下端を閉塞した狭隘流路における沸騰伝熱と気液対向流挙動*

岡野行光^{*1}, 郡山民男^{*2}, 川邊康晴^{*2}
吉田至孝^{*2}, 村瀬道雄^{*1}Boiling Heat Transfer and Countercurrent Gas-Liquid Flow
in Narrow Gap with Closed BottomYukimitsu OKANO^{*3}, Tamio KOHRIYAMA, Yasuharu KAWABE,
Yoshitaka YOSHIDA and Michio MURASE^{*3} Institute of Nuclear Safety System, Incorporated,
64 Sata, Mihama-cho, Mikata-gun, Fukui, 919-1205 Japan

For severe accident assessment in a light water reactor (LWR), heat transfer models in a narrow annular gap between the overheated core debris and the reactor pressure vessel (RPV) are important to evaluate the integrity of the RPV and emergency procedures. This paper discusses the boiling heat transfer and the average critical heat flux (CHF) restricted by countercurrent flow limiting (CCFL) based on existing data. At the cooling-down process, the heat flux in a narrow gap is similar to the pool boiling curve but the superheat at corresponding heat fluxes is higher than in pool boiling except in the case of film boiling, which can be expressed by the Bromley's pool film boiling correlation. However, experiments should be required to derive a heat flux correlation in the case of nucleate boiling. We derived an average CHF correlation using the Kutateladze-type CCFL correlation, with its empirical constant C_K as a function of the dimensionless superheat. Average CHF at the cooling-down process was 3-4 times larger than CHF at the heat-up process and the CHF difference was well predicted by different flow patterns in the gap and the momentum balance between gas and liquid phases.

Key Words: Nuclear Reactor, Safety Engineering, Critical Heat Flux, Narrow Gap, Boiling Heat Transfer, Superheat, Countercurrent Flow Limiting

1. 緒言

米国スリーマイル島原子炉2号機(TMI-2)の事故では、高温の炉心溶融物(デブリ)が原子炉圧力容器(RPV)の底部に落下し、RPV内壁が部分的に約1400 Kに達した後、10~100 K/分で急激に冷却されたと評価されており⁽¹⁾、RPVの健全性が維持された。ビデオ観察や解析結果から、デブリとRPVとの間に微小なギャップ(狭隘流路)が存在し、狭隘流路に侵入した冷却水でRPVが急冷されたと推定されている。

狭隘流路内の自然流動沸騰系の限界熱流束(CHF)については多くの研究が行われており、例えば門出らの実験^{(2)~(4)}がある。この実験では流路の下端が解放系であり、RPV底部でのCHF計算に下端解放系での実

験に基づくMondeらの評価式⁽⁵⁾が使用される場合がある。しかし、下端が閉塞されたRPV底部における伝熱への適用性については十分検討されていない。

下端閉塞系においても、垂直長方形流路⁽⁶⁾、垂直二重円管^{(7),(8)}、半球状環状流路⁽⁹⁾、TMI-2のRPV底部の部分模擬⁽¹⁰⁾でCHFが測定され、気液対向流制限(CCFL)に基づくCHF評価式^{(6),(7)}が提案されている。これらのCHF評価式では、WallisによるCCFL相関式が使用されているが、代表長さに長方形流路の幅(30 mm)⁽⁶⁾もしくは環状流路の平均直径(26~28 mm)⁽⁷⁾が使用されており、適用限界が不明確である。また、これらの実験^{(6)~(10)}では、いずれも準定常の加熱過程でCHFが測定されており、伝熱面の過熱度が低く、高温のデブリ冷却への適用性は明らかでない。

一方、高過熱度からの冷却過程での実験例は極めて少ない。大竹ら⁽¹¹⁾はギャップ8 mmの垂直長方形流路で落下液膜による過熱度200 Kからの急冷(クエンチ)過程での熱流束を測定し、プール沸騰と顕著な相違がないことを示しているが、CCFLは発生していな

* 原稿受付 2000年12月20日。

^{*1} 正員、(株)原子力安全システム研究所(〒919-1205 福井県三方郡美浜町佐田64)。^{*2} (株)原子力安全システム研究所
E-mail: okano@inss.co.jp

い。Henry and Hammersley⁽¹²⁾はギャップ 2 mm の垂直環状流路で過熱度 600 K からのクエンチ実験を行っているが、熱流束変化は報告されていない。

本研究は RPV の健全性評価に用いるデブリ冷却モデルの開発を主目的としており、主たる検討対象はクエンチ実験である。そこで、Henry and Hammersley の温度変化データ⁽¹²⁾を用いて局所の沸騰伝熱について検討した。また、CCFL に起因する平均 CHF については準定常の加熱実験^{(6)~(10)}を含めて検討した。

おもな記号

A : 面積 [m^2]	J : 見かけ流速 [m/s]
C_p : 定圧比熱 [J/kg K]	J_g^* : 無次元気体流速 ($=J_g / \{D_h g (\rho_l - \rho_g) / \rho_g\}^{0.5}$)
D_h : 水力等価直径 [m]	K_k^* : 無次元流速 ($=J_k / [g \sigma (\rho_l - \rho_g) / \rho_k^2]^{1/4}$)
f : 摩擦係数 [-]	L : ラプラス係数 [m] ($=\{\sigma / g (\rho_l - \rho_g)\}^{1/2}$)
g : 重力加速度 [m/s^2]	P : 圧力 [Pa]
h_{fg} : 蒸発潜熱 [J/kg]	Pr : プラントル数 [-]
H : 伝熱面の高さ [m]	q : 熱流束 [W/m^2]
J : 見かけ流速 [m/s]	ΔT_{SAT} : 過熱度 [K]
J_g^* : 無次元気体流速 ($=J_g / \{D_h g (\rho_l - \rho_g) / \rho_g\}^{0.5}$)	α : ボイド率 [-]
K_k^* : 無次元流速 ($=J_k / [g \sigma (\rho_l - \rho_g) / \rho_k^2]^{1/4}$)	δ : ギャップ [m]
L : ラプラス係数 [m] ($=\{\sigma / g (\rho_l - \rho_g)\}^{1/2}$)	η : 粘性率 [Pa s]
P : 圧力 [Pa]	λ : 熱伝導率 [W/m K]
Pr : プラントル数 [-]	ν : 動粘性率 [m^2/s]
q : 熱流束 [W/m^2]	ρ : 密度 [kg/m^3]
ΔT_{SAT} : 過熱度 [K]	σ : 表面張力 [N/m]
α : ボイド率 [-]	τ : 摩擦応力 [Pa]
δ : ギャップ [m]	添 字
η : 粘性率 [Pa s]	CS : 流路断面
λ : 熱伝導率 [W/m K]	f : 液相
ν : 動粘性率 [m^2/s]	g : 気相
ρ : 密度 [kg/m^3]	H : 伝熱面
σ : 表面張力 [N/m]	i : 気液界面
τ : 摩擦応力 [Pa]	w : 壁面

2. 局所の沸騰伝熱

高温のデブリが RPV 底部に残存するプール水中に落下すると、プール水と RPV 壁への伝熱によりデブ

リ表面が固化する。固化した高温のデブリと RPV 底部との間の冷却水は短時間に蒸発し、デブリから RPV への伝熱は主として熱伝導とふく射である。固化したデブリの冷却に伴う熱収縮、RPV の加熱に伴う熱膨張とクリープ変形によりギャップが形成され、ギャップへの冷却水の侵入により RPV が冷却されると考えられている。Maruyama ら⁽¹³⁾は、テルミット反応による Al_2O_3 溶融物の落下・冷却実験を対象とする数値解析でプール沸騰伝熱の適用を試みているが、狭隘流路への適用性は明らかでない。

ギャップ 8 mm での大竹ら⁽¹¹⁾の実験とギャップ 2 mm での Henry and Hammersley⁽¹²⁾の実験を、プール沸騰伝熱評価式と比較して図 1 に示す。いずれも圧力 0.1 MPa の水・蒸気系での高温からのクエンチ実験である。大竹ら⁽¹¹⁾の実験は垂直長方形流路の片面加熱、初期過熱度約 200 K であり、熱流束の変化を測定している。Henry and Hammersley⁽¹²⁾の実験は垂直環状流路の両面加熱であり、初期過熱度約 600 K からの温度変化を測定しており、この温度変化から算出した熱流束を図中に示した。

プール膜沸騰には Bromley による次式⁽¹⁴⁾を使用した。

$$q_{FB} = C_{FB} \{ [g \rho_g (\rho_l - \rho_g) H^3 / \eta_g^2] Pr_g \{ h_{fg} / C_{p,g} \Delta T_{SAT} + 0.5 \} \}^{1/4} (\lambda_g \Delta T_{SAT} / H) \quad (1)$$

$$C_{FB} = 0.943 \quad (2)$$

ギャップ 2 mm⁽¹²⁾での膜沸騰熱流束は高さ依存性があり、冷却水が溜まる下部で最も高く、冷却水が流入する上部でもプール膜沸騰熱流束より高いが、流路が狭いため流速や乱れが大きいことによると考えられる。下部・上部とも熱流束の過熱度依存性（勾配）はプール膜沸騰と一致しており、ギャップ 8 mm⁽¹¹⁾を含めてプール膜沸騰熱流束の評価式 (1)・(2) で近似できる。

図中のプール核沸騰には Kutateladze の式⁽¹⁵⁾を使用し、熱流束 q_H と過熱度 ΔT_{SAT} の関係に変換した。代表長さ L はラプラス係数である。

$$Nu = (q_H / \Delta T_{SAT}) (L / \lambda_l) = C_{NB} Pr_l^a (PL / \sigma)^b (\Delta T_{SAT} \lambda_l / \rho_g h_{fg} \nu_l)^c \quad (3)$$

$$L = \{ \sigma / g (\rho_l - \rho_g) \}^{1/2} \quad (4)$$

$$C_{NB} = 3 \times 10^{-11}, a = 7/6, b = 7/3, c = 7/3 \quad (5)$$

図 1 から明らかなように、ギャップ 2 mm⁽¹²⁾での核沸騰熱流束は 8 mm⁽¹¹⁾やプール核沸騰熱流束の評価式 (3)~(5) と過熱度依存性が異なる。また、準定常の加熱実験における CHF 発生直前の熱流束と過熱度の測定値⁽⁷⁾、⁽¹⁰⁾から求めた圧力依存性は $b = 1/3$ であり、プール核

沸騰の式 (5) の $b = 7/3$ と大きく異なる。したがって、狭隘流路での核沸騰熱流束はプール核沸騰熱流束の評価式 (3)~(5) と大きく異なる可能性が大きく、定式化するにはギャップと圧力の影響を明らかにする必要がある。

炉心溶融物の固化温度は約 2650 K、RPV 壁のクリープ変形が顕著になるのは約 800 K 以上であることから、膜沸騰伝熱を用いて RPV 最高温度を計算でき、核沸騰伝熱は RPV の健全性評価には影響しないと考えられる。一方、CCFL による冷却水の流入制限は平均 CHF と RPV 健全性評価に影響する可能性があるため、以下に詳しく検討する。

Fig. 1 Local heat flux at cooling-down process

3. CCFL に起因する平均 CHF

伝熱量が多く上昇蒸気流速が高くなると、気液界面に作用する摩擦力が大きくなり、液相の落下流速が制限され、いわゆる CCFL が生じる。準定常状態を仮定すると、ギャップ上端での時間平均の蒸気流出量と冷却水流入量は等しい。

$$\rho_g J_g A_{CS} = \rho_l J_l A_{CS} \quad (6)$$

また、伝熱量とギャップ上端で流入出する熱量の差 (飽和水の蒸発熱) は等しい。

$$q_{H,A} A_H = q_{CS} A_{CS} \\ = \rho_g J_g h_{fg} A_{CS} \quad (7)$$

式 (7) において、 $q_{H,A}$ は全伝熱面での平均熱流束である。CCFL で冷却水流入量が制限される状態での平均熱流束 $q_{H,A}$ を平均 CHF ($q_{H,C}$) として、CCFL 相関式から蒸気の見かけ流速 J_g を求め、 $q_{H,C}$ の評価式を導出するこ

とができる。CCFL 相関式には、Wallis 形⁽¹⁶⁾と Kutateladze 形⁽¹⁵⁾がある。Wallis 形相関式の代表長さにラプラス係数 (式 (4)) を使用すると Kutateladze 形相関式になる。ここでは、後述するように実験データ^{(6)~(10)}との一致がよい Kutateladze 形を使用した。

$$(K_g^*)^{1/2} + m (K_f^*)^{1/2} = C_K, \quad m = 1 \quad \dots (8)$$

$$K_k^* = J_k / [g \sigma (\rho_l - \rho_g) / \rho_g^2]^{1/4}, \quad k = f \text{ or } g \quad \dots (9)$$

式 (6)~(9) から、全伝熱面平均の CHF は次のように表せる。

$$q_{H,C} = q_{CS} (A_{CS}/A_H) \\ = C_e \rho_g h_{fg} [g \sigma (\rho_l - \rho_g) / \rho_g^2]^{1/4} (A_{CS}/A_H) \quad \dots (10)$$

$$C_e = [C_K / \{1 + (\rho_g / \rho_l)^{1/4}\}]^2 \quad \dots (11)$$

定数 C_K は加熱過程、冷却過程での平均 CHF の測定値 $q_{H,C}$ から求めた。

3.1 加熱過程での平均 CHF 本研究の主目的は冷却過程であるが、加熱過程でも現象は同様であり実験データが多い。平均 CHF の測定値 $q_{H,C}$ ^{(6)~(10)} と式 (10)・(11) とから定数 C_K を求めた。

$$C_K = 1.2 \quad \dots (12)$$

平均 CHF の評価式 (10)~(12) と測定値の比較を図 2 に示す。計算値は測定値の 60~150% の範囲に分散しているが、測定値は流路形状が異なる他、圧力 0.1~10 MPa、ギャップ 0.32~5 mm、伝熱面積 0.0036~0.39 m² と広い条件を含むことを考慮すると、相互に比較的良く一致している。

Fig. 2 Comparison between calculated and measured CHF

3.2 冷却過程での平均 CHF 高温伝熱面の急冷過程では、膜沸騰・遷移沸騰・核沸騰・自然対流伝熱が同時に発生し、場所により過熱度と熱流束が異なる。一方、全伝熱量と平均 CHF は、流路上端での CCFL と冷却水流入量により制限される場合がある。

Henry and Hammersley の文献⁽¹²⁾には 15 点の温度変化が掲載されている。急冷開始から終了までの間、継続して 2 ± 1 点で温度低下率が大きい急冷過程にあることから、伝熱面全体の挙動が検出されていると判断し、15 点での平均過熱度と平均熱流束を算出した。この結果を図 3 に示す。局所的に核沸騰が生じている急冷過程での平均熱流束 (□印) は図 1 に示した局所熱流束より大幅に低いことから、CCFL により冷却水流入量が制限されていると判断し、式 (10)・(11) を適用して、平均過熱度 $\Delta T_{SAT,m}$ の無次元量の関数として定数 C_K を求めた。

$$C_K = 3.1(C_{p,g} \Delta T_{SAT,m} / h_{fg})^{1/8} \quad \dots\dots\dots (13)$$

膜沸騰での平均熱流束 (○印) は、プール膜沸騰熱流束より高いが、式 (10)・(13) を外挿した平均 CHF より低い。一方、膜沸騰の方が式 (10)・(13) より過熱度依存性が大きく、データ範囲外の高過熱度で CCFL による平均 CHF の影響があるか否かは実験により明らかにする必要がある。

過熱度の影響を考慮しない場合には、Monde の式⁽⁵⁾を用いるか、式 (13) において CCFL 相関式の実験定数 $C_K=2.1$ を用いる方が加熱過程に対する式 (10)~(12) より適切である。

Fig. 3 Average heat flux vs. average superheat

3.3 平均 CHF に及ぼす圧力の影響 高圧・高過熱度での平均 CHF の測定値がないため、Chun ら⁽¹⁷⁾に

よる測定値と計算値の比較を図 4 に示す。Chun らによる実験は、外径 19.4 mm・内径 9.54 mm の環状流路の内面加熱、ギャップ 4.93 mm、加熱長 1842 mm であり、最大過熱度 100 K で CHF 発生と判定している。平均 CHF の測定値は図 2 に示した CHF 実験^{(6)~(10)}の約 3 倍と高い。図 2 の実験ではギャップ上端まで加熱面があるのに対し、Chun らの実験ではギャップ上端が非加熱であることから、後述するように、CCFL に影響するギャップ上端での流動状態が異なり CHF が高くなったと考えられる。

圧力の増加に伴い CHF が急激に増加した後に低下するのは、式 (10) において、低圧では蒸気密度 ρ_g の増加率が大きいこと、高圧では蒸気密度の増加率が小さくなり蒸発潜熱 h_{fg} が小さくなることによる。式 (13) において $C_K=2.1$ を使用すると、平均 CHF の計算値は測定値と比較的よく一致しており、妥当な圧力依存性を示している。一方、Monde の式⁽⁵⁾は、圧力に対する変化が大きく、高圧条件に適用する場合には注意が必要である。後述する式 (24) と最大流速条件および式 (7) による計算値も圧力に対する依存性が大きい。この原因は主として気液界面摩擦係数の評価式 (27) における気液密度比の影響による。

Fig. 4 Effect of pressure on CHF

4. 流動状態と CCFL の関係

4.1 CCFL による出口蒸気流速と流動モデル 図 3 に示した伝熱面平均の熱流束を式 (7) を用いてギャップ上端での蒸気の見かけ流速に変換したものを図 5 に示す。加熱過程に対する式 (10)~(12) では過熱度によらず蒸気の見かけ流速は約 7 m/s であるが、冷却過程に対する式 (10)・(13) では 20~30 m/s になっている。

加熱過程と冷却過程での冷却水流入量と蒸気発生量

の相違は流動状態によると考えられる。想定される流動状態を概念的に図6に示す。同図では長方形断面にしているが、環状流路では展開すれば長方形断面で近似することができる。

加熱過程の実験^{(6)~(10)}は片面加熱であり、図6(1)のように非加熱壁側を冷却水が流入し、加熱壁側で発生した蒸気により上部ほどボイド率が高くなることが観察されている。一方、Henry and Hammersley⁽¹²⁾による高過熱度からの冷却実験では両面が高過熱度であり、過熱面が局部的に急冷されていることから、図6(2)のように冷却水が部分的に流入していると予想される。

Fig. 5 Steam velocity at top of gap

Fig. 6 Illustration of flow pattern

4.2 CCFLにおける出口蒸気流速の解析的考察

門出ら⁽¹⁸⁾は、気液対向流の運動量の釣合式と最大流速の条件から垂直円管での平均 CHF を評価している。

ここでは、門出らと同様の評価法を図6の長方形断面流路に適用する。

気液分離流モデルを使用し、ギャップ上端近くの短い流路を対象にして高さ方向の分布を無視する。気液の圧力勾配は互いに等しい。気相と気液混合相に対する運動量方程式は次のようになる。

[気相]

$$-(dP/dZ) = \rho_g g + (\tau_{wg} L_{wg} + \tau_i L_i) / \alpha A \quad (14)$$

[気液混合相]

$$-(dP/dZ) = \{\rho_g \alpha + \rho_f (1 - \alpha)\} g + (\tau_{wg} L_{wg} - \tau_{wf} L_{wf}) / A \quad (15)$$

τ_w は壁面摩擦応力、 τ_i は気液界面摩擦応力、 L_w は壁面濡れ淵長さ、 L_i は気液界面長さ、 A は流路断面積である。各応力は次のように与えられる。

$$\tau_{wg} = (f_w/8) \rho_g (J_g/\alpha)^2 \quad (16)$$

$$\tau_{wf} = (f_w/8) \rho_f \{J_f/(1 - \alpha)\}^2 \quad (17)$$

$$\tau_i = (f_i/8) \rho_g \{J_g/\alpha - J_f/(1 - \alpha)\}^2 \quad (18)$$

また、冷却水流入量と蒸気発生量は等しいことから、次式が成立する。

$$J_f = -(\rho_g/\rho_f) J_g \quad (19)$$

式(14)・(15)から圧力勾配を消去し、式(16)~(19)を用いて整理すると次のようになる。

$$8/(J_g^*)^2 = (f_w/\alpha^2) (L_{wg} D_h/A) + \{f_w/(1 - \alpha)^3\} (\rho_f/\rho_g) (L_{wf} D_h/A) + \{f_i/\alpha^3(1 - \alpha)\} \{1 + (\rho_f/\rho_g) \alpha/(1 - \alpha)\}^2 (L_i D_h/A) \quad (20)$$

ここで、

$$J_g^* = J_g / \{D_h g (\rho_f - \rho_g) / \rho_g\}^{0.5} \quad (21)$$

$$D_h = D \text{ or } 2\delta \quad (22)$$

D_h は水力等価直径であり、円管では D 、長方形流路では 2δ である。

垂直円管および長方形流路に対する諸量を表1に示す。円管では環状流であり、蒸気と壁面の接触はない。長方形流路での w は流路幅、 p は図6(2)に示す落下水と上昇蒸気のピッチである。長方形流路では、 $\delta \ll w$ として両端部の影響を無視している。

Table 1 Flow area and interface length

	Circular	Rectangular	
		Fig.6 (1)	Fig.6 (2)
A	$\pi D^2/4$	$w\delta$	$p\delta$
L_{wg}	0	w	$2p\alpha$
L_{wf}	πD	w	$2p(1 - \alpha)$
L_i	$\pi D \alpha^{0.5}$	w	2δ
D_h	D	2δ	2δ

式 (20)・(21)に表 1 を適用すると、ボイド率 α と無次元蒸気流速 J_g^* の関係が得られる。

[円管]

$$2/(J_g^*)^2 = f_w (\rho_f / \rho_g) / (1 - \alpha)^3 + f_i \{1 + (\rho_f / \rho_g) \alpha / (1 - \alpha)\}^2 / \{\alpha^{2.5} (1 - \alpha)\} \quad (23)$$

[長方形: Fig.6 (1)]

$$4/(J_g^*)^2 = f_w \{1 + (\rho_f / \rho_g) \alpha^3 / (1 - \alpha)^3\} / \alpha^3 + f_i \{1 + (\rho_f / \rho_g) \alpha / (1 - \alpha)\}^2 / \{\alpha^3 (1 - \alpha)\} \quad (24)$$

[長方形: Fig.6 (2)]

$$2/(J_g^*)^2 = f_w \{1 + (\rho_f / \rho_g) \alpha^2 / (1 - \alpha)^2\} / \alpha^2 + f_i (\delta / p) \{1 + (\rho_f / \rho_g) \alpha / (1 - \alpha)\}^2 / \{\alpha^3 (1 - \alpha)\} \quad (25)$$

壁摩擦係数 f_w には十分発達した乱流に対する値を使用し、気液界面摩擦係数 f_i には CCFL 発生条件に対する実験式⁽¹⁹⁾を使用した。

$$f_w = 0.02 \quad (26)$$

$$f_i = 0.00744 (D_h^*)^{0.7} (\rho_f / \rho_g) (1 - \alpha) \alpha^{0.5} / \{-\ln(1 - \alpha^{1.45})\} \quad (\alpha > 0.33) \quad (27)$$

$$D_h^* = D_h / L, \quad L = \{\sigma / g (\rho_f - \rho_g)\}^{1/2} \quad (28)$$

式 (23)～(25) の計算結果を図 7 に示す。計算条件は、圧力 0.1 MPa、ギャップ 2 mm、円管の直径は水力等価直径に等しい 4 mm であり、図 6 (2) におけるピッチは $p=50$ mm である。下部に蒸気、上部に冷却水が存在する不安定な状態であり、気液の交換量（冷却水落下量と蒸気発生・上昇流量）が最も大きい状態が最も安定であると仮定することにより、図 7 からボイド率と蒸気流速を決定することができる。この場合、蒸気流速の計算値は、図 5 の測定値と比較的よく一致し、高過熱度での値は低過熱度での値の 3.4 倍であり、図 5 の 3～4 倍とほぼ一致する。しかし、図 4 に示したように計算値は測定値と圧力依存性が異なり、蒸気流速や平均 CHF を精度よく計算するのは困難である。

図 6 (2)、式 (25) のピッチ p を変数にした計算結果を図 8 に示す。ピッチが大きいほど気液界面の面積が狭くなるため CCFL が緩和されて冷却水流入量と蒸気流速が多くなる。

図 7 および図 8 の計算では伝熱面の濡れ性は考慮されていない。高過熱度からの冷却過程では、過熱度が一定値以下に低下するまで伝熱面が濡れないため、図 6 (2) のように冷却水が局部的に落下する。冷却の進行に伴い、冷却水が落下する個所が増加して平均ピッチが減少する（図 8 より蒸気流速が低下する）とともに、落下する冷却水の幅が拡大する（図 7 よりボイド率と蒸気流速が低下する）ことが考えられる。

Fig. 7 Steam velocity vs. void fraction

Fig. 8 Effect of pitch p in Fig.6 (2) or width w in fig.6 (1)

これらの同時進行により、図 5 のように、過熱度の低下とともに蒸気流速が低下する。低過熱度になると蒸気発生量が少なくなり CCFL が生じなくなる。したがって、冷却過程の低過熱度状態では、図 3 および図 5 に示した加熱過程での評価式 (10)～(12) とは一致しないと考えられる。

5. 結 論

下端が閉塞された狭隙流路での伝熱流動現象を対象として、従来研究による測定値を用いて局所熱流束と平均 CHF について検討し、以下の結論が得られた。

- (1) 狭隙流路における冷却過程での局所熱流束は、プール沸騰と類似しているが、膜沸騰を除き同一熱流束に対して過熱度が高い。膜沸騰熱流束は Bromley のプール膜沸騰の評価式で近似できる。

核沸騰での熱流束を定式化するには、ギャップと圧力の影響を測定する必要がある。

- (2) 急冷 (クエンチ) 過程で蒸気発生量が増加すると、流路上端での CCFL により伝熱面平均の熱流束が制限される。この平均 CHF は、Kutateladze 形 CCFL 相関式に基く式 (10) と実験定数の式 (13) で表され、低過熱度 (加熱過程) での平均 CHF の 3 ~ 4 倍になる。式 (13) において、過熱度の影響を考慮しない場合には、実験定数 $C_K=2.1$ を使用すればよい。
- (3) 上記の平均 CHF の相違は、検討対象とした加熱実験では全て片面加熱で層状分離流になるのに対し、クエンチ実験では両面加熱で冷却水が局部的に落下し、気液界面の面積が狭くなり CCFL が緩和されたことによる。

謝 辞

京都大学原子炉実験所の三島嘉一郎教授には有益な助言をいただいた。また、佐賀大学工学部の門出政則教授には文献情報を提供していただいた。

文 献

- (1) Wolf, J. R., et al., TMI-2 Vessel Investigation Project, NUREG/CR-6197, TMI V(93) EG10 (1993).
- (2) 門出政則・ほか 2 名, 機論, 47-423, B (1981) 2181.
- (3) 門出政則・ほか 2 名, 機論, 56-531, B (1990) 3413.
- (4) 門出政則・ほか 2 名, 機論, 60-571, B (1994) 940.
- (5) Monde, M., et al., *Trans. of ASME*, 104 (1982) 300.
- (6) Fujita, Y., et al., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31-2 (1988) 229.
- (7) Chang, C. and Yao, S., *Trans. of ASME*, 105 (1983) 192.
- (8) 小泉安郎・ほか 3 名, 第 36 回日本伝熱シンポジウム (1999) D221.
- (9) Park, R. J., et al., *Workshop on Severe Accident Research*, Japan, SARJ-99 (1999).
- (10) Schmidt, H., et al., *1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting* (1998).
- (11) 大竹浩靖・ほか 2 名, 機論, 64-624, B (1998) 2547.
- (12) Henry, R. E. and Hammersley, R. J., *5th Int. Conf. on Simulation Methods in Nuclear Engineering* (1996).
- (13) Maruyama, Y., et al., *Workshop on Severe Accident Research*, Japan, SARJ-99 (1999).
- (14) Bromley, L. A., *Chem. Eng. Prog.*, 46-5 (1950) 221.
- (15) Kutateladze, S. S., *US AEC Rep.*, AEC-tr-3770 (1952).
- (16) Wallis, G. B., *One-dimensional Two-phase Flow*, McGraw-Hill (1969).
- (17) Chun, S. Y., et al, *4th JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, E114 (2000).
- (18) 門出政則・ほか 2 名, 機論, 61-591, B (1995) 4101.
- (19) Kataoka, Y., et al., *J. Nuclear Science Technology*, 24 [7] (1987) 580.