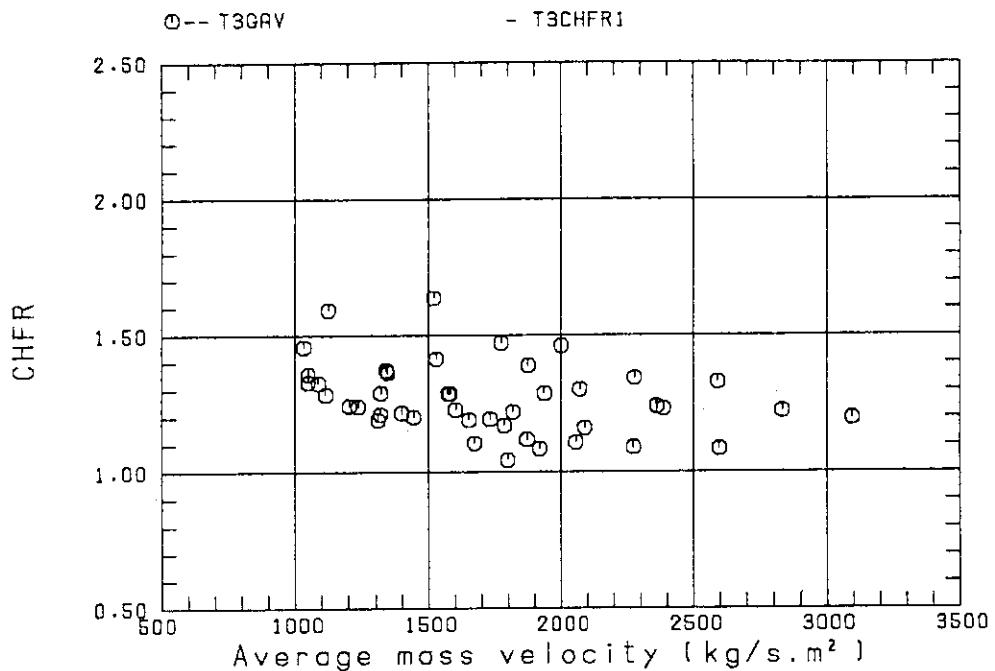


Fig. 3.17 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 3 (Weisman-Pei model)

Weisman-Pei model (Test section 3)

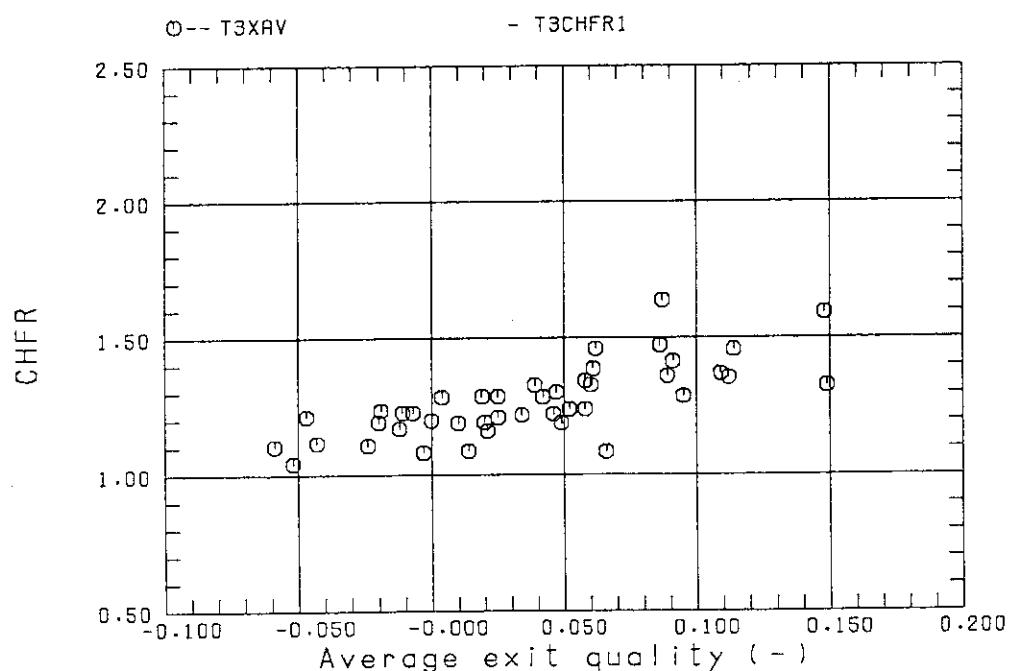


Fig. 3.18 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 3 (Weisman-Pei model)

Chang-Lee model (Test section 3)

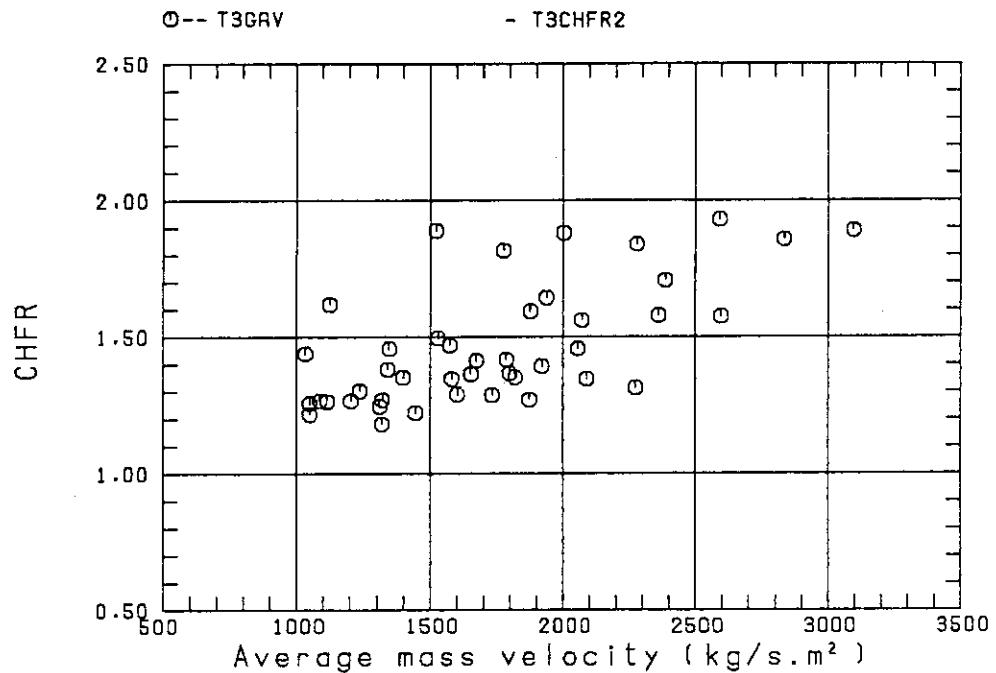


Fig. 3.19 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 3 (Change-Lee model)

Chang-Lee model (Test section 3)

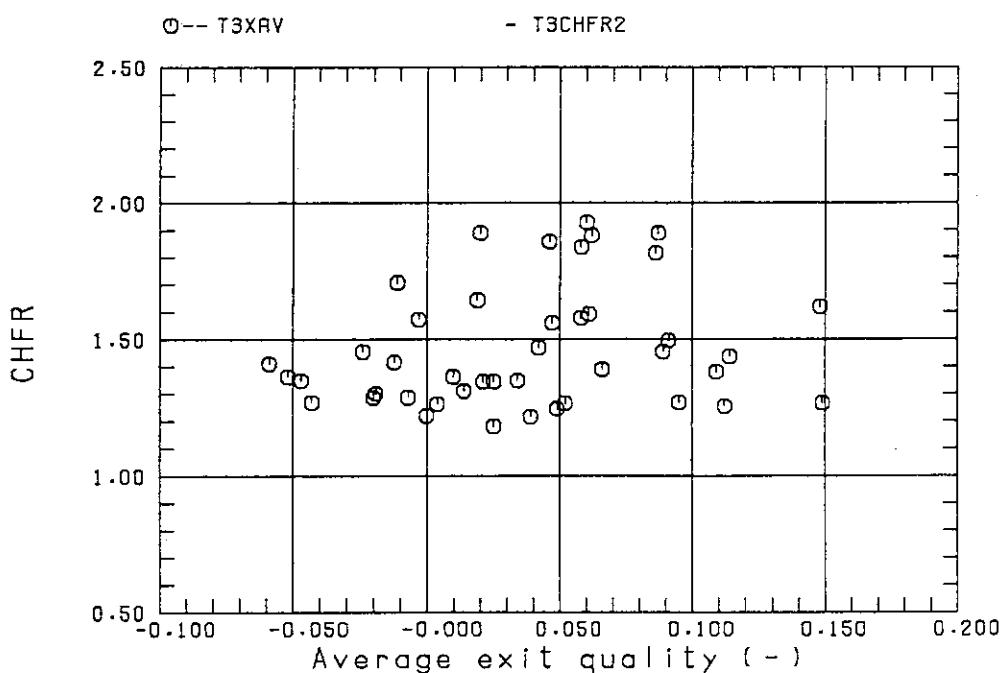


Fig. 3.20 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 3 (Change-Lee model)

Lee-Mudawwar model (Test section 3)

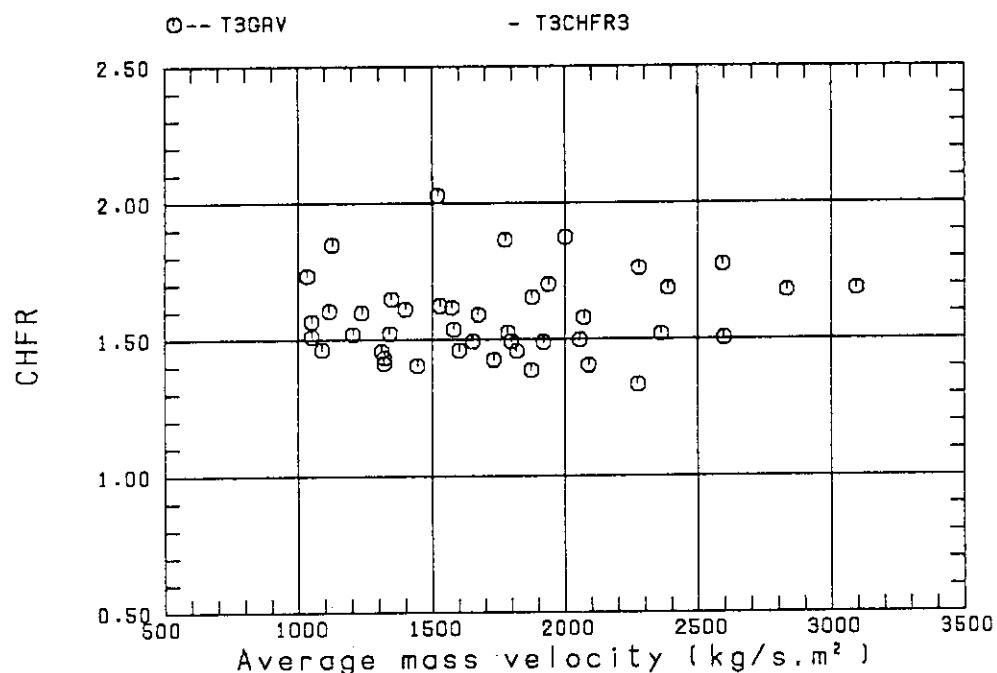


Fig. 3.21 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 3 (Lee-Mudawwar model)

Lee-Mudawwar model (Test section 3)

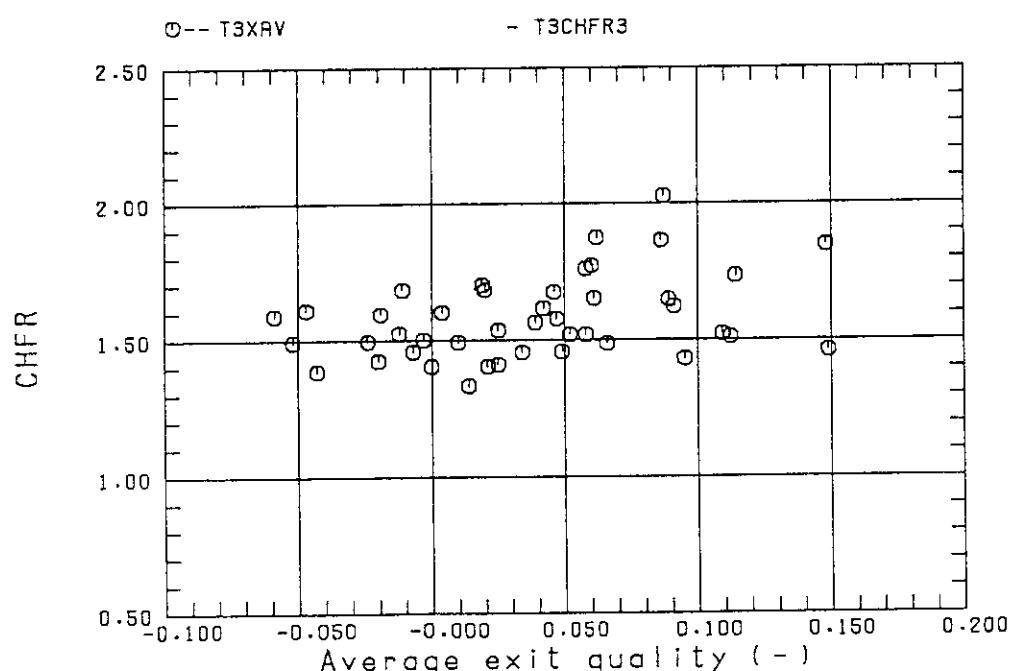


Fig. 3.22 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 3 (Lee-Mudawwar model)

Lin-Lee-Pei model (Test section 3)

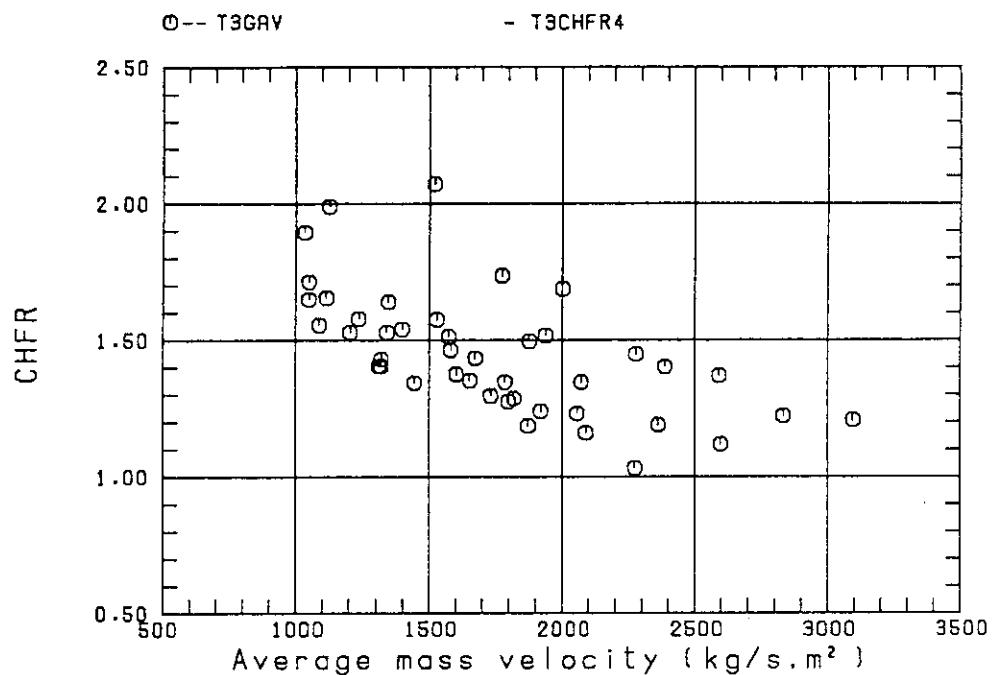


Fig. 3.23 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 3 (Lin-Lee-Pei model)

Lin-Lee-Pei model (Test section 3)

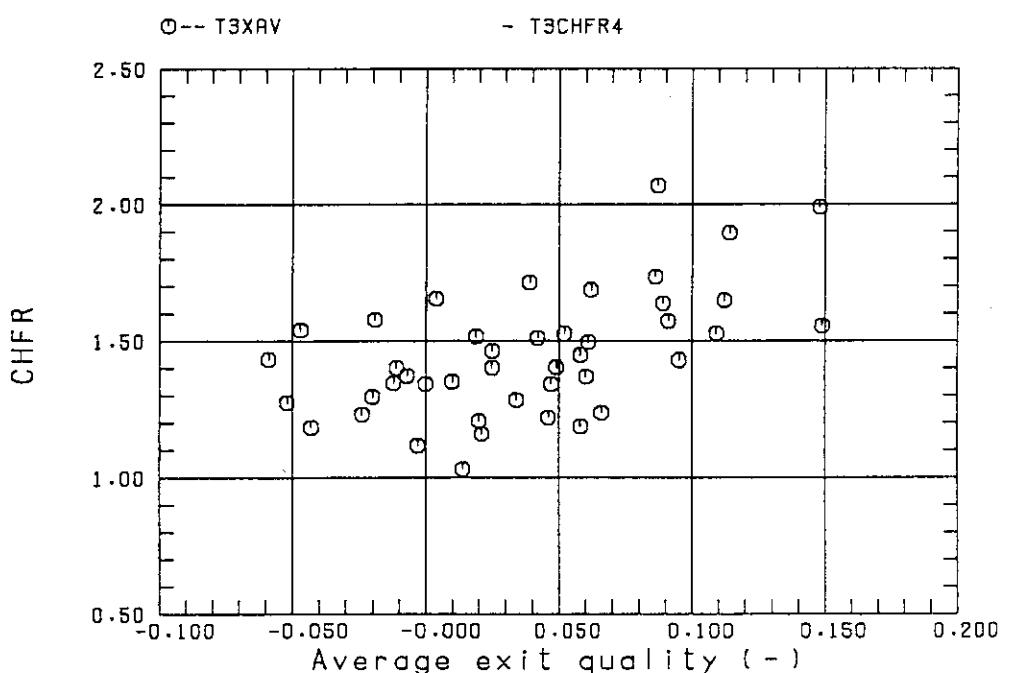


Fig. 3.24 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 3 (Lin-Lee-Pei model)

Katto model (Test section 3)

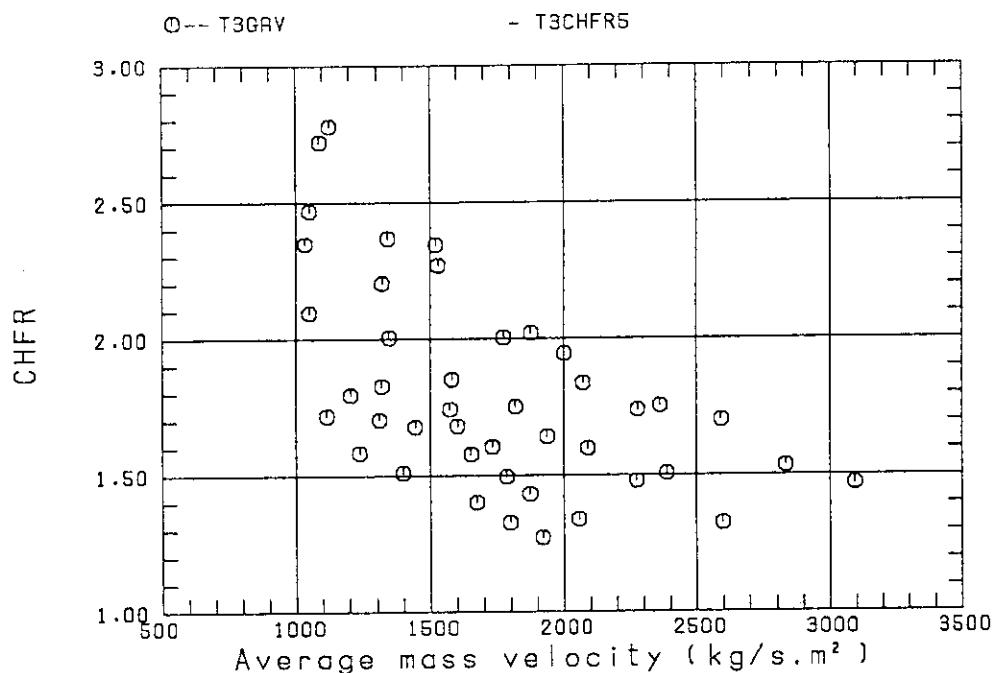


Fig. 3.25 Predicted to measured CHF ratios vs. average mass velocities for Test section 3 (Katto model)

Katto model (Test section 3)

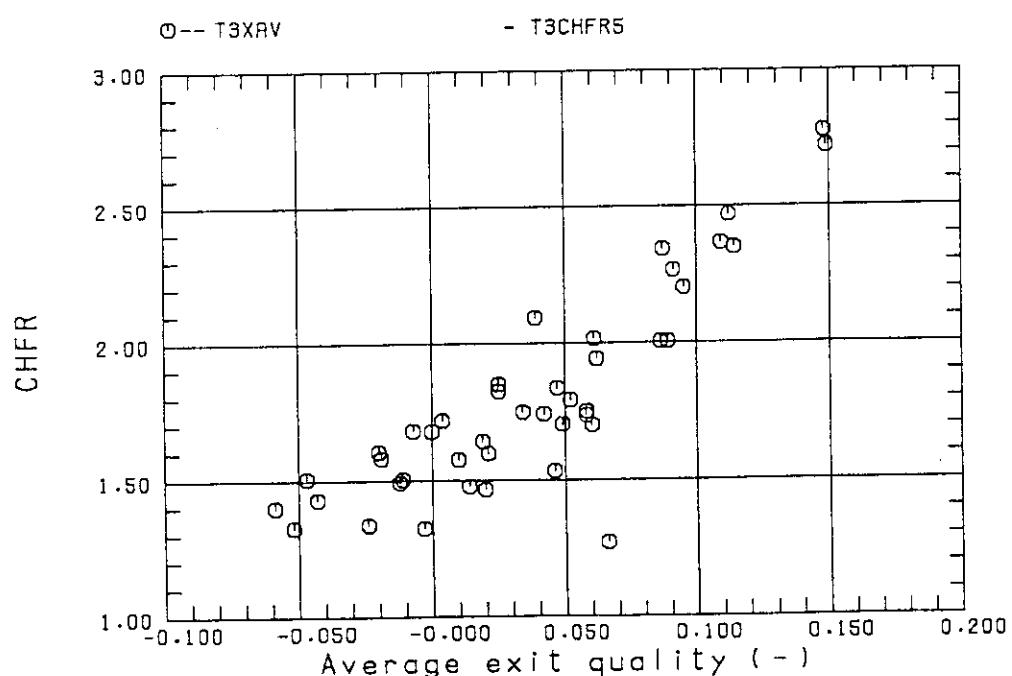


Fig. 3.26 Predicted to measured CHF ratios vs. average exit qualities for Test section 2 (Katto model)

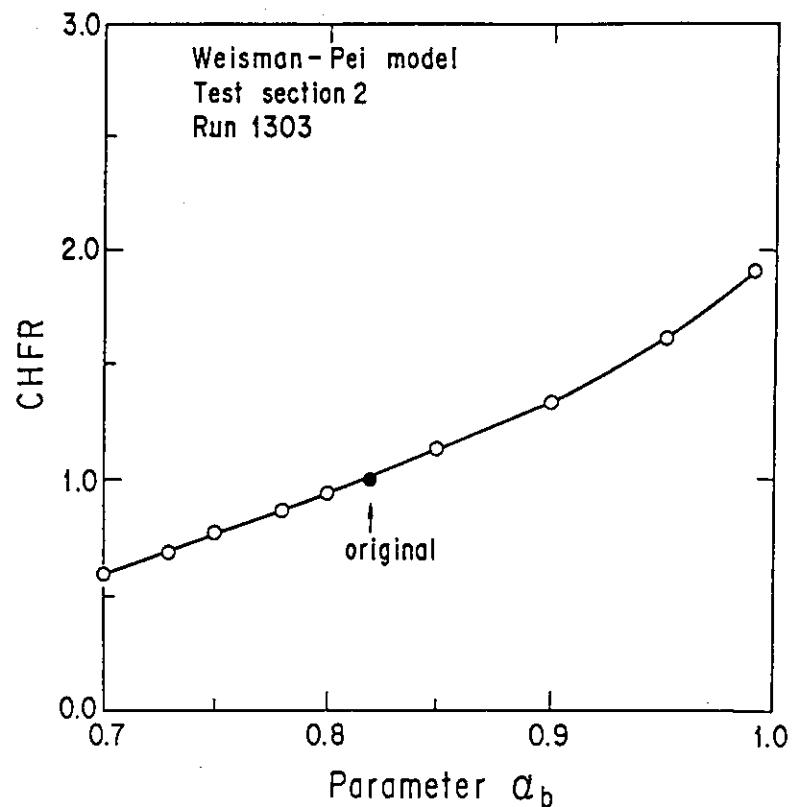


Fig. 3.27 Effect of void fraction in bubbly layer on CHFR
(Weisman-Pei model)

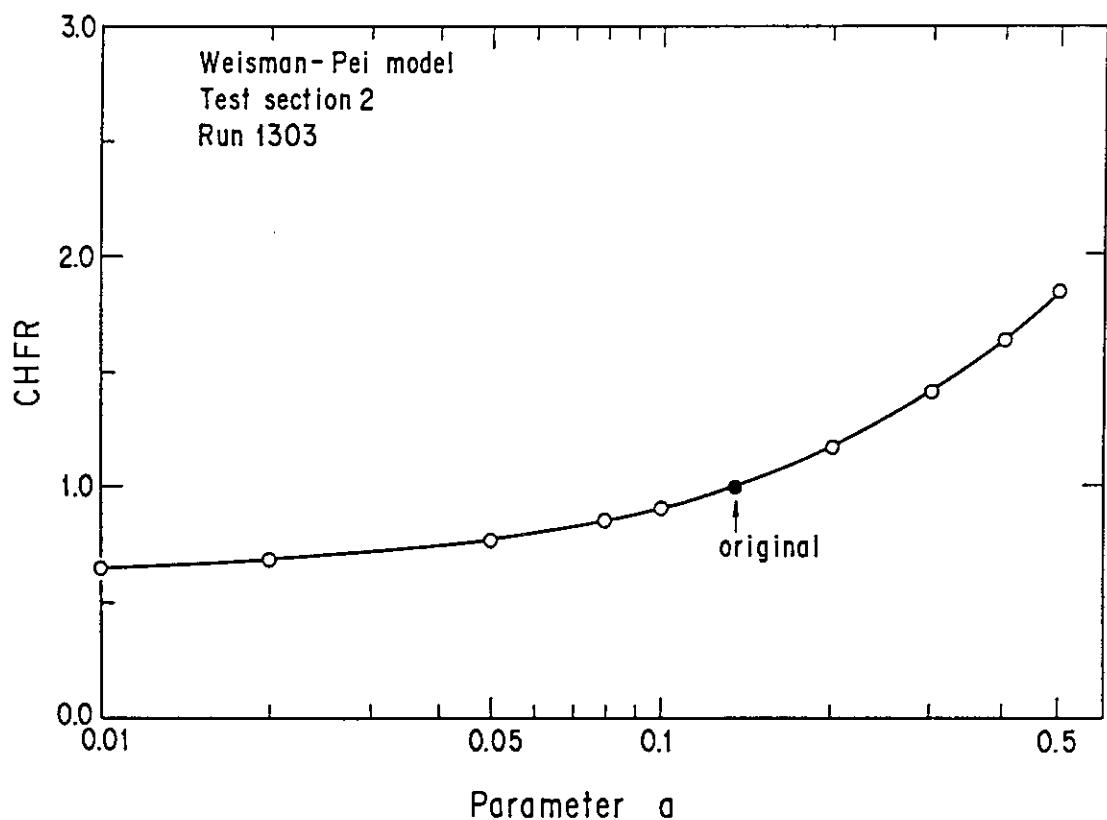


Fig. 3.28 Effect of two phase multiplier in turbulent intensity
on CHFR (Weisman-Pei model)

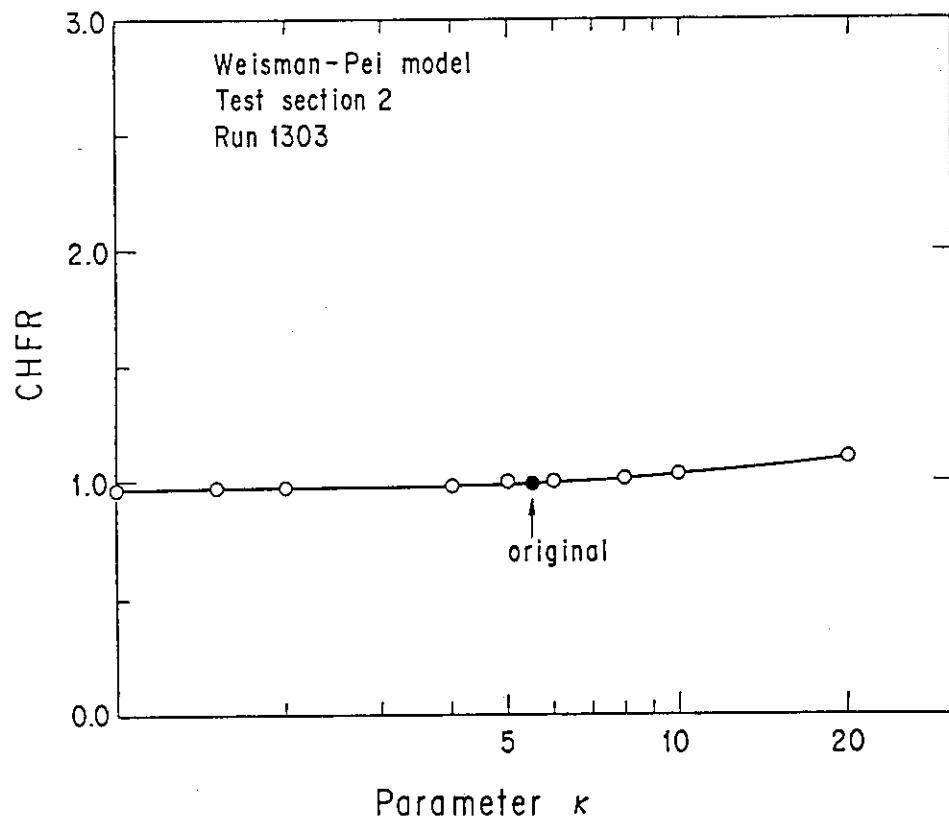


Fig. 3.29 Effect of bubbly layer thickness to bubble diameter ratio on CHFR (Weisman-Pei model)

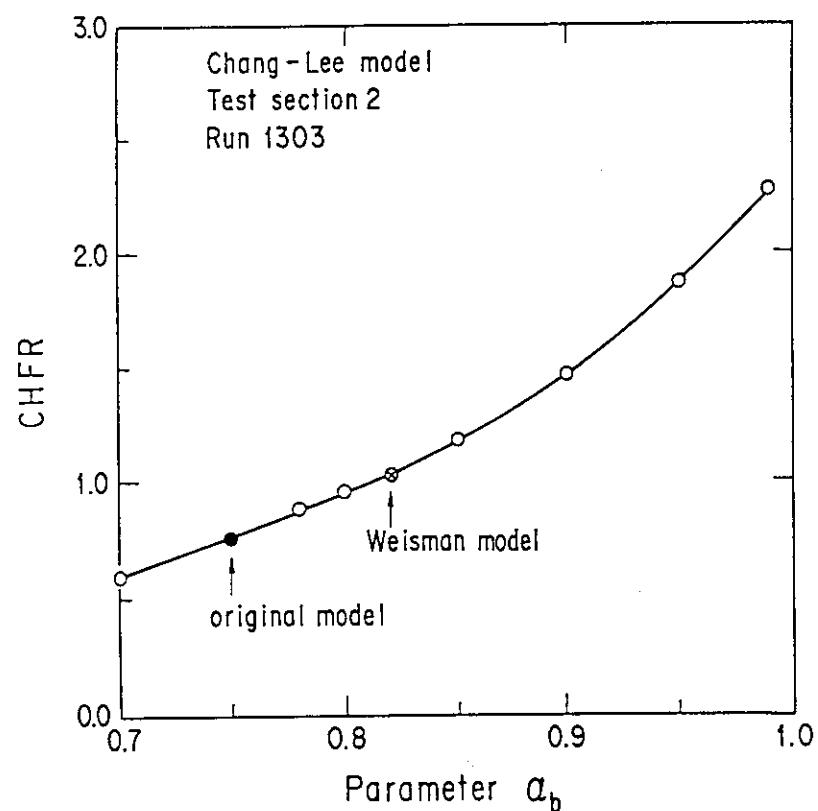


Fig. 3.30 Effect of void fraction in bubbly layer on CHFR (Chang-Lee model)

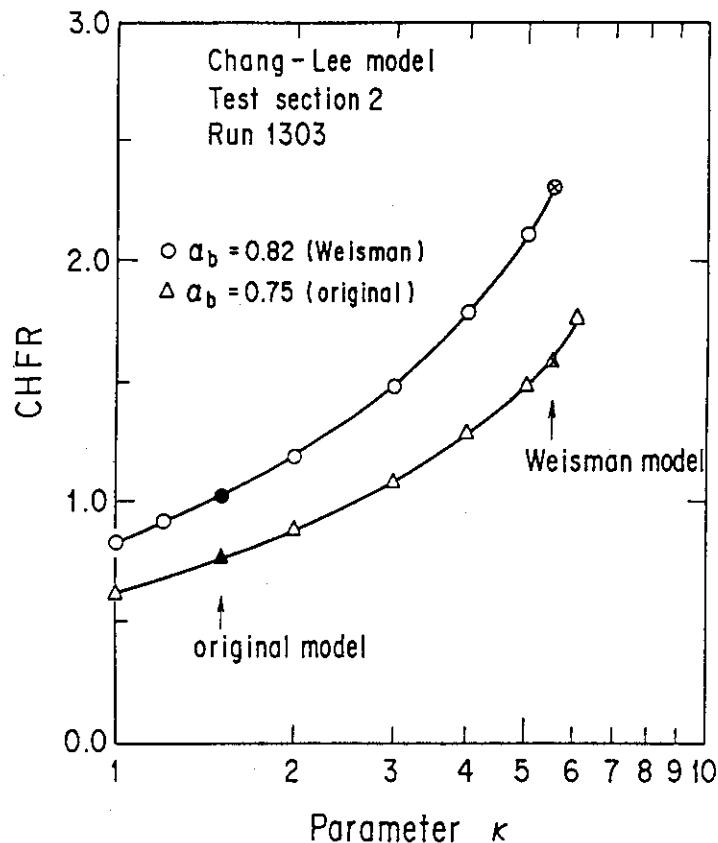


Fig. 3.31 Effect of bubbly layer thickness to bubble diameter ratio on CHFR (Change-Lee model)

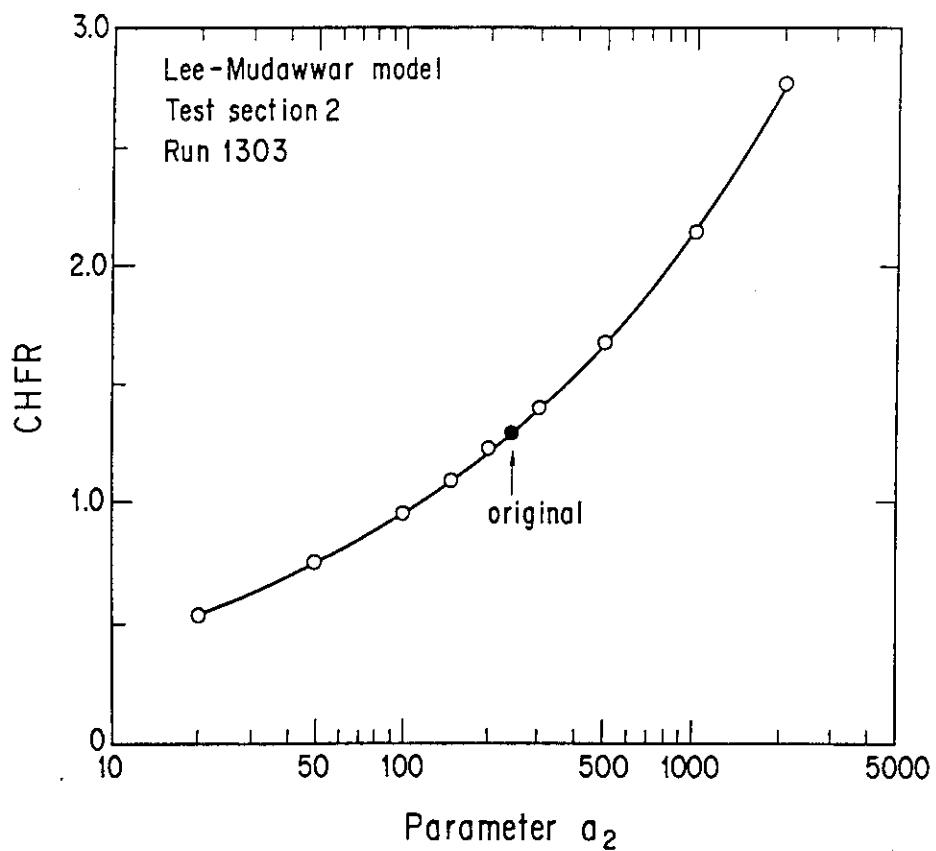


Fig. 3.32 Effect of parameter α_2 on CHFR (Lee-Mudawwar model)

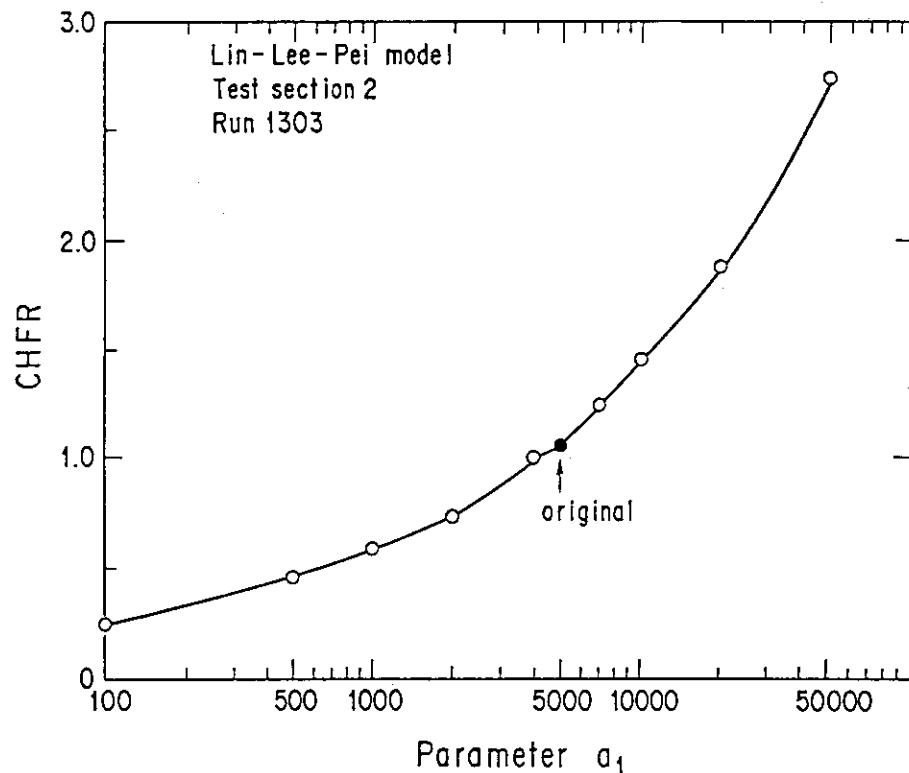
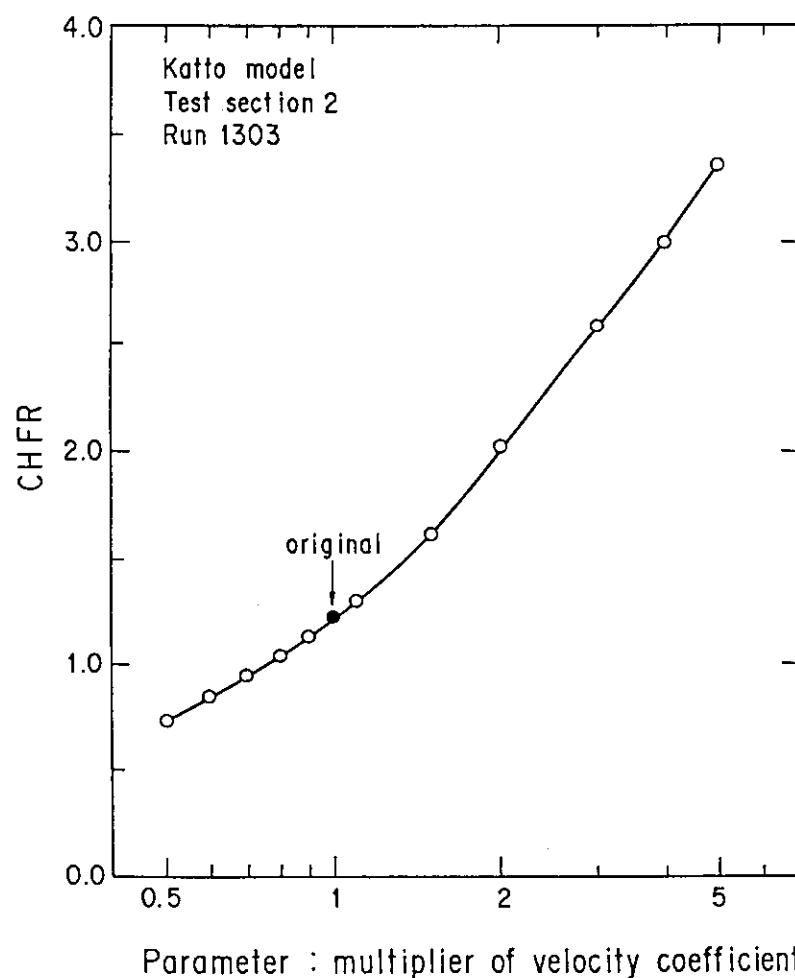
Fig. 3.33 Effect of parameter a_1 on CHFR (Lin-Lee-Pei model)

Fig. 3.34 Effect of velocity coefficient on CHFR (Katto model)

4. 結 言

代表的なD N Bメカニスティックモデルを調査し、各モデルによる限界熱流束計算値と、高転換軽水炉体系での実験データとの比較を行なった。比較したメカニスティックモデルは、発熱面近傍の気泡充満限界モデルとして、1) Weisman - Pei, 及び2) Chang-Lee、薄液膜ドライアウトモデルとして、3) Lee-Mudawwar, 4) Lin-Lee-Pei, 及び5) Kattoの5種類のモデルである。

- 1) 比較の結果、以上のモデルの中では、Weisman-Peiモデルによる計算値が実験値と最も良い一致を示した。
- 2) 各モデルに含まれる実験定数に関して感度解析を行ない、実験定数が限界熱流束計算値に及ぼす影響を明らかにした。
- 3) 計算の過程で得られる各種物理量について比較した結果、モデル相互に大きな相違が認められた。

今後、D N B発生機構を明らかにし、物理現象に立脚した一般性のあるメカニスティックモデルを構築するためには、D N B発生時の発熱面近傍の流動現象の詳細な観察が不可欠である。

謝 辞

本研究の遂行に際して、有益な助言と討論をいただいた、金子義彦企画室長（前原子炉工学部長）及び平岡徹原子炉工学部長に感謝いたします。

高圧小型水ループ実験に際しては、N U C E F建設室新妻泰氏の協力が得られたことを感謝いたします。

4. 結 言

代表的なD N Bメカニスティックモデルを調査し、各モデルによる限界熱流束計算値と、高転換軽水炉体系での実験データとの比較を行なった。比較したメカニスティックモデルは、発熱面近傍の気泡充満限界モデルとして、1) Weisman - Pei, 及び2) Chang-Lee、薄液膜ドライアウトモデルとして、3) Lee-Mudawwar, 4) Lin-Lee-Pei, 及び5) Kattoの5種類のモデルである。

- 1) 比較の結果、以上のモデルの中では、Weisman-Peiモデルによる計算値が実験値と最も良い一致を示した。
- 2) 各モデルに含まれる実験定数に関して感度解析を行ない、実験定数が限界熱流束計算値に及ぼす影響を明らかにした。
- 3) 計算の過程で得られる各種物理量について比較した結果、モデル相互に大きな相違が認められた。

今後、D N B発生機構を明らかにし、物理現象に立脚した一般性のあるメカニスティックモデルを構築するためには、D N B発生時の発熱面近傍の流動現象の詳細な観察が不可欠である。

謝 辞

本研究の遂行に際して、有益な助言と討論をいただいた、金子義彦企画室長（前原子炉工学部長）及び平岡徹原子炉工学部長に感謝いたします。

高圧小型水ループ実験に際しては、N U C E F建設室新妻泰氏の協力が得られたことを感謝いたします。

参考文献

- (1) 伝熱流動研究室, "高転換軽水炉の熱水力工学の研究", JAERI-M 91-055 (1991).
- (2) 渡辺博典 他 私信
- (3) Hewitt, G. F., "Critical Heat Flux in Flow Boiling", Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. (1978), 6, 143
- (4) Weisman, J and Pei, B. S., "Prediction of Critical Heat Flux in Flow Boiling at Low Qualities", Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 26, No. 10, 1463-1477 (1983).
- (5) Weisman, J and Ying, S. H., "A Theoretically Based Critical Heat Flux Prediction for Rod Bundles at PWR Conditions", Nuclear Engineering and Design 85, 239-250 (1985).
- (6) Ying, S. H. and Weisman, J., "Prediction of the Critical Heat Flux in Flow Boiling at Intermediate Qualities", Int. J. Mass Heat Transfer vol. 29, No. 11 1639-1648 (1986).
- (7) Chang, S. H. and Lee, K. W., "A Critical Heat Flux Model Based on Mass, Energy, and Momentum Balance for Upflow Boiling at Low Qualities", Nuclear Engineering and Design 113, 35-50 (1989).
- (8) Lee, C. H. and Mudawwar, I., "A Mechanistic Critical Heat Flux Model for Subcooled Flow Boiling Based on Local Flow Conditions", Int. J. Multiphase Flow Vol. 14, No. 6, 711-728 (1988).
- (9) Lin, W. S., Pei, B. S., Lee, C. H. and Mudawwar, I. A., "A Theoretical Critical Heat Flux Model for Rod Bundles under Pressurized Water Reactor Conditions", Nuclear Technology vol. 85 May (1989).
- (10) Lin, W. S., Lee, C. H. and Pei, B. S., "An Improved Theoretical Critical Heat Flux Model for Low-Quality Flow", Nuclear Technology Vol. 88 294-306 Dec. (1989).
- (11) 甲藤好郎, 吉原正博, "管内強制流動サブクール沸騰の限界熱流束の解析的研究", 日本機械学会論文集 (B編) 55巻519号(1989).
- (12) Katto, Y., "A Physical Approach to Critical heat Flux of Subcooled Flow Boiling in Round Tubes", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No. 4, 611-620 (1990).
- (13) Katto, Y., "Prediction of Critical Heat Flux of Subcooled Flow Boiling in Round Tubes", Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 33, No. 9, 1921-1928 (1990).
- (14) Tong, L. S., "Boundary Layer ANalysis of the Flow Boiling Crisis", Int. J. Heat Mass Transfer, 11, 1208-1211 (1968).
- (15) Wheeler, C. L. et al., "COBRA-IV-I: An Interim Version of COBRA for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements and Cores", BNWL-1962 (1976).
- (16) 岩村公道, 他, "二相流条件下での流体混合特性に関する検討 (乱流混合係数のボイド率依存性がCHFの評価に及ぼす影響)", JAERI-M 89-127 (1989).

付録 A D N B メカニスティックモデルの 計算方法

A. 1 Weisman-Pei モデルの計算方法

記号表

- a = 乱流強度方程式における二相増倍係数 (実験定数)
 C_p = 定圧比熱
 D_h = 水力等価直徑
 D_p = 平均気泡径
 f = 摩擦係数
 G = 軸方向質量速度
 G_s = 乱流によるコア層から気泡層への横方向質量速度
 h_f = 飽和エンタルピー
 h_{fg} = 蒸発潜熱
 h_l = サブクール液エンタルピー
 h_{ld} = 気泡離脱点のエンタルピー
 H_1 = 単相流熱伝達係数
 i_b = 気泡層とコア層の境界における乱流強度
 k_l = 液熱伝導率
 Pr = プラントル数
 q'' = 全熱流束
 q_b'' = 全熱流速のうち蒸気発生に寄与する分
 q_{CHF} = 限界熱流束
 r_a = $D_h/2$
 Re = レイノルズ数
 s = 気泡層の厚さ
 v_{11} = 蒸気発生による横方向速度
 v' = 横方向変動速度
 X_c = コア層の平均クオリティ
 X_b = 気泡層の平均クオリティ
 X_{avg} = 断面平均クオリティ
 α_c = コア層の平均ボイド率
 α_b = 気泡層の平均ボイド率
 α_{avg} = 断面平均ボイド率
 κ = 気泡層の厚さと気泡径の比 (実験定数)
 μ_{avg} = 混合平均粘性係数
 μ_l = 液粘性係数
 ρ_c = コア層の平均密度
 ρ_b = 気泡層の平均密度

ρ_1 = バルク温度での液密度

ρ_g = 鮑和蒸気密度

ρ_{avg} = 断面平均密度

σ = 表面張力

$\sigma_{v'}$ = v' の標準偏差

計算の仮定（オリジナルモデルとの相違点）

- (1) CHF発生場所での局所エンタルピー及び質量速度はサブチャンネル解析結果を使用
- (2) 断面平均クオリティはSaha-Zuberのモデルにより計算（甲藤のモデルと同様）

計算手順

- (1) 各種物性値を計算

- (2) 热流束 q'' を仮定

- (3) 気泡離脱点での液エンタルピー h_{ld} を計算（Levyのサブクール沸騰モデル）

$$Re = GD_h / \mu_1$$

$$H_1 = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} k_1 / D_h$$

$$f = 0.0055 \{ 1 + [20000(\varepsilon/D_h) + 10^6/Re]^{1/3} \} \quad (\text{Waggener})$$

$$\text{ここで } \varepsilon/D_h = 0.0001$$

$$Y_b^+ = 0.01(\sigma D_h \rho_1)^{0.5} / \mu_1$$

$0 \leq Y_b^+ \leq 5$ の場合

$$h_f - h_{ld} = C_{p1} q'' / H_1 - q'' \Pr Y_b^+ / [G(f/8)^{0.5}]$$

$5 \leq Y_b^+ \leq 30$ の場合

$$h_f - h_{ld} = C_{p1} q'' / H_1 - 5q'' \{\Pr + \log[1 + \Pr(Y_b^+/5 - 1)]\} / [G(f/8)^{0.5}]$$

$30 \leq Y_b^+$ の場合

$$h_f - h_{ld} = C_{p1} q'' / H_1 - 5q'' [\Pr + \log(1 + 5\Pr) + 0.5 \log(Y_b^+/30)] / [G(f/8)^{0.5}]$$

- (4) 平均クオリティ及びボイド率の計算（Saha-Zuberモデル）

$$X_e = X_{en} \exp(X_e/X_{en} - 1)$$

$$X_{avg} = \frac{X_e}{1 - X_{en} \exp(X_e/X_{en} - 1)}$$

ここで、

X_e = 热力学的平衡クオリティ（サブチャンネル解析により与えられる）

X_{en} = 正味蒸気発生開始点での平衡クオリティで次式で与えられる

$$Pe = G C_{p1} D_h / k_1 \text{ とすると}$$

$Pe < 70000$ の場合

$$X_{en} = -0.0022[q''/(\rho_1 h_{fg})][D_h C_D (\rho_1/k_1)]$$

Pe > 70000 の場合

$$X_{en} = -154[q''/(\rho_1 h_{fg})][1/(G/\rho_1)]$$

$$\alpha_{avg} = X_{avg}/[X_{avg} + (1-X_{avg})(\rho_g/\rho_1)]$$

(5) 平均密度、平均粘性係数の計算

$$\rho_{avg} = 1/[X_{avg}/\rho_g + (1 - X_{avg})/\rho_1]$$

$$\mu_{avg} = \mu_1 \exp[2.55\alpha_{avg}/(1 - 39\alpha_{avg}/64)]$$

(6) 平均気泡径

$$D_p = 0.015[8\sigma D_h \rho_{avg}/(fG^2)]^{0.5}$$

(7) 気泡層とコア層の境界における乱流強度 i_b の計算

$$i_b = 0.790(GD_h/\mu_{avg})^{-0.1}(D_p/D_h)^{0.6}[1 + a(\rho_1 - \rho_g)/\rho_g]$$

ここで a は実験定数で以下の値となる

$$a = 0.135 \quad (G \leq 9.7 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{h})$$

$$a = 0.135[G/(9.7 \times 10^6)]^{-0.3} \quad (G > 9.7 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{h})$$

(8) 乱流による横方向速度の式に含まれる Φ ファクターの計算

$$\text{横方向変動速度 } v' \text{ の標準偏差} \quad \sigma_{v'} = i_b G / \rho_{avg}$$

$$\text{全熱流束のうち蒸気発生に寄与する分} \quad q_b'' = q''(h_1 - h_{1d})/(h_f - h_{1d})$$

$$\text{蒸気発生による横方向速度} \quad v_{11} = q_b''/(\rho_g h_{fg})$$

乱流によるコア層から気泡層への横方向速度を次式で表現 (Peiによる)

$$G_3 = G\Phi i_b$$

ここで、

$$\Phi = 0.399 \exp[-0.5(v_{11}/\sigma_{v'})^2] - 0.5(v_{11}/\sigma_{v'}) \operatorname{erfc}(0.707v_{11}/\sigma_{v'})$$

(9) 気泡層の厚さ、気泡層及びコア層の密度及びクオリティの計算

$$\text{気泡層の厚さ} \quad s = \kappa D_p$$

κ は実験定数で、ここでは $\kappa = 5.5$ とする

$$\text{気泡層のボイド率} \quad \alpha_b = 0.82 \text{ と仮定する}$$

$$\text{気泡層のクオリティ} \quad \alpha_b \rho_g / \rho_1$$

$$X_b = \frac{\alpha_b \rho_g / \rho_1}{[1 - (1 - \rho_g / \rho_1) \alpha_b]}$$

$$\begin{aligned}
 \text{気泡層の密度} \quad \rho_b &= 1/[X_b/\rho_g + (1-X_b)/\rho_i] \\
 \text{コア層の密度} \quad \rho_c &= \rho_{avg} r_0^2 / (r_0 - s) - 2\rho_b (r_0 - 0.5s) s / (r_0 - s)^2 \\
 \text{ただし} \quad r_0 &= D_b / 2 \\
 \text{コア層のボイド率} \quad \alpha_c &= (\rho_i - \rho_c) / (\rho_i - \rho_g) \\
 \text{コア層のクオリティ} \quad \alpha_c \rho_g / \rho_i & \\
 X_c &= \frac{\alpha_c \rho_g / \rho_i}{[1 - (1 - \rho_g / \rho_i) \alpha_c]}
 \end{aligned}$$

(10) C H F の計算

C H F 発生時の気泡層内の質量バランスにより次式を得る

$$\frac{q_{CHF}''}{h_{fg} G} = \frac{(h_i - h_{id})}{(h_f - h_{id})} = (X_b - X_c) \Phi_{ib}$$

(11) 収束計算

(10)で求めた q_{CHF}'' と (2)で仮定した q'' が十分な精度で一致するまで (2)～(10)を繰り返す。

A. 2 Chang-Lee モデルの計算方法

記号表

- A = 流路断面積
 C_d = 分布パラメター
 C_p = 定圧比熱
 D_h = 水力等価直径
 D_p = 平均気泡径
 f = 摩擦係数
 g = 重力加速度
 G = 軸方向質量速度
 h = エンタルピー
 $\langle h \rangle$ = 平均エンタルピー
 h_{fg} = 蒸発潜熱
 h_{ld} = 気泡離脱点のエンタルピー
 H_1 = 单相流熱伝達係数
 k_1 = 液熱伝導率
 P = 圧力
 P_{crit} = 臨界圧力
 Pr = プラントル数
 q'' = 热流束
 q_{CHF} = 限界热流束
 r_0 = $D_h/2$
 Re = レイノルズ数
 s = 気泡層の厚さ
 U_r = 気泡層とコア層の相対速度
 $U_{g,j}$ = ドリフト速度
 X = クオリティ
 X_e = 热的平衡クオリティ
 X_{ed} = 気泡離脱点での热平衡クオリティ
 z = 軸方向位置
 α = ボイド率
 $\langle \alpha \rangle$ = コア層占める断面積割合
 ρ = 密度
 σ = 表面張力
 μ = 粘性係数
 ξ_w = 濡れぶち長さ
 ξ_i = 気泡層とコア層の界面長さ
 τ_{wi} = 界面剪断応力

添字

avg = 平均
 b = 気泡層
 c = コア層
 d = 気泡離脱点
 f = 飽和液
 l = サブクール液
 g = 蒸気
 in = 入口

計算の仮定

- (1) CHF発生場所での平均エンタルピー $\langle h \rangle$ （熱平衡クオリティ X_e ）及び質量速度Gはサブチャンネル解析により求めた値を使用。

計算手順

- (1) 各種物性値を計算

- (2) 热流束 q'' を仮定

- (3) 気泡離脱点での液エンタルピー h_{ld} を計算 (Levyのサブクール沸騰モデル)

$$Re = GD_h / \mu$$

$$H_1 = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} k_1 / D_h$$

$$f = 0.0055 \{ 1 + [20000(\varepsilon / D_h) + 10^6 / Re]^{1/3} \} \quad (\text{Waggener})$$

$$\text{ここで } \varepsilon / D_h = 0.0001$$

$$Y_b^+ = 0.015 (\sigma D_h \rho_1)^{0.5} / \mu$$

$0 \leq Y_b^+ \leq 5$ の場合

$$h_f - h_{ld} = C_{p1} q'' / H_1 - q'' \Pr Y_b^+ / [G(f/8)^{0.5}]$$

$5 \leq Y_b^+ \leq 30$ の場合

$$h_f - h_{ld} = C_{p1} q'' / H_1 - 5q'' \{\Pr + \log[1 + \Pr(Y_b^+/5 - 1)]\} / [G(f/8)^{0.5}]$$

$30 \leq Y_b^+$ の場合

$$h_f - h_{ld} = C_{p1} q'' / H_1 - 5q'' [\Pr + \log(1 + 5\Pr) + 0.5 \log(Y_b^+/30)] / [G(f/8)^{0.5}]$$

- (4) 真のクオリティの計算 (Levyモデル)

$$X = X_e - X_{ed} \exp(X_e/X_{ed} - 1)$$

ここで、

$$X_e = \text{熱平衡クオリティ} \quad X_e = (\langle h \rangle - h_f) / h_{fg}$$

$$X_{ed} = \text{気泡離脱点での熱平衡クオリティ} \quad X_{ed} = -(h_f - h_{ld}) / h_{fg}$$

(5) 気泡離脱点の計算

$$z_d = \frac{GA}{q'' \xi_w} [(h_f - h_{in}) - (h_f - h_{ed})]$$

なお、 z_d が発熱長さより長い場合には C H F に至らないので計算は終了

(6) サブクール液エンタルピー及びクオリティと液エンタルピーの軸方向微分値計算

$$h_1 = (\langle h \rangle - h_g X) / (1-X)$$

$$\frac{dX}{dz} = \frac{\xi_w q''}{GA h_{fg}} [1 - \exp(X_e/X_{ed} - 1)]$$

$$\frac{dh_1}{dz} = \frac{\xi_w q''}{GA(1-X)} \frac{h_g - h_1}{h_{fg}} [1 - \exp(X_e/X_{ed} - 1)]$$

(7) ボイド率計算 (Zuber-Findlayモデル)

$$\alpha = \frac{X}{C_0 (X + (1-X) \rho_g / \rho_1) + \rho_g U_{gj} / G}$$

$$C_0 = 1.2 \quad (P/P_{crit} \leq 0.5)$$

$$C_0 = 1.2 - 0.4(P/P_{crit} - 0.5) \quad (P/P_{crit} > 0.5)$$

$$U_{gj} = 2.9 [(\rho_1 - \rho_g) \sigma g / \rho_1^2]^{0.25}$$

ただし α が 0.7 以上になると適用範囲外なので計算は終了

(8) 平均気泡径

$$\rho_{avg} = 1/[X/\rho_g + (1-X)/\rho_1]$$

$$D_p = 0.015 [8 \sigma D_h \rho_{avg} / (f G^2)]^{0.5}$$

(9) 気泡層の厚さの計算

$$s = \kappa D_p$$

ここでは、 $\kappa = 1.5$ と仮定

(10) 気泡層及びコア層内の密度、ボイド率及びクオリティ

$$\text{コア層の占める割合 } \langle \alpha \rangle = (r_0 - s)^2 / r_0^2$$

$$\text{コア層のボイド率 } \alpha_c = \alpha / \langle \alpha \rangle + \alpha_b (1 - 1 / \langle \alpha \rangle)$$

気泡層のボイド率 $\alpha_b = 0.7 \sim 0.82$ の範囲で与える

$$\text{サブクール液密度 } \rho_i = \rho_{in} + (\rho_f - \rho_{in})(h_i - h_{in}) / (h_f - h_{in})$$

$$\text{コア層部の密度 } \rho_c = \rho_i (1 - \alpha_c) + \rho_g \alpha_c$$

$$\text{気泡層部の密度 } \rho_b = \rho_f (1 - \alpha_b) + \rho_g \alpha_b$$

$$\text{気泡層のクオリティ } X_b = \rho_g \alpha_b / [\rho_f - \alpha_b (\rho_f - \rho_g)]$$

$$\text{コア層のクオリティ } X_c = \rho_g \alpha_c / [\rho_i - \alpha_c (\rho_i - \rho_g)]$$

(11) 摩擦係数及び界面剪断応力

$$Re = GDh / [\mu 1 (1 + 2.5 \alpha)]$$

界面摩擦係数 (Nedderman-Shearer方程式)

$$1/f_{wi}^{0.5} = 3.48 - 4 \log_{10}(2s/Dh - 14.12/Re f_{wi}^{0.5})$$

コア層と気泡層の相対速度は、DNB発生時には気泡層の速度はゼロとなるので、

$$U_r = G / (\rho_c \langle \alpha \rangle)$$

界面剪断応力は次式で与えられる

$$\tau_{wi} = 0.5 f_{wi} \rho_c U_r^2$$

(12) C H F の計算

オリジナル式より加速項を省略すると次式を得る

$$q_{CHF}'' = \frac{[(\rho_c - \rho_b) g A \langle \alpha \rangle (1 - \langle \alpha \rangle) / \xi_i + \tau_{wi}] [(X_b - X_c) \xi_i h_f g \rho_c \langle \alpha \rangle]}{G \xi_i F_q}$$

$$\text{ここで } F_q = h_f g (X_b - X_c) / [h_f (1 - X_b) + h_g X_b - h_i (1 - X_c) - h_g X_c]$$

(13) 収束計算

(12)で求めた q_{CHF}'' と(2)で仮定した q'' が十分な精度で一致するまで(2)～(12)を繰り返す。

A. 3 Lee-Mudawwar モデル の計算方法

記号表

- Bo = 沸騰数
 C = パラメター
 C_a = 分布パラメター
 C_d = ドラッグ係数
 C_p = 定圧比熱
 D_b = 蒸気ブランケット径
 D_h = 水力等価直径
 F_I = 蒸気発生による慣性力
 f = 摩擦係数
 G = 局所バルク質量速度
 G_L = 液質量速度
 G_m = 薄液膜に流入する液の質量速度
 g = 重力加速度
 h_b = 局所バルクエンタルピー
 h_f = 飽和液エンタルピー
 h_{fg} = 蒸発潜熱
 h_{sc} = サブクール沸騰熱伝達係数
 H_1 = 单相流熱伝達係数
 k_f = 飽和液熱伝導率
 L_m = 蒸気ブランケットの長さ
 P = 圧力
 P_{crit} = 臨界圧力
 Pr = プラントル数
 q_{CHF} = 限界熱流束
 r_0 = $D_h/2$
 Re = レイノルズ数
 Re_L = 液レイノルズ数
 T_b = バルク温度
 T_{sat} = 飽和温度
 U_b = 蒸気ブランケット速度
 U_{bL} = $\delta_m + D_b/2$ における液速度
 $U_{g,j}$ = ドリフト速度
 U_L = 液速度
 U_m = 薄液膜中の液速度
 U_t = 摩擦速度
 X_e = 熱的平衡クオリティ
 X_t = 真のクオリティ

y = 壁面からの距離

α = ボイド率

δ_m = 薄液膜厚さ

μ_f = 鮫和液粘性係数

ρ_f = 鮫和液密度

ρ_g = 鮫和蒸気密度

σ = 表面張力

τ_w = 壁面剪断応力

計算手順

(1) 各種物性値を計算

定数の設定 $a_1=0.35$, $a_2=240$, $a_3=-0.8$, $a_4=0.175$

(2) クオリティ及びボイド率計算

真のクオリティ X_t は熱平衡クオリティ X_e に等しいと仮定 (Lin等の改良による)
熱平衡クオリティはサブチャンネル解析結果を用いる

ボイド率はZuber-Findlayのドリフトフラックスモデルによる

$$\alpha = \frac{X_t}{C_0(X_t + (1 - X_t)\rho_g/\rho_f) + \rho_g U_{gj}/G}$$

$$C_0 = 1.2 \quad (P/P_{crit} \leq 0.5)$$

$$C_0 = 1.2 - 0.4(P/P_{crit} - 0.5) \quad (P/P_{crit} > 0.5)$$

$$U_{gj} = 1.41[(\rho_f - \rho_g)\sigma g/\rho_f^2]^{0.25}$$

ただし α が0.7以上になると適用範囲外なので計算は終了

(3) 液質量速度及び蒸気ブランケット径の計算

バルク質量速度 G はサブチャンネル解析結果を用いる

$$G_L = G(1 - X_t)/(1 - \alpha)$$

$$Re_L = G_L * D_b / \mu_f$$

蒸気ブランケット径 D_b はCole-Rohsenowモデルを使用

$$D_b = 0.00015 \{ \sigma / [g(\rho_f - \rho_g)] \}^{0.5} [\rho_f C_p T_{sat} / (\rho_g h_f g)]^{1.25}$$

(4) 壁面剪断応力 τ_w 及び摩擦速度 U_t の計算

$$\tau_w = 0.5 (0.046 \text{Re}_L^{-0.2}) G_L^2 / \rho_f$$

$$U_t = (\tau_w / \rho_f)^{0.5}$$

(5) 薄膜厚さ δ_m の繰り返し初期値を仮定する

本計算では、 δ_m の初期値として、以下の値を用いた

$$\delta_m = 0.02 \text{ mm} \quad (P < 6 \text{ MPa})$$

$$\delta_m = 0.01 \text{ mm} \quad (6 \text{ MPa} \leq P \leq 14 \text{ MPa})$$

$$\delta_m = 0.005 \text{ mm} \quad (14 \text{ MPa} < P)$$

(6) 蒸気プランケット回転に基づく横方向の力の式に含まれるパラメータ C の計算

$$C = a_2 \text{Re}_L^t$$

$$\text{ここで } t = a_3 - a_4 \alpha / (1 - \alpha)$$

ただし Lee-Mudawwar のオリジナルモデルではボイド率の効果を無視している

(7) 横方向速度勾配及び $\delta_m + D_b / 2$ における液速度の計算

蒸気プランケットが存在する領域の液速度は、3 領域速度分布モデルのバッファー領域に相当すると仮定

$$\partial U_L / \partial y = 2.5 U_t [1 + \delta_m / (D_b + \delta_m)] / \delta_m$$

$$U_{bL} = U_t \{5 \log [\rho_f (\delta_m + D_b / 2) U_t / \mu_f] - 3.05\}$$

(8) 蒸気プランケット速度の計算

気泡ドラッグ係数としては Chan-Prince のモデルを使用

$$U_b = S_1 + S_2 + U_{bL} / 3$$

ここで

$$S_1 = [S_3 / 2 + U_{bL}^3 / 27 + (S_3^2 / 4 + S_3 U_{bL}^3 / 27)^{0.5}]^{1/3}$$

$$S_2 = [S_3 / 2 + U_{bL}^3 / 27 - (S_3^2 / 4 + S_3 U_{bL}^3 / 27)^{0.5}]^{1/3}$$

$$S_3 = \pi \sigma g D_b (\rho_f^2 - \rho_g^2) / (12 \mu_f \rho_f \rho_g)$$

なお、この場合 $C_d = 48 \mu_f / [\rho_f D_b (U_b - U_{bL})]$ となる

(9) 蒸気プランケット長さ及び薄液膜に流れ込む液の質量速度

Helmholtz の臨界波長により

$$L_m = 2 \pi \sigma (\rho_f + \rho_g) / (\rho_f \rho_g U_b^2)$$

蒸気プランケットの流速は薄液膜の流速より十分速いので

$$G_m = \rho_f (U_b - U_m) = \rho_f U_b$$

(10) C H F の計算

薄液膜のエネルギーバランス式より次式を得る

$$q_{CHF}'' = G_m \delta_m h_{fg}/L_m \quad (h_f \leq h_b, \text{飽和状態の場合})$$

$$q_{CHF}'' = G_m \delta_m [h_{fg} + a_1(h_f - h_b)]/L_m \quad (h_f > h_b, \text{サブクール状態の場合})$$

(11) サブクール沸騰熱伝達係数及び蒸気発生による慣性力の計算

サブクール沸騰熱伝達係数としてはShahの相関式を使用

$$230 q_{CHF}'' Bo^{0.5}$$

$$h_{so} = \frac{230 q_{CHF}'' Bo^{0.5}}{a_1(T_{sat} - T_b)(230 Bo^{0.5} - 1) + q_{CHF}''/H_1}$$

ここで、

$$Bo = q_{CHF}''/(h_{fg}G)$$

$$H_1 = 0.023(k_f/D_b)Re^{0.8}Pr^{0.4}$$

蒸気発生による慣性力は次式で与えられる

$$F_1 = q_{CHF}''^2 D_b L_m / (\rho_g h_{fg}^2) \quad (h_f \leq h_b \text{の場合})$$

$$F_1 = [q_{CHF}'' - a_1 h_{so}(T_{sat} - T_b)]^2 D_b L_m / (\rho_g h_{fg}^2) \quad (h_f > h_b \text{の場合})$$

(12) 蒸気ブランケットの相対速度

$$F_1$$

$$\Delta U = U_b - U_{bL} = \frac{C \rho_f (\partial U_L / \partial y) (0.25 \pi D_b^2 L_m)}{}$$

(13) $\delta_m + D_b/2$ における液速度 U_{bL} の再計算

$$U_{bL} = U_b - \Delta U$$

もしこの U_{bL} が負の場合 δ_m の初期値が大きすぎるので、 δ_m を小さくして、 U_{bL} が正になるまで(5)以降を再計算する。

(14) 薄液膜厚さ δ_m の再計算

(13)で求めた U_{bL} の値を用いて δ_m を再計算する

$$\delta_m = [\mu_f / (\rho_f U_t)] \exp[(U_{bL}/U_t + 3.05)/5] - 0.5D_b$$

(15) 収束計算

(14)で求めた δ_m と(5)で仮定した δ_m が十分な精度で一致するまで(5)～(14)を繰り返す。

収束が完了すれば、(10)で計算した q_{CHF}'' が C H F の値である

A. 4 Lin-Lee-Pei モデルの計算方法

記号表

- C = パラメター
 C_d = ドラッグ係数
 C_p = 定圧比熱
 D_b = 蒸気ブランケット等価直径
 D_h = 水力等価直径
 F_I = 蒸気発生による慣性力
 G = 局所バルク質量速度
 G_m = 薄液膜に流入する液の質量速度
 g = 重力加速度
 h_b = 局所バルクエンタルピー
 h_f = 飽和液エンタルピー
 h_{fg} = 蒸発潜熱
 H_1 = 単相流熱伝達係数
 k_f = 飽和液熱伝導率
 L_m = 蒸気ブランケットの長さ
 Pr = プラントル数
 q_{CHF}^* = 限界熱流束
 q_d^* = 蒸気発生開始点での熱流束
 Re = レイノルズ数
 Re_2 = 二相流でのレイノルズ数
 T_b = バルク温度
 T_{sat} = 飽和温度
 U_b = 蒸気ブランケット速度
 U_{bL} = $\delta_m + D_b / 2$ における液速度
 U_L = 液速度
 U_m = 薄液膜中の液速度
 U_t = 摩擦速度
 U_{t0} = 単相流の摩擦速度
 X_d = 正味蒸気発生位置での熱平衡クオリティ
 X_e = 热平衡クオリティ
 X_t = 真のクオリティ
 Y_r = パラメータ
 y = 壁面からの距離

 α = ボイド率
 δ_m = 薄液膜厚さ
 μ_f = 飽和液粘性係数

μ_2 = 二相流粘性係数
 ρ_f = 鮑和液密度
 ρ_g = 鮑和蒸気密度
 ρ_2 = 二相流密度
 σ = 表面張力
 τ_w = 壁面剪断応力
 τ_{w0} = 单相流の壁面剪断応力

計算手順

(1) 各種物性値を計算

定数の設定、バンドル形状に関しては以下の値を設定

$$a_1=5000, a_2=-0.4, a_3=-0.8, a_4=0.5$$

(2) 気泡発生点でのバルク熱平衡クオリティ X_d を計算 (Levyのサブクール沸騰モデル)

気泡発生点での無次元バルク温度 T_b^+ は次式で与えられる

$$Re = GD_h / \mu_f$$

$$H_t = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} k_f / D_h$$

$$Y_b^+ = 0.015 (\sigma D_h \rho_f)^{0.5} / \mu_f$$

$0 \leq Y_b^+ < 5$ の場合

$$T_b^+ = Pr Y_b^+$$

$5 \leq Y_b^+ < 30$ の場合

$$T_b^+ = 5 \{ Pr + \log [1 + Pr (Y_b^+ / 5 - 1)] \}$$

$30 \leq Y_b^+$ の場合

$$T_b^+ = 5 [Pr + \log (1 + 5Pr) + 0.5 \log (Y_b^+ / 30)]$$

気泡発生点でのサブクール度 ΔT_d は次式で与えられる

$$\tau_{w0} = 0.5 (0.046 Re^{-0.2}) G^2 / \rho_f$$

$$U_{t0} = (\tau_{w0} / \rho_f)^{0.5}$$

$$\Delta T_d = q_d'' [1/H_t - T_b^+ / (C_p \rho_f U_{t0})]$$

ここで、 q_d'' は蒸気発生開始点での熱流束で、実験値を用いる

気泡発生点でのバルク熱平衡クオリティ X_d は次式で与えられる

$$X_d = -C_p \Delta T_d / h_{fg}$$

(3) 真のクオリティ及びボイド率計算

真のクオリティ X_t は Levy の profile-fit モデルにより計算

$$X_t = X_e - X_d \exp(X_e/X_d - 1)$$

熱平衡クオリティ X_e はサブチャンネル解析結果を用いる

ボイド率は均質二相流モデルによる

$$\alpha = \frac{X_t}{X_t + (1 - X_t) \rho_g / \rho_f}$$

α が 0.7 以上になると適用範囲外なので計算は終了

(4) 蒸気ブランケットの等価直径の計算

蒸気ブランケットの等価直径 D_b は Cole-Rohsenow モデルを使用

$$D_b = 0.00015 \{ \sigma / [g(\rho_f - \rho_g)] \}^{0.5} [\rho_f C_p T_{sat} / (\rho_g h_f g)]^{1.25}$$

(5) 均質二相流の平均物理量計算

均質二相流条件下では、各種物性値の平均量は以下の式で与えられる

$$\rho_2 = \rho_f (1 - \alpha) + \rho_g \alpha$$

$$\mu_2 = \rho_2 [X_t \mu_g / \rho_g + (1 - X_t) \mu_f / \rho_f]$$

$$Re_2 = GD_b / \mu_2$$

$$\tau_w = 0.5 (0.046 Re_2^{-0.2}) G^2 / \rho_2$$

$$U_t = (\tau_w / \rho_2)^{0.5}$$

(6) 薄膜厚さ δ_m の繰り返し初期値を仮定する

本計算では、 δ_m の初期値として、以下の値を用いた

$$\delta_m = 0.02 \text{ mm } (P < 6 \text{ MPa})$$

$$\delta_m = 0.01 \text{ mm } (6 \text{ MPa} \leq P \leq 14 \text{ MPa})$$

$$\delta_m = 0.005 \text{ mm } (14 \text{ MPa} < P)$$

(7) 蒸気ブランケット回転に基づく横方向の力の式に含まれるパラメータ C の計算

蒸気ブランケット回転力に及ぼす壁面効果のパラメータ Y_r を次式で定義する

$$Y_r = (\delta_m + D_b) / \delta_m$$

パラメータ C は、次式で与えられる

$$C = a_1 Y_r^{a_2} Re^t$$

$$\text{ここで } t = a_3 - a_4 \alpha / (1 - X_t)$$

$a_1 \sim a_4$ は(1)で設定した実験定数である

(8) 横方向速度勾配 $\partial U_L / \partial y$ 及び $\delta_m + D_b / 2$ における液速度 U_{BL} の計算

蒸気ブランケットが存在する領域の液速度は、3 領域速度分布モデルのバッファー領域に相当すると仮定すると

$$\partial U_L / \partial y = 2.5 U_t [1 + \delta_m / (D_b + \delta_m)] / \delta_m$$

均質二相流の物性値を用いて $\delta_m + D_b / 2$ における液速度 U_{BL} を求めると次式を得る

$$U_{BL} = U_t \{ 5 \log [\rho_2 (\delta_m + D_b / 2) U_t / \mu_2] - 3.05 \}$$

(9) 蒸気ブランケット速度の計算

気泡ドラッグ係数としてはChan-Princeのモデルを使用

$$U_b = S_1 + S_2 + U_{bL}/3$$

ここで

$$S_1 = [S_3/2 + U_{bL}^3/27 + (S_3^2/4 + S_3 U_{bL}^3/27)^{0.5}]^{1/3}$$

$$S_2 = [S_3/2 + U_{bL}^3/27 - (S_3^2/4 + S_3 U_{bL}^3/27)^{0.5}]^{1/3}$$

$$S_3 = \pi \sigma g D_b (\rho_f^2 - \rho_g^2) / (12 \mu_f \rho_f \rho_g)$$

なお、この場合 $C_d = 48 \mu_f / [\rho_f D_b (U_b - U_{bL})]$ となる

(10) 蒸気ブランケット長さ L_m 及び薄液膜に流れ込む液の質量速度 G_m の計算

Heimholtzの臨界波長により

$$L_m = 2\pi \sigma (\rho_f + \rho_g) / (\rho_f \rho_g U_b^2)$$

蒸気ブランケットの流速は薄液膜の流速より十分速いので

$$G_m = \rho_f (U_b - U_m) = \rho_f U_b$$

(11) CHF の計算

薄液膜に流入する液のエンタルピーは飽和液のエンタルピーに等しいとの仮定により、薄液膜のエネルギーバランス式から次式を得る

$$q_{CHF}'' = G_m \delta_m h_{fg} / L_m$$

ここでは、Lee-Mudawwarのモデルと異なり薄液膜がサブクール状態の場合は扱わない

(12) 蒸気発生による慣性力の計算

サブクール沸騰は生じないとしているので、全熱流束が蒸気発生に寄与する。従って、蒸気発生による慣性力は次式で与えられる

$$F_i = q_{CHF}''^2 D_b L_m / (\rho_g h_{fg}^2)$$

(13) 蒸気ブランケットの相対速度

F_i

$$\Delta U = U_b - U_{bL} = \frac{}{C \rho_f (\partial U_L / \partial y) (0.25 \pi D_b^2 L_m)}$$

(14) $\delta_m + D_b/2$ における液速度 U_{bL} の再計算

$$U_{bL} = U_b - \Delta U$$

もしこの U_{bL} が負の場合 δ_m の初期値が大きすぎるので、 δ_m を小さくして、 U_{bL} が正になるまで(6)以降を再計算する。

(15) 薄液膜厚さ δ_m の再計算

(14)で求めた U_{bL} の値を用いて δ_m を再計算する

$$\delta_m = [\mu_2 / (\rho_2 U_t)] \exp[(U_{bL}/U_t + 3.05)/5] - 0.5D_b$$

(16) 収束計算

(15)で求めた δ_m と(6)で仮定した δ_m が十分な精度で一致するまで(6)～(15)を繰り返す。

収束が完了すれば、(11)で計算した q_{CHF} "がCHFの値である

A. 5 Katto モデルの計算方法

記号表

- C_{PL} = 定圧比熱
 D_h = 水力等価直径
 f = 摩擦係数
 G = 局所バルク質量速度
 h_{FC} = 強制対流熱伝達係数
 h_{fg} = 蒸発潜熱
 k_L = 液熱伝導率
 L_B = 蒸気ブランケットの長さ
 Pr = プラントル数
 q'' = 限界熱流束の初期値
 q_B'' = 沸騰による熱流束
 q_{CHF}'' = 限界熱流束
 q_{FC}'' = 強制対流による熱流束
 Re = レイノルズ数
 T_L = 局所液温度
 T_{sat} = 鮎和温度
 T_w = 壁温度
 U_E = 蒸気ブランケット速度
 U = 壁面からの距離 δ における均質二相流速度
 X = 真のクオリティ
 X_e = 热平衡クオリティ
 X_{en} = 蒸気発生開始位置での正味クオリティ
- α = ボイド率
 δ = 薄液膜厚さ
 κ = 速度係数
 μ = 均質二相流粘性係数
 μ_L = 液粘性係数
 μ_v = 蒸気粘性係数
 ρ = 均質二相流密度
 ρ_L = 液密度
 ρ_v = 蒸気密度
 σ = 表面張力
 τ = 蒸気ブランケットの通過時間
 τ_w = 均質二相流の壁面剪断応力

計算手順

(1) 各種物性値を計算

(2) CHF の初期値を q'' とする

(3) 薄液膜厚さの計算

加熱面での蒸気発生に寄与する熱流束は、全熱流束からサブクール液への強制対流熱伝達量を差し引いた量なので、次式で与えられる

$$q_B'' = q'' - q_{FC}'' = q'' - h_{FC}(T_H - T_L)$$

ここで、

$$h_{FC} = 0.023(GD_h/\mu_L)^{0.2} Pr^{0.4} k_L/D_h$$

$T_H - T_L$ は Shah の式により与えられる

$$T_H - T_L = [(\Phi_0 - 1)(T_{sat} - T_L) + (q''/h_{FC})]/\Phi_0$$

$$\text{ただし、 } \Phi_0 = 230(q''/Gh_{fg})^{0.5}$$

薄液膜厚さ δ は、蒸気ジェットの流体力学的不安定性により次式で与えられる

$$\delta = [\pi (0.0584)^2/2] (\rho_v/\rho_L)^{0.4} (1 + \rho_v/\rho_L) (\sigma/\rho_v) (\rho_v h_{fg}/q_B'')^2$$

(4) 真のクオリティ計算 (Saha-Zuber モデル)

$$X_e = X_{en} \exp(X_e/X_{en}-1)$$

$$X = \frac{1 - X_{en} \exp(X_e/X_{en}-1)}{1 - X_e \exp(X_e/X_{en}-1)}$$

ここで、

X_e = 热力学的平衡クオリティ (サブチャンネル解析により与えられる)

X_{en} = 正味蒸気発生開始点での平衡クオリティで次式で与えられる

$$Pe_L = G C_{pL} D_h / k_L \text{ とすると}$$

$Pe_L < 70000$ の場合

$$X_{en} = -0.0022[q''/(\rho_L h_{fg})][D_h C_{pL} \rho_L / k_L]$$

$Pe_L > 70000$ の場合

$$X_{en} = -154[q''/(\rho_L h_{fg})][1/(G/\rho_L)]$$

なお、 X_e が X_{en} より小さくなれば、 $X = 0$ とする

また、上式の計算では物性値は飽和液の値を使用する

(5) ボイド率計算

均質流モデルによりボイド率は次式で与えられる

$$\alpha = X/[X + (1 - X)(\rho_v/\rho_L)]$$

(6) 平均密度、平均粘性係数の計算

均質二相流の平均密度は次式で与えられる

$$\rho = 1/[X/\rho_v + (1 - X)/\rho_L]$$

均質二相流の液体粘性係数は、Beattie-Whalleyにより次式で与えられる

$$\mu = \mu_v \alpha + \mu_L (1 - \alpha) (1 + 2.5 \alpha)$$

(7) 管壁からの距離 δ の位置での流速の計算

まず、壁面剪断応力 τ_w を次式で求める

$$\tau_w = f \rho (G/\rho)^2 / 8$$

ここで、摩擦係数 f はプラントル・カルマンにより次式で与えられる

$$Re = GDh/\mu \text{ として}$$

$$1/f^{0.5} = 2.0 \log_{10}(Re^{0.5}) - 0.8$$

管壁からの距離 δ の位置での流速 U は、カルマンの速度分布により、次式で与えられる

$$Y^+ = \delta (\tau_w/\rho)^{0.5} / (\mu/\rho)$$

$$U^+ = U / (\tau_w/\rho)^{0.5}$$

とすると、

$$0 < Y^+ < 5 \text{ の場合、 } U^+ = Y^+$$

$$5 < Y^+ < 30 \text{ の場合、 } U^+ = 5 + 5 \ln(Y^+/5)$$

$$30 < Y^+ \text{ の場合、 } U^+ = 5.5 + 2.5 \ln Y^+$$

(8) 蒸気ブランケットの速度 U_B の計算

蒸気ブランケットの速度 U_B と管壁からの距離 δ の位置での流速 U の関係を次式で与える

$$U_B = \kappa U$$

κ は速度係数で、ボイド率の関数として次式で与えられる

$$242[1 + K_1(0.355 - \alpha)][1 + K_2(0.100 - \alpha)]$$

$$\kappa = \frac{Re^{-0.8}}{[0.0197 + (\rho_v/\rho_L)^{0.733}][1 + 90.3(\rho_v/\rho_L)^{3.63}]}$$

$$\text{ここで、 } \alpha > 0.355 \text{ の場合 } K_1 = 0$$

$$\alpha < 0.355 \text{ の場合 } K_1 = 3.76$$

$$\alpha > 0.100 \text{ の場合 } K_2 = 0$$

$$\alpha < 0.100 \text{ の場合 } K_2 = 2.62$$

(9) 蒸気ブランケットの長さの計算

液膜速度は蒸気ブランケット速度より十分遅いので、Helmholtz不安定の臨界波長により蒸気ブランケットの長さは次式で与えられる

$$L_B = 2\pi \sigma (\rho_v + \rho_L) / (\rho_v \rho_L U_B^2)$$

(10) 蒸気ブランケット通過時間の計算

蒸気ブランケットの速度及び長さより、加熱面での蒸気ブランケット通過時間は次式で求められる

$$\tau = L_B / U_B$$

(11) C H F の計算

初期厚さ δ の液膜が τ の時間で蒸発するに必要な熱流束が限界熱流束なので、

$$q_{CHF}'' = \delta \rho_L h_{fg} / \tau$$

(12) 収束計算

(11)で求めた q_{CHF}'' と (2)で仮定した q'' が十分な精度で一致するまで (2)～(11) を繰り返す。

収束が完了すれば、(11)で計算した q_{CHF}'' が C H F の値である