

高圧域における限界熱流束に関する研究

大野, 正規

<https://doi.org/10.11501/3172469>

出版情報 : 九州大学, 2000, 博士 (工学), 論文博士
バージョン :
権利関係 :

高圧域における限界熱流束に関する研究

大野正規

①
②
③
④
⑤
⑥
⑦
⑧
⑨
⑩
⑪
⑫
⑬
⑭
⑮
⑯
⑰
⑱
⑲
⑳
㉑
㉒
㉓
㉔
㉕
㉖
㉗
㉘
㉙
㉚
㉛
㉜
㉝
㉞
㉟
㊱
㊲
㊳
㊴
㊵
㊶
㊷
㊸
㊹
㊺
㊻
㊼
㊽
㊾
㊿
①
②
③
④
⑤
⑥
⑦
⑧
⑨
⑩
⑪
⑫
⑬
⑭
⑮
⑯
⑰
⑱
⑲
⑳
㉑
㉒
㉓
㉔
㉕
㉖
㉗
㉘
㉙
㉚
㉛
㉜
㉝
㉞
㉟
㊱
㊲
㊳
㊴
㊵
㊶
㊷
㊸
㊹
㊺
㊻
㊼
㊽
㊾
㊿

高压域における限界熱流束
に関する研究

平成 12 年 2 月

大野 正 規

高圧域における限界熱流束に関する研究

目次

記号表

第1章 序論

1.1	高圧域における管内流沸騰の限界熱流束に関する研究の意義	1
1.2	限界熱流束に関する従来の研究	5
1.2.1	垂直管の限界熱流束に関する研究	5
1.2.2	水平管の限界熱流束に関する研究	20
1.2.3	傾斜管の限界熱流束に関する研究	24
1.2.4	非共沸混合媒体の限界熱流束に関する研究	27
1.3	本論文の目的と構成	31

第2章 実験装置と実験方法

2.1	実験装置	33
2.2	実験方法	33
2.3	媒体の物性値	37
2.3.1	単一成分媒体の物性値	37
2.3.2	混合媒体の物性値	37

第3章 垂直管の限界熱流束

3.1	テストセクションと実験条件	38
3.2	実験結果と考察	38
3.2.1	著者の所属する研究室における従来の研究結果	38
3.2.2	データの再現性と加熱管長の影響	42
3.2.3	限界熱流束の特性の分類とその発生条件	43
3.2.4	限界状態の推測される発生機構	47
3.3	限界熱流束の整理式	52
3.3.1	従来 of 整理式の検証	52
3.3.2	限界熱流束の整理式の作成	56
3.3.3	本整理式の検証	62
3.4	結論	69

第 4 章 水平管の限界熱流束	
4.1	テストセクションと実験条件..... 70
4.2	実験結果と考察..... 70
4.2.1	加熱管長の影響..... 70
4.2.2	限界熱流束の特性の分類とその発生条件..... 72
4.2.3	限界状態の推測される発生機構..... 78
4.3	限界熱流束の整理式..... 81
4.3.1	従来の整理式の検証..... 81
4.3.2	限界熱流束の整理式の作成..... 82
4.3.3	本整理式の検証..... 85
4.4	結 論..... 90
第 5 章 傾斜管の限界熱流束	
5.1	テストセクションと実験条件..... 91
5.2	実験結果と考察..... 91
5.2.1	加熱管長の影響..... 91
5.2.2	限界熱流束の特性の分類とその発生条件..... 93
5.2.3	限界状態の推測される発生機構..... 100
5.3	限界熱流束の整理式..... 108
5.3.1	従来の整理式の検証..... 108
5.3.2	限界熱流束の整理式作成..... 109
5.3.3	本整理式の検証..... 112
5.4	結 論..... 118
第 6 章 混合媒体の限界熱流束	
6.1	テストセクションと実験条件..... 119
6.2	実験結果と考察..... 120
6.2.1	垂直管における限界熱流束..... 120
6.2.2	水平管における限界熱流束..... 125
6.3	結 論..... 126
第 7 章 総 括..... 127	
謝 辞..... 131	
参考文献..... 132	

付 録	135
付 録1	飽和状態における物性値	136
付 録2	限界熱流束の測定値	138

記号表

本論文で使用する主な記号および添字を次に示すが、ここに示されていないものについては本文にその都度説明している。

Bo	ボイリング数 = $q/(G\Delta h_v)$	-
Bo	ボンド数	-, 式(1.50)
Bo_c	限界ボイリング数 = $q_c/(G\Delta h_v)$	-
C_{pl}	飽和液の定圧比熱	kJ/kg·K
D	管内径	m
Fr	フルード数	-
G	質量速度	kg/(m ² ·s)
g	重力加速度	m/s ²
h_i	テストセクションの入口流体エンタルピー	kJ/kg
Δh_i	入口サブクールエンタルピー	kJ/kg
Δh_v	蒸発潜熱	kJ/kg
L	加熱長	m
L_B	沸騰長さ ($x = 0$ と $x = x_c$ の間の軸方向の距離)	m
L_c	加熱開始点から沸騰危機点までの軸方向の距離	m
P	圧力	MPa
P_c	臨界圧力	MPa
Pe	ペクレ数	-
P_r	換算圧力 = P/P_c	-
q	熱流束	kW/m ²
q_c	限界熱流束	kW/m ²
Re_l	飽和液のレイノルズ数	-
r	管中心からの距離	m
r_i	管内半径	m
r_o	管外半径	m
T_{wi}	テストセクションの管内壁温度	K
T_{wo}	テストセクションの管外壁温度	K
X_c	無次元限界クオリティ = $(x_c - x_{cH})/(x_{cV} - x_{cH})$	-
x	管出口クオリティ (次の x_c を含めて, 定義をサブクール域まで拡張する)	-
x_c	限界クオリティ	-

- x_{cH} : 水平管の限界クオリティ -
 x_{cV} : 垂直管の限界クオリティ -
 x_i : 入口クオリティ = $-\Delta h_i / \Delta h_v$ -
 Z : オーネソルゲ数 -
 Θ : 無次元傾斜角度 = $(\theta - \theta_H) / (\theta_V - \theta_H)$ -
 θ : 傾斜角度 (管軸が水平となす角度) °
 θ_H : 特性域 I2 と I4 の境界の傾斜角度 °
 θ_V : 特性域 I3 と I4 の境界の傾斜角度 °
 λ_l : 飽和液の熱伝導率 kW/(m·K)
 λ_{wo} : 温度 T_{wo} K における管材の熱伝導率 kW/(m·K)
 μ_l : 飽和液の粘性係数 Pa·s
 μ_v : 乾き飽和蒸気の粘性係数 Pa·s
 ξ : 低沸点成分のモル分率 -
 ρ_l : 飽和液の密度 kg/m³
 ρ_v : 乾き飽和蒸気の密度 kg/m³
 σ : 表面張力 N/m
 χ : ロックハルト・マルチネリのパラメータ -

添え字

- cal : 予測
 exp : 測定

第1章 序論

1.1 高圧域における管内流沸騰の限界熱流束に関する研究の意義

管内流沸騰では、発生した蒸気が管内を液体とともに流れるので、流れ方向に蒸気質量流量比すなわちクオリティが増加し、それに伴って気液二相の流動様式が変化する。管内流沸騰熱伝達は、この気液二相の流動様式と密接に関連している。

図1.1は、垂直に配置された長い加熱円管の下端からサブクール液体が流入し、上端から過熱蒸気が出て行く場合の蒸発管内で、一般に生じる気液二相の流動様式と伝熱様式との概念的な関係およびそれに対応した流体平均温度と熱伝達係数の変化の様子を示す。

管入口付近では、液単相の強制対流によって液体に熱が伝えられる。このときの熱伝達係数は、管長に沿ってほぼ一定であるので、液体温度の上昇に伴って管内面温度が上昇する。さらにこの温度が飽和温度以上のある値に達すると、管内面上で気泡が生成され始め、サブクール核沸騰となる。液体のサブクール度が大きい場合には、気泡の存在は管内面上に限られるが、管長に沿ってサブクール度が減少すると、管内面を離脱した気泡が管中心部にまで存在するようになり、液体温度が飽和温度に達した以降は飽和沸騰となる。

サブクール域と低クオリティ域における流動様式は、気泡流とスラグ流で伝熱は主として核沸騰で行われる。さらにクオリティが増加すると、環状流になるが、通常管中心部には液滴が同伴され環状噴霧流となる。この流動様式では、液膜が厚い場合には液膜内で核沸騰を生じるが、薄くなると液膜を通しての強制対流により液膜面で液体が蒸発する強制対流蒸発熱伝達が支配的になる。この二相強制対流熱伝達では、薄い液膜を通しての伝熱が極めて良好であるため、管内面過熱度が気泡核の生成に必要な過熱度よりも低くなり、核沸騰は抑制されてしまう。さらにクオリティが増加すると、液膜が消失あるいは破断するいわゆるドライアウトが生じる。ドライアウトが生じると、蒸気が管内面に直接接触するようになるので伝熱が急激に悪くなる。ドライアウト後は蒸気中に液滴を含む噴霧流になり、ポストドライアウト熱伝達となる。さらにクオリティが増加して、蒸气流中の液滴が蒸発してしまうと、過熱蒸気単相の強制対流熱伝達となる。熱流束が高い場合には、環状流の薄い液膜内でも核沸騰が生じやすくなり、したがって、核沸騰域から強制対流蒸発域への移行はより高いクオリティ域で生じるようになる。熱流束がさらに高くなると、核沸騰域から強制対流蒸発域に移ることなく、低クオリティの核沸騰域で急激な伝熱の悪化が生じる。これは核沸騰から膜沸騰への移行、すなわち、DNB(Departure from Nucleate Boiling)によ

るものである。

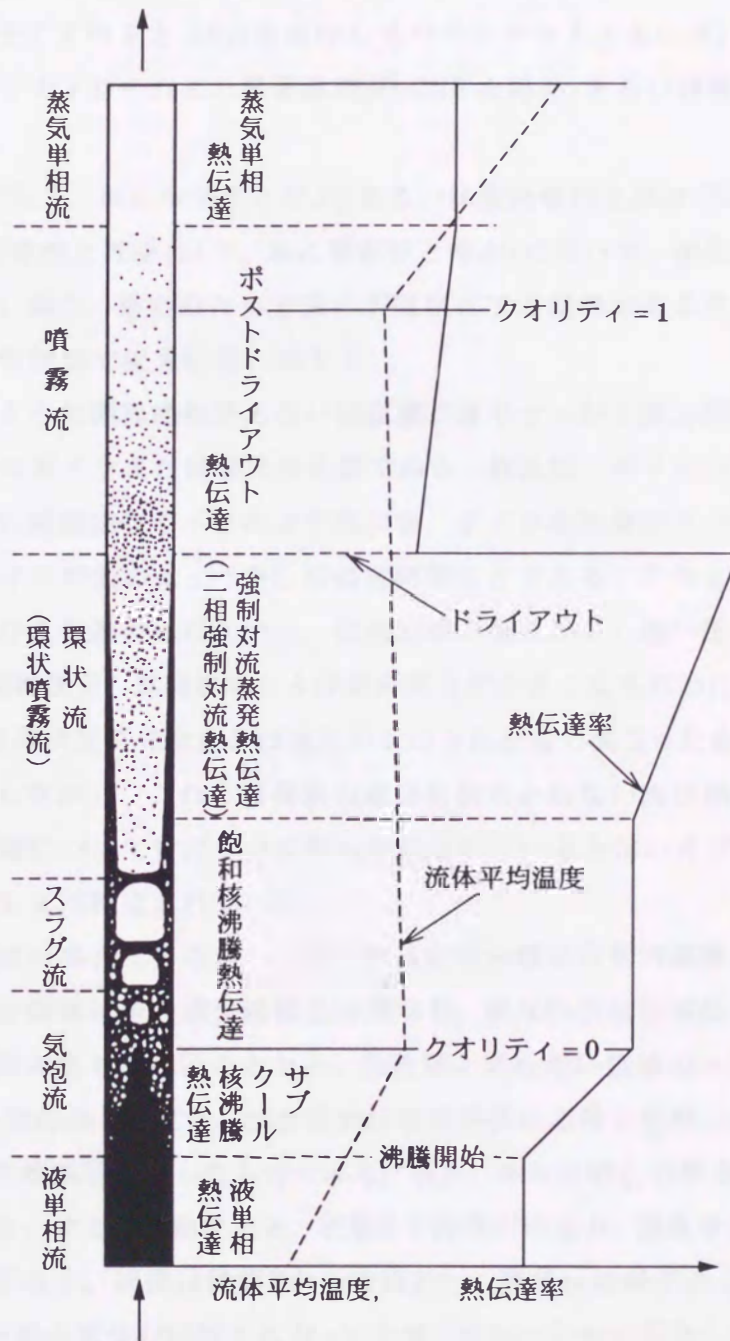


図 1.1 垂直加熱円管内における沸騰流の流動様式と伝熱様式⁽⁹¹⁾

以上のように、核沸騰あるいは二相強制対流では、熱伝達係数が非常に大きく、小さい温度差で非常に高い熱流束の伝熱を行いうるが、管内面熱流束あるいはクオリティがある限界の値以上になると、ドライアウトやDNBが生じて、管壁温度の異常上昇あるいは伝熱量の低下が生じ、装置の重大な損傷や動作不良をひきおこすことになる。このようなドライアウトやDNB(ドライアウトとDNBを総称してバーンアウトともいう)が生じる最小の熱流束あるいはクオリティをそれぞれ限界熱流束(CHFと略称)あるいは限界クオリティと呼ぶ。

一方、水平管内流(以下、単に水平管と呼ぶ)あるいは傾斜管内上昇流(以下、傾斜管と呼ぶ)の場合には、垂直管内上昇流(以下、単に垂直管と呼ぶ)に比べて、流動様相が複雑である。特に高流量でない限り、重力の作用で流れが層状化する傾向があるために、熱流束が増加していくとまず管頂部で限界状態に達する。

ところで、上述のような限界熱流束あるいは限界クオリティが工業上問題になる主要な機器は動力プラントのボイラまたは蒸気発生器である。例えば、ボイラの水冷壁における垂直蒸発管、たて形の排熱回収ボイラの水平蒸発管、ボイラ水冷壁のスパイラル配管における傾斜蒸発管やボイラ炉底のホッパ部の傾斜蒸発管などである。このようなボイラあるいは蒸気発生器における作動媒体の圧力は、高熱効率の観点から、高い圧力が採用されている。高圧では、気液密度差、蒸発潜熱および表面張力が小さくなるために、沸騰流の流動様相、したがって、限界状態の発生条件は低圧のものとはかなり異なったものになっていると考えられる。しかしながら、これら蒸発管の破損を招きかねない限界熱流束の特性、発生条件および発生機構についてまだ十分に明らかにされているとはいえず、信頼性の高い限界熱流束の予測式もまだ確立されていない。

以上は単一成分媒体の場合であるが、二成分非共沸混合媒体の管内流沸騰も最近注目されている。非共沸混合媒体は単一成分媒体とは異なり、沸点の異なる媒体を混合したもので、全組成範囲で共沸点をもたないことから、伝熱学上興味深い媒体の一つである。

図1.2は、圧力が一定の条件下で、二成分非共沸混合媒体の温度と低沸点成分のモル分率の関係を図1.2で模式的に示したものである。最初、モル分率 ξ_0 の混合媒体が状態1のサブクール液体であるとする。加熱すると、状態2で蒸発が始まり、発生する蒸気は状態2'である。さらに加熱すると、液体は状態2から状態3'へ、蒸気は状態2'から状態3''となる。さらに、蒸発が進むと混合液体が状態4'になったとき、液体は完全に蒸発してモル分率 ξ_0 の状態4の蒸気となる。このように、蒸発が進行する間に液体の温度は T_2 から T_4 に上昇する。また、同様に凝縮の場合でも、状態4から状態2までの凝縮過程において、凝縮温度は T_4 から T_2 まで変化する。

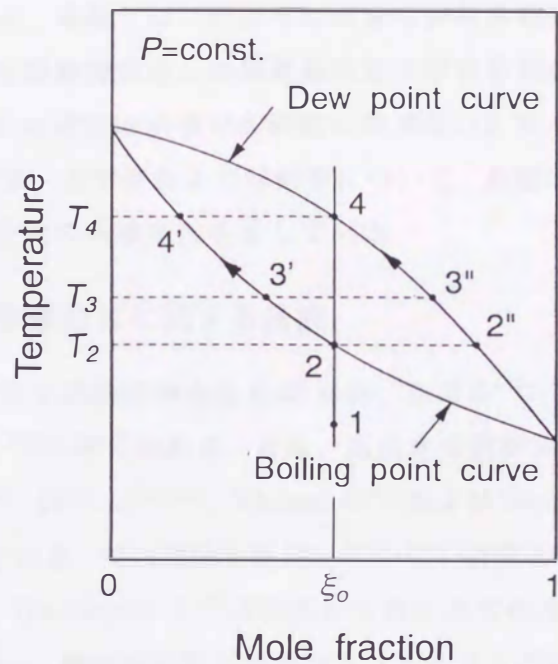


図1.2 非共沸混合媒体の温度と組成比の関係

以上のことからわかるように、非共沸混合媒体の場合には、凝縮および蒸発の際の温度変化を利用すると、熱交換器における媒体と熱源流体との温度差を一定に、かつ小さく保つことができる。そのために、熱交換におけるエクセルギー損失が減少する。したがって、動力サイクルで非共沸混合媒体を用いるとロレンツサイクルが実現され、熱効率の向上が期待できる。また、例えば、都市ガス供給プラントにおけるLNGの気化器などにおいても、混合液の管内沸騰伝熱が問題とされている。しかしながら、非共沸混合媒体の限界熱流束に関する研究例は数少なく、限界熱流束の特性を明確にして、その予測までを可能にした研究は皆無である。

1.2 限界熱流束に関する従来の研究

垂直管，水平管および傾斜管における強制流動沸騰の限界熱流束は，原子炉，ボイラおよび他の熱交換器において，運転安全上あるいは性能上最も重要な問題であり，多くの研究が行われてきている．本節ではこのような従来の研究を概観する．なお，主として高圧のフロン系媒体と水を試験流体とした限界熱流束の研究を対象とするが，高圧域以外の研究結果についても，その定性的事項が本研究に関連深いと考えられる場合には引用している．表 1.1 には，垂直管，水平管および傾斜管について，比較的最近の高圧域における限界熱流束に関する主な研究の実験条件を示している．

1.2.1 垂直管の限界熱流束に関する研究

高圧のフロン系媒体を試験流体とした研究は，吉田ら⁽¹⁾⁻⁽³⁾および Cumo ら⁽⁴⁾，比較的低下では Merilo ら⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾の研究がある．また，高圧水を試験流体とした研究は，Levitan ら⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾，Barulin ら⁽¹⁸⁾，西川ら⁽²²⁾⁽²³⁾，Watson ら⁽⁴⁹⁾および Gendelev ら⁽⁵⁰⁾，比較的低下では，Merilo ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾の研究がある．特に流体を限定していない研究として，Shah⁽⁸⁾および Katto ら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾の研究がある．Groeneveld ら⁽⁹⁾は低下から高圧までの水の限界熱流束のデータを集めた Look-up Table から，他流体の限界熱流束もスケージングにより予測可能な方法を提案している．この Look-up Table は，最近，Bobkov ら⁽¹⁰⁾により一新されている．以下にこれらの研究を概観する．

a. 限界熱流束の特性および発生機構に関する研究

Doroshchuk⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾は，高圧水の限界熱流束の特性について次のような報告をしている．図 1.3 に示すように，限界熱流束 q_c とクオリティ x の関係で領域 A-A'-B を第 1 種のバーンアウト領域，領域 B-C-D を第 2 種のバーンアウト領域とする．第 1 種のバーンアウト領域においては x が増加すると q_c は単調に減少し，A-A' は膜沸騰，A'-B は加熱面上の液膜の破断に対応するとしている．第 2 種のバーンアウト領域の B-C では液膜と蒸気コアの間で液滴のエントレーメントと再付着が生じる状況下で，液膜が次第に薄くなって消失することによりバーンアウトが発生するとし， x は q_c の値に関係なく一定であり，C-D では蒸気コアの液滴の壁面への再付着がバーンアウトを支配し， x の増加に伴い， q_c は減少するとしている．また，Doroshchuk は図 1.4 に示すように， q_c と x の関係に及ぼす圧力 P と質量速度 G の影響について報告している． G と x が一定ならば， P が高くなると q_c は減少する．また， P が一定の場合， x の小さい側では G が大きいほど q_c が大きくなり， x の大きい側では G が大きいほど q_c が小さくなる．この逆転する x の値は P が大きいほど， x の大きい側へ移行する．

Levitan ら⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾は，高圧水で実験を行い， P ， G が一定の条件下で q_c と x の関係について

する従来の主な実験的研究

研究者名	換算圧力 -	気液密度比 -	質量速度 kg/(m ² ·s)	限界クオリティ -
Yoshida <i>et al.</i> ⁽¹⁾⁻⁽³⁾	0.68~0.96	0.189~0.521	200~2000	-0.55~0.73
Katto <i>et al.</i> ⁽¹¹⁾⁽⁸²⁾⁻	0.356~0.904	0.073~0.398	121~8800	-0.95~0.90
Cheng <i>et al.</i> ⁽⁴⁷⁾	0.242~0.727	0.047~0.249	1000~6000	-0.75~0.59
Merilo <i>et al.</i> ⁽⁷⁾	0.255,0.368	0.048,0.076	1600~8100	0.06~0.56
Cumo <i>et al.</i> ⁽⁴⁾	0.761	0.242	250~1000	-0.12~0.52
Nishikawa <i>et al.</i> ⁽²²⁾	0.755~0.931	0.203~0.395	400~1200	0.0~0.63
Bobkov <i>et al.</i> ⁽¹⁰⁾	0.005~0.904	0.001~0.347	50~8000	-0.5~1.0
Barulin <i>et al.</i> ⁽¹⁸⁾	0.533~0.800	0.110~0.234	500~1500	0.30~0.50
Levitan <i>et al.</i> ⁽¹⁵⁾⁻⁽¹	0.005~0.841	0.001~0.270	500~5000	0.10~0.88
Yoshida <i>et al.</i> ⁽⁴²⁾	0.755~0.931	0.203~0.395	400~1200	-0.57~0.33
Leontiev <i>et al.</i> ⁽⁴³⁾	0.310~0.621	0.048~0.135	750~2000	-0.50~0.72
Merilo <i>et al.</i> ⁽⁵⁾	0.311~0.436	0.049~0.076	950~5700	0.08~0.74
Gendelev <i>et al.</i> ⁽⁵⁰⁾	0.533~0.886	0.110~0.321	500~2500	0.1~0.9
Kefer <i>et al.</i> ⁽⁵¹⁾	0.113~0.904	0.015~0.35	300~2500	-0.4~0.9
Watson <i>et al.</i> ⁽⁴⁹⁾	0.841	0.271	407~2373	-0.64~0.26
Nakanishi <i>et al.</i> ⁽⁵⁷⁾	(0.02~0.08)/(0.03~0.10)	-	350~750	0.85~0.95
Celata <i>et al.</i> ⁽⁵⁸⁾	(0.29,0.68)/(0.37,0.86)	-	400~1600	0.26~0.97
Auracher <i>et al.</i> ⁽⁵⁹⁾	(0.38~0.76)/(0.46~0.92)	-	100~500	0.2~0.6
Miyara <i>et al.</i> ⁽⁶⁰⁾	(0.26,0.40)/(0.32,0.44)	-	1000,2000	-0.2~0.1

注1) ↑

注2) ↓

表 1.1 高圧域における垂直管，水平管および傾斜管の限界熱流束に関する従

研究者名	試験流体	傾斜角 °	管内径 mm	加熱長 m	加熱長/管内径 -	圧力 MPa
Yoshida <i>et al.</i> ⁽¹⁾⁻⁽³⁾	HCFC-22	90	9.0,13.0	2.0	152,220	3.4~4.8
Katto <i>et al.</i> ⁽¹¹⁾⁽⁸²⁾⁻⁽⁸⁷⁾	CFC-12	90	3~10	0.03~3.0	10~800	1.47~3.73
Cheng <i>et al.</i> ⁽⁴⁷⁾	CFC-12	90	2~15.8	0.2~1.40	86~100	1.0~3.0
Merilo <i>et al.</i> ⁽⁷⁾	CFC-12	0,90	5.3	1.03~3.05	194~575	1.05,1.52
Cumo <i>et al.</i> ⁽⁴⁾	CFC-12	0,10,22,45,90	7.8	2.0	256	3.14
Nishikawa <i>et al.</i> ⁽²²⁾⁽²³⁾	H ₂ O	90	10.0	2.0	200	16.7~20.6
Bobkov <i>et al.</i> ⁽¹⁰⁾	H ₂ O	90	8.0	-	-	0.1~20.0
Barulin <i>et al.</i> ⁽¹⁸⁾	H ₂ O	90	20	7.0	350	11.8~17.7
Levitan <i>et al.</i> ⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾	H ₂ O	90	4~12	0.15~3.0	19~375	0.1~18.6
Yoshida <i>et al.</i> ⁽⁴²⁾	H ₂ O	0	10.0	2.0	200	16.7~20.6
Leontiev <i>et al.</i> ⁽⁴³⁾	H ₂ O	0	6.0	0.415	69	6.86~13.73
Merilo <i>et al.</i> ⁽⁵⁾	H ₂ O	0,90	12.6	2.44~4.88	194~387	6.89~9.65
Gendelev <i>et al.</i> ⁽⁵⁰⁾	H ₂ O	0,10,20,60,80,90	20	6.0	300	11.8~19.6
Kefer <i>et al.</i> ⁽⁵¹⁾	H ₂ O	0,15,30,90	12.5,24.3	7.0	288,560	2.5~20.0
Watson <i>et al.</i> ⁽⁴⁹⁾	H ₂ O	30,50,90	37.9	5.49	145	18.6
Nakanishi <i>et al.</i> ⁽⁵⁷⁾	CFC-11/CFC-113	90	7.0	2.5	357	0.12~0.36
Celata <i>et al.</i> ⁽⁵⁸⁾	CFC-12/CFC-114	90	7.57	2.1	277	1.2,2.8
Auracher <i>et al.</i> ⁽⁵⁹⁾	Halon-1301/CFC-114	90	16.0	1.137	71	1.5~3.0
Miyara <i>et al.</i> ⁽⁶⁰⁾	HCFC-22/HCFC-142b	90	17.0	0.06~0.66	3.4~38.9	1.3,2.0

注1) 傾斜角度は水平からの角度であり，水平流の0°から垂直上昇流の90°までである。
 注2) 文献(57)~(60)の混合媒体は二成分非共沸混合媒体である。

水平管および傾斜管の限界熱流束に関する従来の主な実験的研究

加熱長 m	加熱長/管内径 -	圧力 MPa	換算圧力 -	気液密度比 -	質量速度 kg/(m ² ·s)	限界クオリティ -
2.0	152,220	3.4~4.8	0.68~0.96	0.189~0.521	200~2000	-0.55~0.73
0.03~3.0	10~800	1.47~3.73	0.356~0.904	0.073~0.398	121~8800	-0.95~0.90
0.2~1.40	86~100	1.0~3.0	0.242~0.727	0.047~0.249	1000~6000	-0.75~0.59
1.03~3.05	194~575	1.05,1.52	0.255,0.368	0.048,0.076	1600~8100	0.06~0.56
2.0	256	3.14	0.761	0.242	250~1000	-0.12~0.52
2.0	200	16.7~20.6	0.755~0.931	0.203~0.395	400~1200	0.0~0.63
-	-	0.1~20.0	0.005~0.904	0.001~0.347	50~8000	-0.5~1.0
7.0	350	11.8~17.7	0.533~0.800	0.110~0.234	500~1500	0.30~0.50
0.15~3.0	19~375	0.1~18.6	0.005~0.841	0.001~0.270	500~5000	0.10~0.88
2.0	200	16.7~20.6	0.755~0.931	0.203~0.395	400~1200	-0.57~0.33
0.415	69	6.86~13.73	0.310~0.621	0.048~0.135	750~2000	-0.50~0.72
2.44~4.88	194~387	6.89~9.65	0.311~0.436	0.049~0.076	950~5700	0.08~0.74
6.0	300	11.8~19.6	0.533~0.886	0.110~0.321	500~2500	0.1~0.9
7.0	288,560	2.5~20.0	0.113~0.904	0.015~0.35	300~2500	-0.4~0.9
5.49	145	18.6	0.841	0.271	407~2373	-0.64~0.26
2.5	357	0.12~0.36	(0.02~0.08)/(0.03~0.10)	-	350~750	0.85~0.95
2.1	277	1.2,2.8	(0.29,0.68)/(0.37,0.86)	-	400~1600	0.26~0.97
1.137	71	1.5~3.0	(0.38~0.76)/(0.46~0.92)	-	100~500	0.2~0.6
0.06~0.66	3.4~38.9	1.3,2.0	(0.26,0.40)/(0.32,0.44)	-	1000,2000	-0.2~0.1

から垂直上昇流の90°までである。
体である。

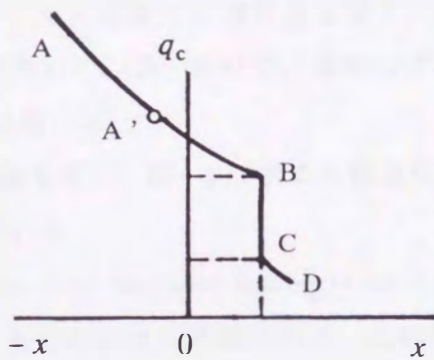
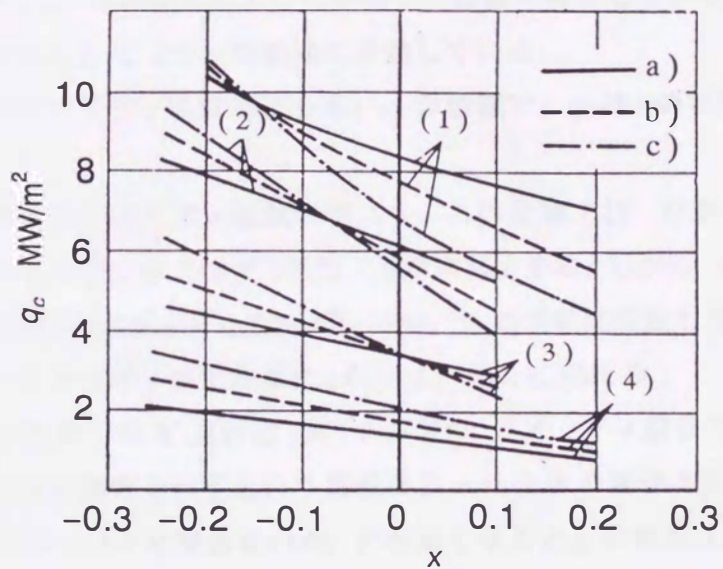


図1.3 Doroshchuk⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾による限界熱流束とクオリティの一般的な関係



P MPa : (1) 2.9 (2) 6.9 (3) 11.8 (4) 17.6
 G kg/(m²·s) : a) 750 b) 1500 c) 2500

図1.4 Doroshchuk⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾による限界熱流束に及ぼす圧力、質量速度およびクオリティの影響

次の報告をしている。特に第2種のバーンアウト領域で図1.3のB-C, すなわち, x が q_c に無関係となる領域について, 流量 G および管内径 D が大きくなるとその領域は狭くなり, x の値は $D^{-0.25}$ および $G^{-0.5}$ に比例し, P が高くなるにつれて減少する。また, 彼は最近⁽¹⁷⁾になって, この領域で q_c が x に依存していないのは極く薄い液膜面から蒸気コアへのエントレメントがなく, 蒸気コアから液膜への再付着もなく, 液膜の蒸発のみでドライアウトすることによる結果だと報告している。B-Cで, 蒸気コアと液膜の間に液の交換を考えているDoroshchukの見解とは異なる。

Barulinら⁽¹⁸⁾は高圧水で実験を行い, 図1.3に示す各領域における限界熱流束の発生機構について次のように報告している。

A-A': 気泡流でDNB(Departure from Nucleate Boiling)による膜沸騰。

A'-B: 液膜はエントレメントのため速く消耗される。この場合, 液膜への再付着はない。

B-C: 核沸騰の存在しない液膜のドライアウトで, 蒸気コアと液膜の間に有効な液体の交換はない。

C-D: 再付着により形成された液膜のドライアウト。

彼らの各領域のバーンアウト発生機構に関する基本的な概念は, 上述のLevitanらの場合と同様である。主として実験はB-Cで行い, A'-BとB-Cの場合について簡単な限界熱流束の予測式を作成している。

Subbotinら⁽¹⁹⁾は液体ヘリウムを用いて実験を行い, 限界熱流束 q_c に及ぼす圧力 P , 質量速度 G , クオリティ x , 管内径 D および加熱長 L の影響を報告している。図1.3の傾向を示す限界熱流束を次のような三つの特性域に分類している。

領域1(A-B): 低いクオリティ域における高い q_c の領域で, q_c は x の増加に伴いほとんど直線的に減少する。

領域2(B-C): 中間的なクオリティ領域で現れる。この領域では, G が小さい場合($G=80\sim 200\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$)には q_c は狭いクオリティ範囲で急激に減少する。しかし, G が大きい場合($G> 200\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$)で圧力 $P=0.0001\sim 0.0002\text{MPa}$ では, この領域は存在しない。

領域3(C-D): 高いクオリティ域で非常に q_c が小さい場合に現れる。

G が増加すると領域1のA'点付近(図1.3参照)のクオリティ前後で q_c に逆転が生じる。この流量による逆点の特性を示すという報告はDoroshchukの場合と同じである。また, 領域2(B-C)のクオリティは P に関係ないが, P が高くなると q_c の範囲は減少するとともに領域3(C-D)の q_c の減少の割合も小さくなる。また, 全領域において, 管内径 D が大きくなると q_c は小さくなるが, その程度は比較的小さいと報告している。

Franceら⁽²⁰⁾は高圧水で実験を行い, 図1.3で示す q_c と x の関係において, 第1種(A-B)と第2種(B-D)のバーンアウトの存在を確認し, B-CはB-C-■の一部であるとしている。この二つの領域の間の q_c の急変する遷移領域(つまり, q_c が x に依存している領域と依存して

いない領域の遷移領域)における限界熱流束発生時の壁温の測定から, この領域での流体力学的な流れの機構の急変を観察している. その結果, バーンアウト機構として, 第1種(A-B)ではDNB, 第2種(B-D)では液膜のドライアウトであると報告している.

Bennettら⁽²¹⁾は, 図1.5に示すように, 均一加熱における限界熱流束の出口クオリティによる変化を表す一本の曲線と液滴再付着で支配される限界熱流束の曲線とを比較して, 限界熱流束はその発生機構から次の四領域に分けられるとしている.

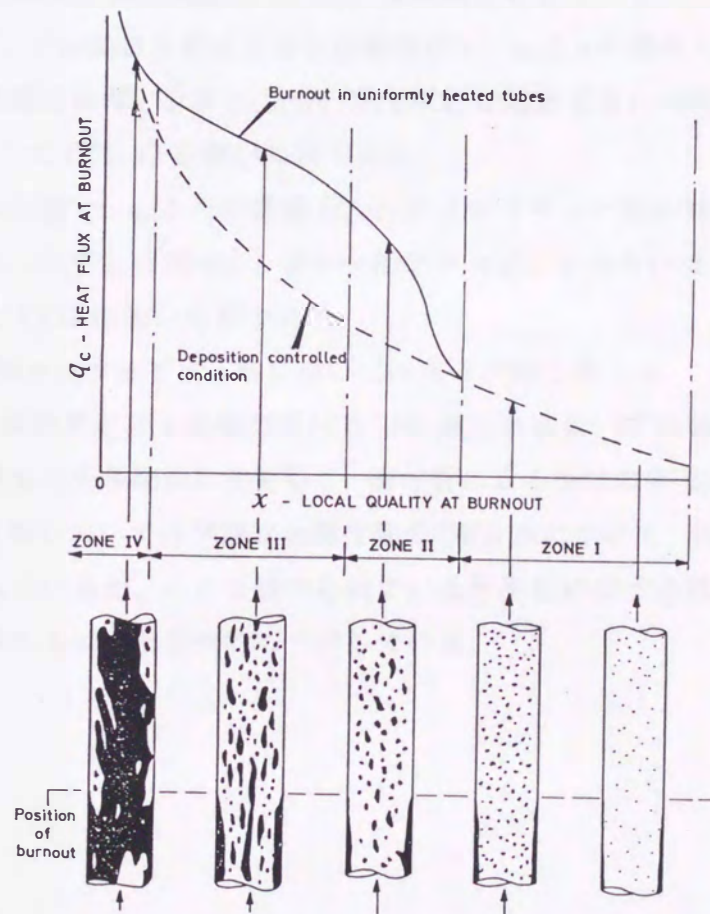


図1.5 Bennettら⁽²¹⁾による各種バーンアウトのメカニズムと発生領域の関係

領域1: 高クオリティ域で熱流束が非常に低く, 壁面への液滴の再付着がCHFを支配する(ただし, 入口条件が湿り域でないと, 本領域は実現しにくい).

領域2: CHF発生の加熱入力は, 加熱管長が変化してもほぼ一定である.

領域3: 限界熱流束の増加と共に, 出口クオリティが急に低下する.

領域4: CHFは, 古典的な膜沸騰の概念に対応する.

Cumoら⁽⁴⁾は高圧のCFC-12を用いて実験を行い, 限界熱流束に及ぼす水平から垂直までの管傾斜の影響を報告している. 垂直管のデータは, 圧力とクオリティが一定の場合には流量が大きくなるにつれて限界熱流束の値は小さくなると報告をしている.

Meriloら⁽⁵⁾⁽⁷⁾は比較的低压域の水およびCFC-12を用いて実験を行い, 垂直管における限界熱流束の特性および発生機構について, 次の報告をしている.

a) 両流体について加熱長を変化させた実験を行い, q_c と x の関係で表した限界熱流束の特性が加熱長に影響されない. また, q が一定では G が増加するにつれて x_c が減少する. 図1.6は試験流体としてCFC-12を用いた例である.

b) 両流体での実験で, q_c と G の関係で, 入口クオリティ一定の場合では圧力に関係無く G が増加するにつれて q_c は増加し, G が一定であれば D が大きいほど q_c は大きい. 図1.7は試験流体としてCFC-12用いた例である.

c) 限界状態の発生はクオリティ域においてはスラグ流で起こる.

西川ら⁽²²⁾⁽²³⁾は亜臨界圧から超臨界圧域までの高圧水において実験を行い, 平滑管と各種の溝付管の伝熱劣化を系統的に比較して, 溝付管による伝熱の促進効果を説明している. とくに, 亜臨界圧域においては平滑管と溝付管のDNB点について, 限界クオリティと熱流束の関係で比較しているが, ここで述べられている平滑管における限界熱流束の特性は後掲のフロン系媒体のもの⁽³⁾と定性的に一致している.

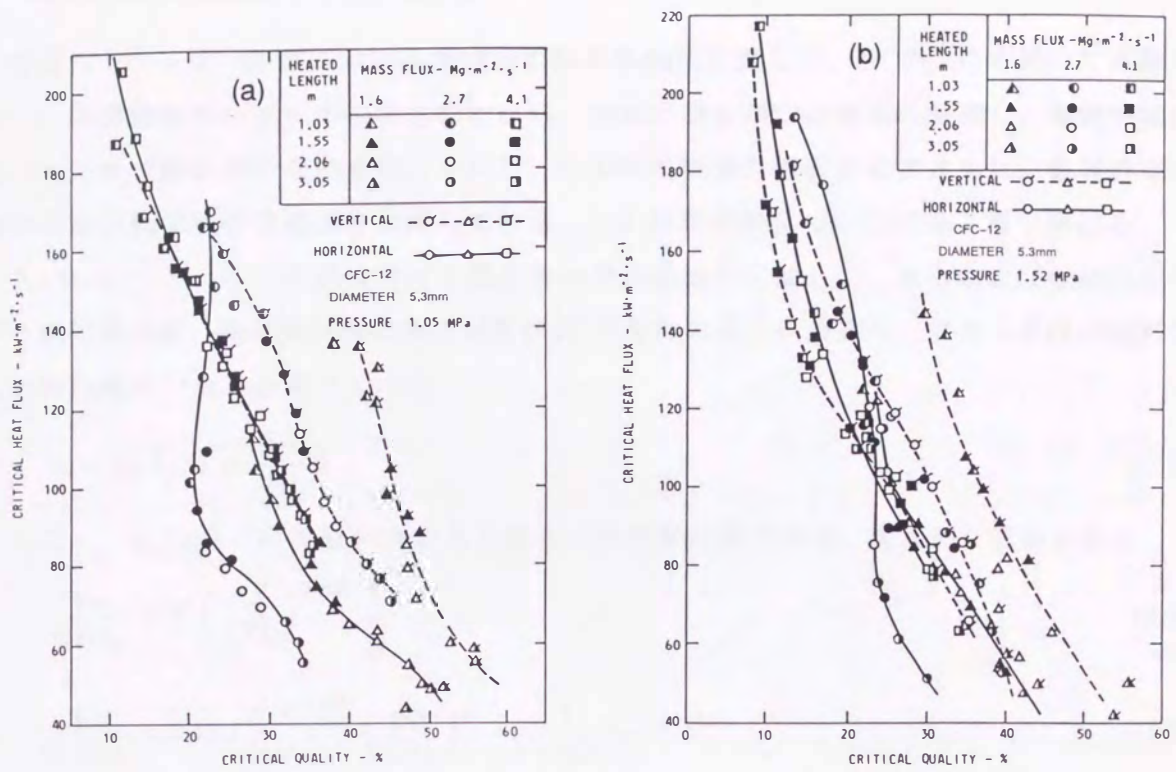


図1.6 Merilo ら⁽⁷⁾による垂直管と水平管の限界熱流束の比較

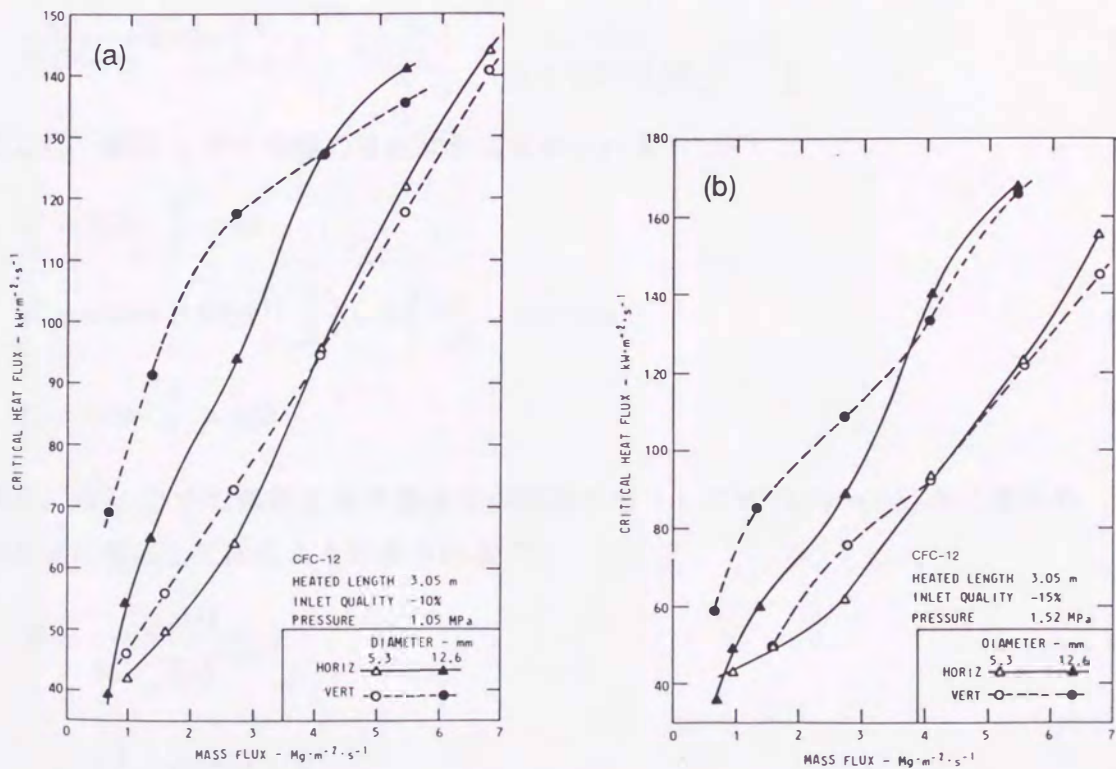


図1.7 Merilo ら⁽⁷⁾による垂直管と水平管の限界熱流束に及ぼす質量速度の影響 (入口クオリティが一定の場合)

b. 限界熱流束の整理式に関する研究

吉田ら⁽²⁾⁽³⁾は均一加熱における垂直管の限界熱流束に関して、HCFC-22を用いて実験を行い、限界熱流束のデータが示す特性から、限界状態を四つの領域に分類し、各特性域における限界状態の発生条件を明らかにし、その発生機構を推測するとともに、各特性域における限界熱流束の整理式を提案している。この研究結果については第3章で論じる。

Kattoら⁽¹¹⁾は、均一加熱における垂直管の限界熱流束に関して、彼らおよび他研究者のデータに基づき、限界熱流束の無次元整理式⁽²⁴⁾を次のように提案し、フロン系媒体以外でも一般に適用できると述べている。

$$q_c = q_{co} \left(1 + K \frac{\Delta h_i}{\Delta h_v} \right) \quad (1.1)$$

ここに、 q_{co} は管入口で飽和液である場合の限界熱流束であり、次式から求められる。

$$\frac{q_{co}}{G\Delta h_v} = C \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{0.043} \frac{1}{\frac{L}{D}} \quad (1.2)$$

$$\frac{q_{co}}{G\Delta h_v} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{1 + 0.0031 \frac{L}{D}} \quad (1.3)$$

$$\frac{q_{co}}{G\Delta h_v} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{0.433} \frac{\left(\frac{L}{D} \right)^{0.27}}{1 + 0.0031 \frac{L}{D}} \quad (1.4)$$

$$\frac{q_{co}}{G\Delta h_v} = 0.0384 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.60} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{0.173} \frac{1}{1 + 0.280 \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{0.233} \frac{L}{D}} \quad (1.5)$$

ここに、式(1.2)中の係数Cは次式から求められる⁽²⁵⁾⁻⁽²⁷⁾。

$$C = 0.25, \frac{L}{D} < 50 \quad (1.6)$$

$$C = 0.25 + 0.0009 \left[\left(\frac{L}{D} \right) - 50 \right], \frac{L}{D} = 50 \sim 150 \quad (1.7)$$

$$C = 0.34, \frac{L}{D} > 150 \quad (1.8)$$

また、式(1.1)中の係数Kは沸騰長さの概念を導入して式(1.2)~(1.5)から導かれ、これらの各式に対応して次のように表される⁽²⁸⁾。

$$K = \frac{1.043}{4C \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{0.0433}} \quad (1.9)$$

$$K = \frac{5}{6} \left[\frac{0.0124 + \frac{D}{L}}{\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2L} \right)^{\frac{1}{3}}} \right] \quad (1.10)$$

$$K = 0.461 \left[\frac{\left(0.0221 + \frac{D}{L}\right) \left(\frac{D}{L}\right)^{0.27}}{\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 L}\right)^{0.433}} \right] \quad (1.11)$$

$$K = 1.12 \left[\frac{1.52 \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 L}\right)^{0.233} + \frac{D}{L}}{\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.60} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 L}\right)^{0.173}} \right] \quad (1.12)$$

甲藤ら⁽²⁹⁾は、境界近傍の不連続な2個の K の値の平均値を K としていたこと、式(1.5)は高い気液密度比の条件下では水に限って適用可能なこと、式(1.2)と式(1.3)は高圧下で流量の小さい領域において適用に問題があることなどを理由として、さらにCFC-12を用いて高圧における実験データを得て検討を行っている。その結果、気液密度比 ρ_v/ρ_l が0.15付近以上から、高圧の特性が出現することがわかり⁽³⁰⁾、低圧でデータと良い一致を示す式(1.3)と式(1.4)の代わりに、高圧域では次式を使用することを推奨している。

$$\frac{q_{co}}{G \Delta h_v} = 0.234 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.513} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 L}\right)^{0.433} \frac{\left(\frac{L}{D}\right)^{0.27}}{1 + 0.0031 \frac{L}{D}} \quad (1.13)$$

整理式で q_c を予測するためには、次の判別を行う。なお、()内の数は式の番号を示す。

a) $\rho_v/\rho_l < 0.15$ の領域の CHF の場合 :

$q_{co}(1.2) < q_{co}(1.3)$ のとき, $q_{co} = q_{co}(1.2)$

$q_{co}(1.2) > q_{co}(1.3)$ のとき,

$q_{co}(1.3) < q_{co}(1.4)$ ならば, $q_{co} = q_{co}(1.3)$

$q_{co}(1.3) > q_{co}(1.4)$ ならば, $q_{co} = q_{co}(1.4)$

$K(1.9) > K(1.10)$ のとき, $K = K(1.9)$

$K(1.9) < K(1.10)$ のとき, $K = K(1.10)$

b) $\rho_v/\rho_l > 0.15$ の領域の CHF の場合 :

$q_{co}(1.2) < q_{co}(1.13)$ のとき, $q_{co} = q_{co}(1.2)$

$q_{co}(1.2) > q_{co}(1.13)$ のとき,

$q_{co}(1.13) > q_{co}(1.5)$, ならば $q_{co} = q_{co}(1.13)$

$q_{co}(1.13) < q_{co}(1.5)$, ならば $q_{co} = q_{co}(1.5)$

$K(1.9) > K(1.10)$ のとき, $K = K(1.9)$

$K(1.9) < K(1.10)$ のとき,

$K(1.10) < K(1.12)$ ならば, $K = K(1.10)$

$K(1.10) > K(1.12)$ ならば, $K = K(1.12)$

ここで、 K の予測に関して式(1.11)は不要である。 q_c は決定された q_{co} と K 値を用いて、式(1.1)より求める。

Shah⁽⁸⁾は彼の従来の煩雑な図式解法による一般的な流体を対象とした整理式⁽³¹⁾を修正

して、次に示すような計算機で算出するための整理式を提案している。その適用範囲は、

$$p_r = P/P_c = 0.0014 \sim 0.96, \quad L/D = 1.3 \sim 940, \quad G = 4 \sim 29051 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$$

$$D = 0.32 \sim 37.5 \text{ mm}, \quad x_i = -4.0 \sim 0.85, \quad x_c = -2.6 \sim 1.0$$

である。ここに、 p_r は換算圧力、 P_c は臨界圧力である。

彼の整理式による計算では、最初に項目 UCC および LCC の計算をし、流体の種類によりそのいずれかを選択する。

a) Upstream condition correlation(UCC):

$$\frac{q_c}{G\Delta h_v} = 0.124 \left(\frac{D}{L_E}\right)^{0.89} \left(\frac{10^4}{Y}\right)^n (1 - x_{ie}) \quad (1.14)$$

上式中のパラメータ Y は次式で表される。

$$Y = Pe Fr^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.6} \quad (1.15)$$

$$Pe = \frac{GDC_{pl}}{\lambda_l} \quad (1.16)$$

$$Fr = \frac{G^2}{(\rho_l^2 g D)} \quad (1.17)$$

ここに、 Pe はペクレ数、 Fr はフルード数、 μ_l と μ_v は飽和液と乾き飽和蒸気の粘性係数、 C_{pl} は飽和液の定圧比熱、 λ_l は飽和液の熱伝導率である

$Y \leq 10^4$ ではすべての流体に対して、 $n=0$ 。

また、 $Y > 10^4$ では n は次の関係で与えられる。

ヘリウムでは Y のすべての値に対して、

$$n = \left(\frac{D}{L_E}\right)^{0.33} \quad (1.18)$$

ヘリウム以外のすべての流体に対して、

$$Y \leq 10^6 : n = \left(\frac{D}{L_E}\right)^{0.54} \quad (1.19)$$

$$Y > 10^6 : n = \frac{0.12}{1 - x_{ie}}^{0.5} \quad (1.20)$$

ここで、 L_E を管の有効長さおよび x_{ie} を有効入口クオリティとして次のように定義する。

$$x_i \leq 0 : L_E = L_c, \quad x_{ie} = x_i \quad (1.21)$$

$$x_i > 0 : L_E = L_B, \quad x_{ie} = 0 \quad (1.22)$$

均一加熱管に対して、沸騰長さ L_B は次式で示される。

$$\frac{L_B}{D} = \frac{x_c}{4Bo_c} = \frac{L_c}{D} + \frac{x_i}{4Bo_c} \quad (1.23)$$

ここに、 L_c は加熱開始点から限界状態発生点までの管軸方向の距離、 $Bo_c = q_c / (G\Delta h_v)$ である。

b) The local condition correlation(LCC):

$$\frac{q_c}{G\Delta h_v} = F_E \times F_x \times Bo_0 \quad (1.24)$$

$$F_E = 1.54 - 0.032 \left(\frac{L_c}{D} \right) \quad (1.25)$$

上式で入口効果係数 $F_E < 1$ の場合は $F_E = 1$ とする。

Bo_0 は $x_c=0$ におけるボイリング数であり、次の三つの式で見積られる値のうち最大の値とする。

$$Bo_0 = 15 Y^{-0.612} \quad (1.26)$$

$$Bo_0 = 0.082 Y^{-0.3} (1 + 1.45 p_r^{4.03}) \quad (1.27)$$

$$Bo_0 = 0.0024 Y^{-0.105} (1 + 1.15 p_r^{3.39}) \quad (1.28)$$

$x_c \geq 0$ の場合は F_x は次式で与えられる。

$$F_x = F_3 \left[1 + \frac{(F_3^{-0.29} - 1)(p_r - 0.6)}{0.35} \right]^c \quad (1.29)$$

ここで、換算圧力 $p_r \leq 0.6$ の場合は $c=0$ 、 $p_r > 0.6$ の場合は $c=1$ とする。

$$F_3 = \left(\frac{1.25 \times 10^5}{Y} \right)^{0.833x_c} \quad (1.30)$$

$x_c < 0$ の場合は F_x は次式により計算される。

$$F_x = F_1 \left[1 - \frac{(1 - F_2)(p_r - 0.6)}{0.35} \right]^b \quad (1.31)$$

ここで、 $p_r \leq 0.6$ の場合は $b=0$ 、 $p_r > 0.6$ の場合は $b=1$ とする。

$$Y \leq 1.4 \times 10^7 : F_1 = 1 + 0.0052 ((-x_c)^{0.88}) Y^{0.41} \quad (1.32)$$

ここで、 $Y > 1.4 \times 10^7$ の場合には、 $Y = 1.4 \times 10^7$ として上式に代入する。

$$F_1 \leq 4 : F_2 = F_1^{-0.42} \quad (1.33)$$

$$F_1 > 4 : F_2 = 0.55 \quad (1.34)$$

c) UCC と LCC の選択 :

ヘリウムの場合には UCC を使用し、それ以外の流体では次の選択基準を適用する。

$Y \leq 10^6$: UCC を使用する。

$Y > 10^6$: 上記の二つの $q_c / (G\Delta h_v)$ の中で小さい方の値を採用する。

ただし、次の条件が満足される場合には UCC が使用される。

$$L_E > \frac{160}{p_r^{1.14}} \quad (1.35)$$

上記の整理式は異なる他研究者の62の出典から23種類の流体のデータ(水, フロン, 極低温流体, 液体金属, etc.)を平均偏差(後出の式(3.18))16%で整理できると報告している.

Kon'kov⁽³²⁾は水における垂直管の限界クオリティ x_c について, 次のような圧力領域別に有次元の整理式を提案している.

4.9 bar $\leq p \leq$ 29.4 bar の場合 :

$$x_c = 25.6q^{-1/8}G^{-1/3}D^{-0.07}e^{0.01715p} \quad (1.36)$$

29.4 bar $\leq p \leq$ 98 bar の場合 :

$$x_c = 46q^{-1/8}G^{-1/3}D^{-0.07}e^{-0.00255p} \quad (1.37)$$

98 bar $\leq p \leq$ 196 bar の場合 :

$$x_c = 76.6q^{-1/8}G^{-1/3}D^{-0.07}e^{-0.00795p} \quad (1.38)$$

ここに, q は熱流束 W/m^2 , G は質量速度 $kg/(m^2 \cdot s)$, D は管径 mm, P は圧力 bar である. この式の適用範囲は, $G=200 \sim 5000 kg/(m^2 \cdot s)$, $q \leq 1.2 \times 10^6 W/m^2$ および $D=4 \sim 32 mm$ であると報告されているが, x_c が正の場合に限られており, また x_i が0付近まで大きくなると, q_c が急激に低下する欠点を持つ(後述参照).

前述までの限界熱流束の予測方法とは異なり, 次のように限界熱流束を見積る方法がある. フロン系媒体を用いた実験は, 比較的低温, 低圧および低出力で行うことが可能なため, 水を用いた実験よりも経済的で容易である. この利点のために, フロン系媒体を用いた実験で明らかにした事実を水の場合に適用するために, その気液密度比を同一にして両者のデータをうまく関係づける相似則 (scaling law) を見出そうとする試みがなされている.

Barnett⁽³³⁾は限界熱流束に関係すると考えられる流体の物性値のいくつかの組み合わせを選び, 次元解析を適用してフロン系媒体と水のデータをうまく関係づける加熱長さ, 管内径, 質量速度, 入口サブクール度および限界熱流束に関する相似係数 (scaling factor) を求めている. 多くの無次元パラメータの組み合わせが提案されているが, この種の解析は流体のどの物性値が限界状態の物理現象を支配するかを見出す一つの実験的な方法でもあるとも考えられる.

Stevens ら⁽³⁴⁾および Staniforth ら⁽³⁵⁾は相似係数を物性値に関係なく数値的に求めており, これらは一種類の流体と圧力の組み合わせに限られるもので一般性がない.

Staub⁽³⁶⁾はこの Stevens らの結果を確かめると共に, 彼らの方法に修正を加え, 実験範囲内で相似係数が圧力に依存しないことを示している.

Ahmad⁽³⁷⁾は, 古典的な次元解析を適用して蒸発潜熱の比較的小さい流体(フロン系媒体,

カリウム、炭酸ガス)と水の間でスケーリングを行う方法をいくつかの無次元パラメータを導入して紹介しているが、気液密度比が0.014程度までの低圧に限られている。

Groeneveldら⁽⁹⁾およびBobkovら⁽¹⁰⁾は水の垂直管における限界熱流束のデータに基づいたLook-up Table ($D=8\text{mm}$ で、気液密度比 $\rho_v/\rho_l=0.1\sim 0.35$ の範囲において P, G, x に対応する q_c 値が与えられている)を作成している。Groeneveldら⁽⁹⁾はこの表を使用して、一般流体の垂直管における q_c 値を予測する方法を提案している。

水以外の流体(NA)の形状パラメータと流れ条件(圧力 P_{NA} , 質量速度 G_{NA} および管内径 D_{NA})を等価な水の値に変換する。

$$D_{H_2O} = D_{NA}, L_{H_2O} = L_{NA} \quad (1.39)$$

ここに、 L は加熱長である。厳密に言えば、CHFの計算には L/D のみは両流体で等しくなければならないが、形状が等しければより一層精度良くモデル化できる。両者のクオリティ x_{H_2O} , x_{NA} は等しいものとする。次に、他流体の圧力 P_{NA} における気液密度比 ρ_v/ρ_l と等価な ρ_v/ρ_l に対応する水の圧力 P_{H_2O} を求める。

$$x_{H_2O} = x_{NA} \quad (1.40)$$

$$G_{H_2O} = G_{NA} \left(\frac{\sigma \rho_l}{D} \right)_{H_2O}^{1/2} \left(\frac{D}{\sigma \rho_l} \right)_{NA}^{1/2} \quad (1.41)$$

以上から、 P_{H_2O} , G_{H_2O} を求め、Look-up Tableから等価な水の限界熱流束 CHF_{H_2O} を求め、これに計算条件としての管の断面係数 $K1$ および加熱長係数 $K2$ を乗じて補正する。

$$K1 = \left(\frac{D}{8} \right)^{1/2} \quad (1.42)$$

一般に $L/D_{hy} \geq 5$ の場合には、 $K2$ は次式となる。

$$K2 = \exp \left(\frac{D_{hy}}{L} e^{2\alpha} \right) \quad (1.43)$$

ここで、 D_{hy} は流路断面積の等価直径、 L は加熱長である。また、 α は均一モデルに基づくボイド率であり、これはクオリティがサブクール域では0、クオリティ域では次式で表される。

$$\alpha = \frac{x}{x + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1-x)} \quad (1.44)$$

$$CHF_{NA} = K1 \times K2 \times CHF_{H_2O} \frac{(G\Delta h_v)_{NA}}{(G\Delta h_v)_{H_2O}} \quad (1.45)$$

このようにして上式から水以外の流体の限界熱流束 CHF_{NA} を予測できると報告している。

Weisman ら⁽³⁸⁾はサブクール液の管内流沸騰において、加熱面と比較的低いボイド率のコア流体の間に気泡層を仮定して、理論的なモデルを提案している。気泡層の蒸気体積率がある臨界値(臨界ボイド率)を丁度超えるとき、CHFが発生し、これは気泡層とコア流体の間の界面においてコアに向かう気泡の流れと気泡層に向かう液の流れとの間の熱バランスにより決定される。このモデルはコアのボイド率が0.6以下の場合に適用され、その予測値は水、R-11、R-113、液体窒素および無水アンモニアのデータと良い一致を示すと報告されている。

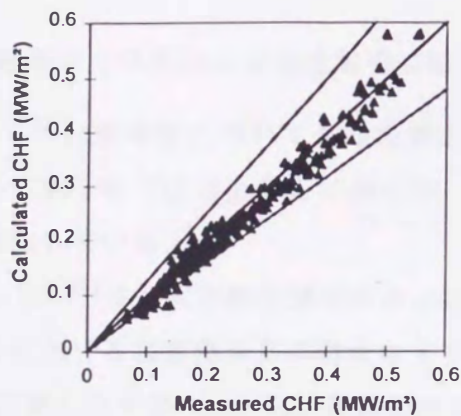
Ying ら⁽³⁹⁾は上記のコア部のボイド率が0.8以上の場合に、コア部において半径方向に不均一なボイド分布を考慮することにより、上記のモデルよりも高クオリティ域で比較的低い質量速度まで適用できるようにモデルを拡張している。

また、Cheng ら⁽⁴⁰⁾はCFC-12を用いて次の条件で実験を行い、各研究者の式と比較している。

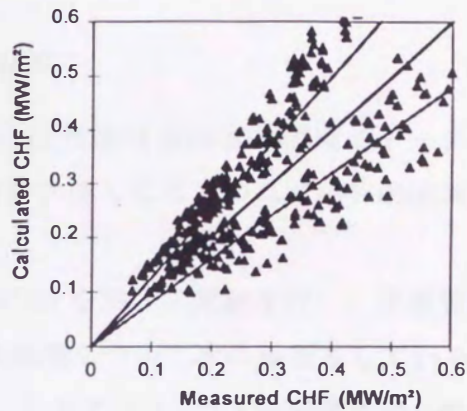
$$P=1.0\sim 3.0\text{MPa}, \rho_v/\rho_l=0.047\sim 0.249, G=1000\sim 6000\text{kg}/(\text{m}^2\cdot \text{s})$$

$$D=2.0, 4.2, 8.0, 11.9, 15.8\text{ mm}, L=200, 360, 688, 1022, 1402\text{ mm}$$

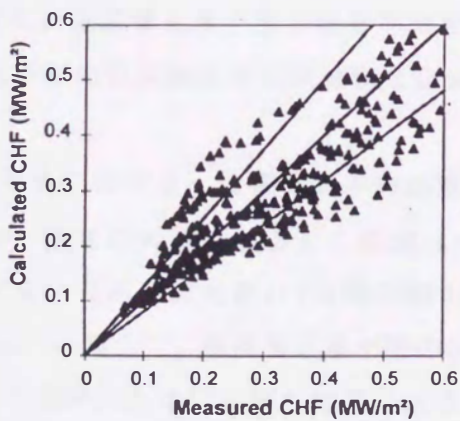
図1.8は $D=8\text{mm}$ の場合のChengらのデータと各研究者の予測値との比較を示す。Groeneveld ら⁽⁹⁾のLook-up Tableによる方法およびShah⁽⁸⁾の整理式はデータを良く予測しているが、Weisman ら⁽³⁸⁾のCHFモデルおよびKatto ら⁽¹¹⁾の整理式による予測値はいずれも大きい偏差を示すと報告されている。



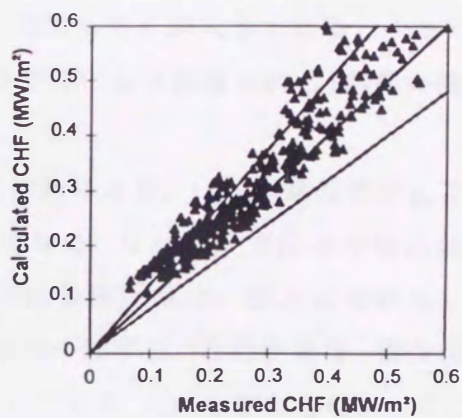
(a) CHF look-up table of Groeneveld



(c) CHF correlation of Katto & Ohno



(b) CHF model of Weisman & Pei



(d) CHF correlation of Shah

図1.8 Chengら⁽⁴⁰⁾による限界熱流束の測定値と各研究者の整理式による予測値の比較
(管内径8mmの場合)

1.2.2 水平管の限界熱流束に関する研究

垂直管に比べて水平管の限界熱流束の研究例は非常に少なく、フロン系媒体の高圧域では Cumo ら⁽⁴⁾、比較的低压域では Merilo ら⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾の研究がある。流体一般について、低压から高圧までの水平管の限界熱流束の値を前述の Groeneveld ら⁽⁹⁾の Look-up Table による垂直管の値から予測する方法が Wong ら⁽⁴¹⁾によって提案されている。また、高圧水を対象とした研究は、垂直管の特性と比較した吉田ら⁽⁴²⁾、Leontiev ら⁽⁴³⁾および Gendeleev ら⁽⁵⁰⁾、また、比較的低压の Merilo ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾の研究がある。

a. 限界熱流束の特性および発生機構に関する研究

Cumo ら⁽⁴⁾は水平管についても高圧域の CFC-12 における限界熱流束のデータを得ている。そして水平管では垂直管とは異なり、流量が大きくなるにつれて限界熱流束も大きくなると報告している。

Merilo ら⁽⁵⁾⁽⁷⁾は比較的低压域の水および CFC-12 を用いて実験を行い、垂直管と比較して水平管における限界熱流束の特性および発生機構について次の報告をしている。

a) 垂直管と水平管において、限界熱流束 q_c と局所クオリティ x の関係で示される限界熱流束の特性が、加熱管長および入口クオリティに依存しないという局所条件の仮説が成立する。また、垂直管と水平管の限界熱流束 q_c の差は圧力 P が大きくなると小さくなる。これより水平管の限界熱流束は気液密度比および浮力により影響される(前掲の図 1.6(a),(b) 参照)。

b) 水平管における q_c は管断面方向の重力の作用により、一般に垂直管の q_c よりも小さくなるが、流量が大きくなるとこの差は小さくなる。 G が一定では水平管においても管径 D の大きい方が q_c は大きい(前掲の図 1.7(a),(b) 参照)。また、圧力に関係なく流量が約 $4000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以上で、垂直管と水平管の q_c の値は一致する。この流量は、間欠流から気泡分散流への遷移のために必要な流量にほぼ対応しており、 D には依存しない。そこで、この遷移が、垂直管の限界熱流束の整理式が水平管の整理式の代わりに使用できるかどうかの決定基準となる。

c) 水平管の高サブクール域における CHF は、下向き面に形成された気泡が浮力により、その壁面で上向きに押しつけられる。この力は気泡の発生を妨げるために、水平管の限界状態の発生は垂直におけるよりも小さい熱流束で発生する。

d) 低中サブクール域における水平管の CHF は、サブクール液のコアへの熱の対流を妨げる気泡層が原因となって発生する。発生した気泡が浮力により、下向きの壁面に維持されるため、この管頂部で発生する気泡は頂部近くに残ったままで、管側面で発生した気泡は加熱された円周に沿って上向きに移動し、結果として気泡層を増加させる。垂直管より

も水平管の q_c が小さいのはこの理由による。

吉田ら⁽⁴²⁾は高圧水を用いて実験を行い、限界熱流束を垂直管の場合と比較して次の結果を得ている。

a) 水平管において熱流束を増加していくと、限界熱流束状態は最初に管出口頂部で発生し、この限界熱流束の値は垂直管の場合よりかなり小さい。

b) 管の側部と底部における限界熱流束は頂部の値より大きい。ただし、流量が大きくなれば、管周方向での差異は小さくなり、垂直管の値に近づく。

c) 頂部の限界熱流束の値は、圧力が高いほど小さくなっている。

d) 限界熱流束に及ぼす流量および圧力の影響は垂直管の場合とは著しく異なっている。

Leontiev ら⁽⁴³⁾は高圧水を用いて実験を行い、管周方向で不均一加熱(管周上の最大熱流束が管周平均熱流束の1.5倍)における限界熱流束を均一加熱の場合と比較している。均一加熱の場合の実験では、水平管の限界熱流束は流量が増加すると垂直管の値に近くなることを示している。

Fisher ら⁽⁴⁴⁾は限界熱流束の発生機構をクオリティ域において次の三種類にわけて報告している。

a) 非常に低いクオリティ域：壁面で発生した気泡は低流量では、管頂部に沿って蒸気のリボンを形成する。このリボンは、管頂部から管周方向に向かう液流や蒸発による液の減少に対して、管頂部への液補給を抑制するために q_c の値を小さくする。

b) 低中クオリティ域：蒸発管内の流れは、管頂部に液を交互に大きく跳ねる波(サージ)を形成している。管頂部において液滴による液膜への補給はほとんどない。結果として、頂部の液膜は蒸発と管周方向に向かう液流の支配を受け、次の波が頂部に届く前に時間がかかると、ついにはドライアウトすることになる。

c) 高クオリティ域：流動様式はおそらく環状流である。管頂部の液膜は管周方向に沿う液流の結果、比較的薄い。管底部における大きい振幅の波が蒸気コアに有意な液滴のエントレメントを発生させる。管頂部における液膜は非常になめらかなので、頂部液膜からのエントレメントはほとんどない。熱流束が限界値に達すると、管頂部の液膜は完全になくなり、ドライアウトする。

b. 限界熱流束の整理式に関する研究

垂直管に比べて水平管の限界熱流束の整理式が非常に少ない主な理由は、データが少ないことによる。比較的高圧域まで一般に適用できるものとして、Look-up Table を使用してスケーリングする Wong⁽⁴¹⁾の整理方法、また、比較的低圧を対象とした Merilo⁽⁶⁾のものがあるにすぎない。

Merilo⁽⁶⁾は水と CFC-12 を用いて実験を行い、Ahmad⁽³⁷⁾が垂直管で提案したモデリング

の方法により得られたモデリングパラメータに、重力の効果を表す項を付加することにより、次に示す無次元整理式を提案している。

$$\frac{q_c}{G\Delta h_v} = 575 Re_l^{-0.340} \{Z^3 Bo\}^{0.358} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{-2.18} \left(\frac{L}{D}\right)^{-0.511} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1\right)^{1.27} (1 - x_i)^{1.51} \quad (1.46)$$

与えられた条件から、限界熱流束を求めるには次の熱収支の式と連立させればよい。

$$\frac{q_c}{G\Delta h_v} = \frac{D}{4L} (x - x_i) \quad (1.47)$$

ここに、

$$Re_l = \frac{GD}{\mu_l} \quad : \quad \text{レイノルズ数 (Reynolds number)} \quad (1.48)$$

$$Z = \frac{\mu_l}{(\sigma D \rho_l)^{0.5}} \quad : \quad \text{オーネソルゲ数 (Ohnesorge number)} \quad (1.49)$$

$$Bo = \frac{(\rho_l - \rho_v) g D^2}{\sigma} \quad : \quad \text{ボンド数 (Bond number)} \quad (1.50)$$

μ_l および μ_v は飽和液および乾き飽和蒸気の粘性係数 (Pa·s) である。

Wong ら⁽⁴¹⁾ は、Merilo の整理式は Merilo らのデータと Robertson⁽⁴⁵⁾ のデータに限って整理できるが、他の研究者のデータに対しては予測値の方が 100% を越える場合も多く、彼の式では一般に精度良く整理できないと報告している。そして、Wong らは Groeneveld ら⁽⁹⁾ の式 (1.45) に示す垂直管の整理式による一般流体の限界熱流束 CHF_{NA} に修正係数 K_{hor} (流量パラメータとして、 G, x_c および D) を乗ずることにより、水平管の限界熱流束 CHF_{hor} を予測することを試みている。

$$CHF_{hor} = K_{hor} \times CHF_{NA} \quad (1.51)$$

ここに、流量 G と K_{hor} の関係が線形であると仮定して次の提案をしている。

Stratified flow に対しては、 $G < G_{min}$ で $K_{hor} = 0.0$

Nonstratified flow に対しては、 $G > G_{max}$ で $K_{hor} = 1.0$

Intermediate に対しては、 $G_{min} < G < G_{max}$

$$K_{hor} = \frac{G - G_{min}}{G_{max} - G_{min}} \quad (1.52)$$

ここに、 G_{min} は fully-stratified flow の上限の流量であり、 G_{max} は管傾斜が CHF に影響を及ぼさなくなる下限の流量で、このとき水平流の CHF は垂直流の CHF に等しい。Wong らは G_{min} と G_{max} の見積もりには、図 1.9 に示すような Dukler ら⁽⁴⁶⁾ の水平管の流れ領域図を修正して利用している。図中の曲線 D' は annular 域を homogeneous-annular 域 (液膜厚さが周方向に均一) と stratified-annular 域 (液膜が管頂近くでは比較的薄く、管底近くでは比較的厚い) に分けている。また、Dukler らは stratified-wavy 域と、intermittent または annular 域の間の基準を導いており、これは Lockhart-Martinelli のパラメータ χ のみに依存している。彼らの基準は Cheng ら⁽⁴⁷⁾ により、十分な精度で次のように定式化されている。

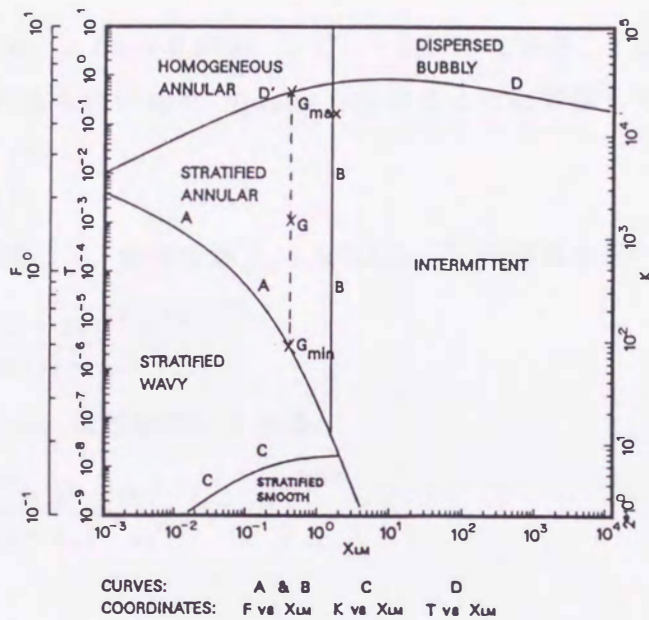


図1.9 DucklerとTaitel⁽⁴⁶⁾から引用された水平管の修正された流動様相の概念図

$$F = \left(\frac{1}{0.65 + 1.11\chi^{0.6}} \right)^2 \quad (1.53)$$

ここに、 F は図中の曲線Aに相当し、次式の修正フルード数で与えられる。

$$F = \frac{Gx_a}{\{gD\rho_v(\rho_l - \rho_v)\}^{0.5}} \quad (1.54)$$

$$\chi = \left(\frac{1-x_a}{x_a} \right)^{0.9} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.1} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.55)$$

ここに、 x_a は実クオリティで、熱力学的平衡クオリティ $x \geq 0.2$ の場合には $x_a = x$ とし、 $x < 0.2$ においてはSahaとZuberによるサブクール沸騰における蒸気のボイドの予測法⁽⁴⁸⁾から算出される。

以上の関係から次式を導いている。

$$G_{min} = \frac{\{gD\rho_v(\rho_l - \rho_v)\}^{0.5}}{x_a} \left(\frac{1}{0.65 + 1.11\chi^{0.6}} \right)^2 \quad (1.56)$$

また、Duklerらは半径方向の乱れ強さが浮力よりも大きくなる場合には、気泡は分散するために、相分布は管傾斜の影響を受けないとして、同図の曲線DD'を定めている。Chengらはこれを次のように定式化している。

$$T = \exp \{A + B \ln(\chi) + C \ln^2(\chi)\} \quad (1.57)$$

ここに, $A = -0.3470$, $B = +0.2920$, $C = -0.0556$ である. T は半径方向の乱れ強さと浮力の比と考えられるものであり, Dukler らは次のように定義している.

$$T = \left\{ \frac{(dP/dZ)_l}{g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{0.5} \quad (1.58)$$

ここに, $(dp/dz)_l$ に関して, 摩擦係数 $f_L = 0.046 Re_l^{-0.2}$ の関係を用いて, 次式を得ている.

$$T = \left\{ \frac{0.092 G^{1.8} (1 - x_a)^{1.8} \mu_l^{0.2}}{g D^{1.2} \rho_l (\rho_l - \rho_v)} \right\}^{0.5} \quad (1.59)$$

式(1.57)と(1.59)から, 次式を導いている.

$$G_{max} = \left\{ \frac{g D^{1.2} \rho_l (\rho_l - \rho_v)}{0.092 (1 - x_a)^{1.8} \mu_l^{0.2}} f_2(\chi)^2 \right\}^{0.556} \quad (1.60)$$

ここに,

$$f_2(\chi) = \exp \{A + B \ln(\chi) + C \ln^2(\chi)\} \quad (1.61)$$

1.2.3 傾斜管の限界熱流束に関する研究

高圧域における傾斜管の限界熱流束に関する研究は非常に少なく, 高圧のフロン系媒体における Cumo ら⁽⁴⁾の研究, また, 高圧水では Watson ら⁽⁴⁹⁾, Gendelev ら⁽⁵⁰⁾ および Kefer ら⁽⁵¹⁾の研究に限られる.

a. 限界熱流束の特性および発生機構に関する研究

Cumo ら⁽⁴⁾は CFC-12 で実験を行い, 限界熱流束に及ぼす管傾斜の影響を報告している.

図 1.10 は各流量における限界熱流束と管出口クオリティの関係を傾斜角(水平からの上向き角度)をパラメータとして示す. 一般的に傾斜管の限界熱流束は流量が一定であれば, 管出口クオリティの増加とともに減少し, 傾斜角の減少とともに減少する. また, 管出口クオリティの増加による限界熱流束の減少割合は各傾斜角とも同一で, 直線的な傾向を示していると報告している. また, 限界熱流束が一定の場合, 傾斜角が大きい方が管出口クオリティが大きくなるが, 同図(a)において流量が小さくて高い傾斜角側で, 垂直管の管出口クオリティよりも大きくなるデータ($\theta = 45^\circ$)が見られる. また, 水平管の限界熱流束に及ぼす重要なパラメータとして, 伝熱面から蒸発によって生じる蒸気の半径方向速度と蒸気と液の二相流体の管軸方向の速度の比で表される次の修正限界ボイリング数 Bo_c を提案している.

$$Bo_c = \frac{q_c}{\Delta h_v \rho_v G \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)} \quad (1.62)$$

このボイリング数の垂直管と傾斜管における差は流量 G 、傾斜角 θ および圧力 P に依存しており、 x には依存していないとして、式(1.63)に示す修正フルード数 fr を導入し、この値が6~7で、層状化の影響や傾斜角の影響がなくなることを彼らのデータとWatsonら⁽⁴⁹⁾の水のデータで確かめている。しかし、彼らは限界熱流束の整理式を作成するまでには至っていない。

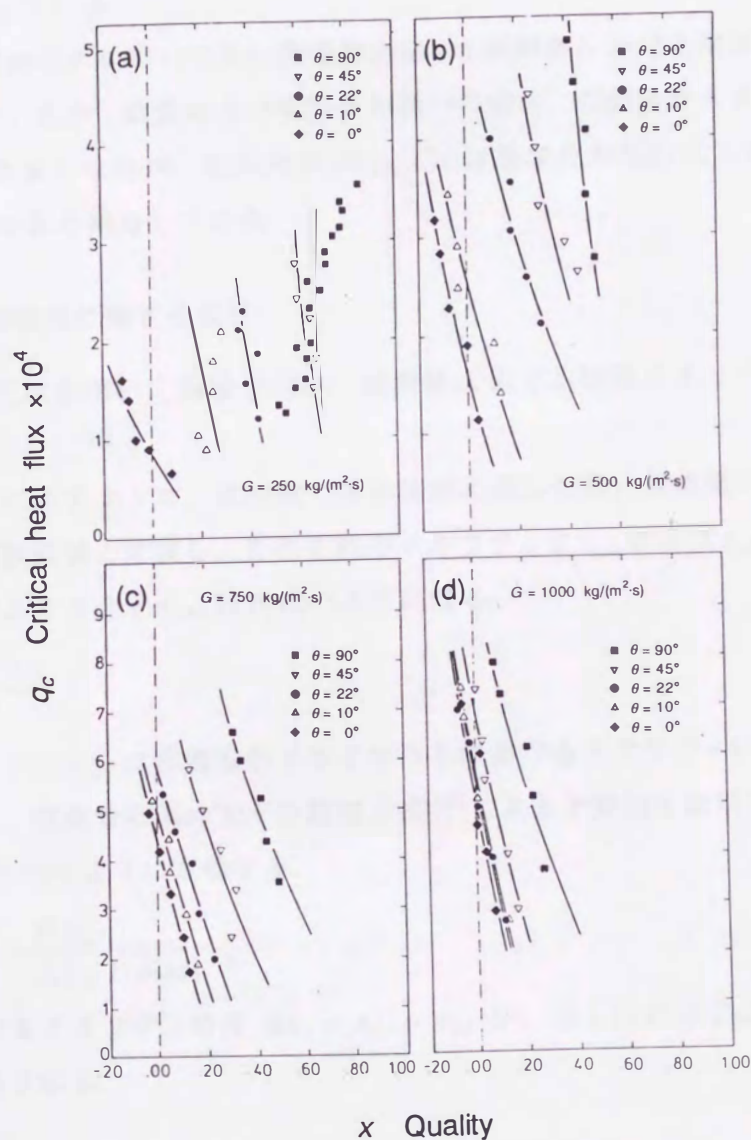


図1.10 Cumo ら⁽⁴⁾による限界熱流束と出口クオリティの関係(CFC-12)

$$Fr = \frac{G \cos\theta / \rho_l}{\{(\rho_l - \rho_v) g D / \rho_l\}^{0.5}} \quad (1.63)$$

Watson ら⁽⁴⁹⁾は高圧水を用いて垂直管と傾斜管(傾斜角 $\theta = 30^\circ$ および 50°)の実験を行い、限界熱流束に及ぼす傾斜角と流量の影響について次のように報告している。傾斜角が減少すると、流量に関係なく限界熱流束は減少する。バーンアウトは重力の影響で流れが層状化して発生するものであり、この層状化には気液の密度差によるものと、環状流においては頂部液膜が薄くなるものの二通りがあるとしている。また、上流バーンアウトが $\theta = 50^\circ$ で発生すると報告している。

Gendeleev ら⁽⁵⁰⁾は高圧水を用いて長い加熱管の種々の傾斜角における限界熱流束の実験を行っている。そして、圧力、流量および熱流束が同一の場合、傾斜角が大きくなるにつれて限界クオリティは大きくなるが、傾斜角が 60° 以下では層状化が現れはじめ、さらに 30° 以下でそれが著しくなると報告している。

b. 限界熱流束の整理式に関する研究

Kefer ら⁽⁵¹⁾は高圧水を用いて実験を行い、傾斜管における限界クオリティの整理について検討している。

図 1.11 中の挿図に示すように、管頂部で限界状態に達した後、管底部で限界状態に達するまでの領域を遷移領域と定義し、それぞれのクオリティを $x_{c,t}$ および $x_{c,b}$ とすると、遷移領域における平均クオリティ $x_{c,m}$ は次式のようになる。

$$x_{c,m} = \frac{x_{c,t} + x_{c,b}}{2} \quad (1.64)$$

この平均クオリティ $x_{c,m}$ は垂直管のドライアウトにおけるクオリティに対応するとして、この $x_{c,m}$ に対して、垂直管のKon'kovの整理方法⁽³²⁾による予測値を使用する。さらに、修正フルード数 Fr を次のように定義する。

$$Fr = \frac{G x_{c,m}}{\{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g D \cos\theta\}^{0.5}} \quad (1.65)$$

遷移領域におけるクオリティの差 $\Delta x_c = x_{c,b} - x_{c,t}$ が、図 1.11 に示すように、 Fr の関数として、次式で表される。

$$\Delta x_c = \frac{16}{(2 + Fr)^2} \quad (1.66)$$

また、図 1.12 に示すように、 $Fr < 7$ の場合には層状化の影響が現れ、 $Fr > 10$ の場合には、管傾斜が限界熱流束に影響を及ぼすことなく、流れが軸対象となり、 $Fr < 10$ ではそれが非対象になるとしている。彼らのこの限界状態発生点の流動様相は、Taitel ら⁽⁵²⁾⁽⁵³⁾の流動様式図で、環状流が軸対象から非対象に遷移するのは $Fr=10$ で、この値以下になると流

れにおける層状化の影響が限界状態の発生に影響を及ぼしはじめるという結果に対応させている。

以上のことから垂直管の限界クオリティが判れば、これらの関係式から傾斜管の限界クオリティを予測することが可能であるとしている。

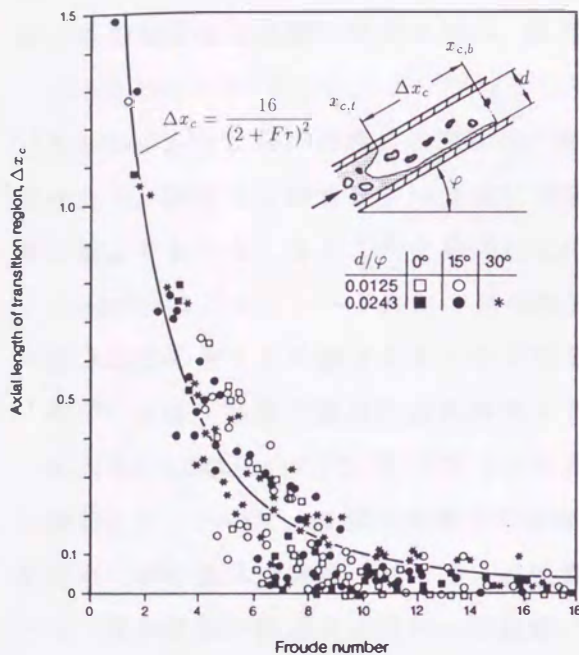


図1.11 Keferら⁽⁵¹⁾によるフルード数に依存する遷移領域におけるクオリティの差

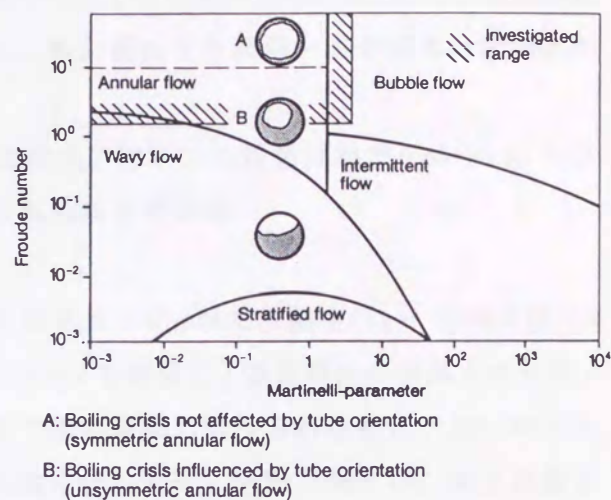


図1.12 keferら⁽⁵¹⁾による限界状態発生点の流動様相

1.2.4 非共沸混合媒体の限界熱流束に関する研究

混合媒体の管内流沸騰における限界熱流束の研究は比較的少ない。以前に Tolubinskiy ら⁽⁵⁴⁾, Naboichenko ら⁽⁵⁵⁾ および Carne⁽⁵⁶⁾ は、共沸あるいは非共沸混合媒体の低圧域で加熱管の短いものを用いて実験を行い、限界熱流束に関して混合媒体に特有の傾向が認められることを報告している。しかし、最近の研究では、フロン系混合媒体を用いて、比較的長い加熱管で実験がなされており、中西ら⁽⁵⁷⁾, Celata ら⁽⁵⁸⁾ および Auracher ら⁽⁵⁹⁾ は、混合媒体の限界熱流束が混合媒体であることによる特有の性質を示すことはないことを報告している。これらはいずれも圧力一定の条件で、組成比による限界熱流束あるいは限界クオリティの変化がほぼ直線的で両単一成分媒体の間にあることを報告している。

Tolubinskiy ら⁽⁵⁴⁾ は、エタノール-水、アセトン-水、エタノール-ベンゼン系の非共沸混合流体の限界熱流束の値は、低沸点成分の増加とともに増加し、ある濃度で極大値をとった後、低沸点成分の限界熱流束の値まで減少することを示している。この限界熱流束の極

大値は気相中の低沸点成分の過剰濃度，すなわち，気相における低沸点成分と高沸点成分の濃度差の最大点に相当すると報告している．この濃度差の増加が離脱気泡径の減少，発泡点数の減少ならびに気泡成長速度の減少などをひきおこし，沸騰流体の壁面層における蒸気含有量の減少により，限界熱流束が増加することを観察している．また，アルコールとケトンの混合媒体では，気液界面に生じる表面張力の勾配がマランゴニ効果により，気泡合体や安定な蒸気膜の形成を妨げ，限界熱流束が増加するとしている．

Naboichenko ら⁽⁵⁵⁾はモノイソプロピルディフェニールベンゼン系において，気相における低沸点成分と高沸点成分の濃度差の最大点に相当する組成比(0.05~0.10)で，限界熱流束が圧力，流量およびサブクール度に関係なく，最大値になり両単一成分媒体の限界熱流束の値よりも大きくなることを報告している．

Carne⁽⁵⁶⁾はアセトン-トルエン系の限界熱流束はアセトンの質量分率が0.45~0.90で単一成分媒体のどちらの値よりも大きくなることを報告している．

次に，フロン系混合媒体の研究例を示す．

中西ら⁽⁵⁷⁾は低圧のCFC-11/CFC-113を用いて高クオリティ域で実験を行い，前掲の図1.3の領域B-Cにおいて，液膜消失様式の限界クオリティを測定し，混合媒体の限界クオリティが両単一成分媒体の限界クオリティを質量分率で線形補間して得られる値と一致したことから，混合媒体の限界クオリティは組成による物性値の変化の影響以外には，混合媒体としての有意の差異は何もないことを報告している．

Celata ら⁽⁵⁸⁾は，CFC-12/CFC-114を用いて，高いクオリティ域までの環状流領域における限界熱流束を測定している．図1.13はその結果を示す．限界熱流束は圧力が増加すると組成に関係なく減少する．圧力と流量が一定の場合，混合媒体における限界熱流束は，ほぼ両単一成分媒体の限界熱流束の値の間にあるが，圧力の低い方がより直線的となると報告している．

Auracher ら⁽⁵⁹⁾は，Halon-1301/CFC-114を用いた実験から，図1.14に示すように，圧力一定の条件で垂直管の限界熱流束に及ぼす組成比の影響について報告している．その結果，混合媒体の限界熱流束の値は両単一成分媒体の限界熱流束を直線近似で内挿でき，組成による有意な影響がないことを報告している．

宮良ら⁽⁶⁰⁾は，従来からの研究で，非共沸混合媒体の限界熱流束と組成比との関係において，最大値を持つ場合とそうでない場合があることに着目し，Auracherらの実験装置でHCFC-22/HCFC-142bを用いて，加熱長さおよび管出口クオリティを変化させた場合の限界熱流束を測定している．その結果，混合媒体における限界熱流束は，加熱区間が短く出口でサブクール液の場合には，ある組成比で限界熱流束は最大値を持つが，加熱区間が長く出口クオリティが高くなると，組成比の影響が小さくなり，組成に対して直線的になると報告している．

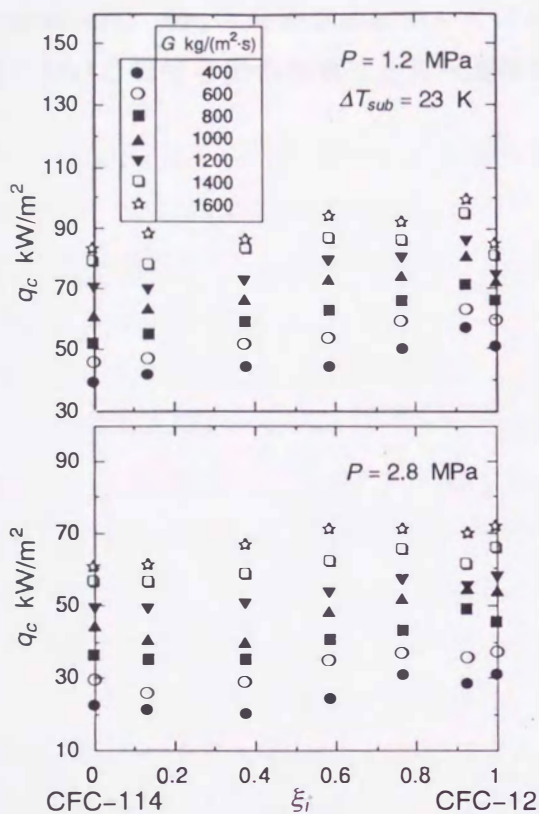


図1.13 Celataら⁽⁵⁸⁾による混合媒体(CFC-12/CFC-114)の限界熱流束と入口モル分率の関係

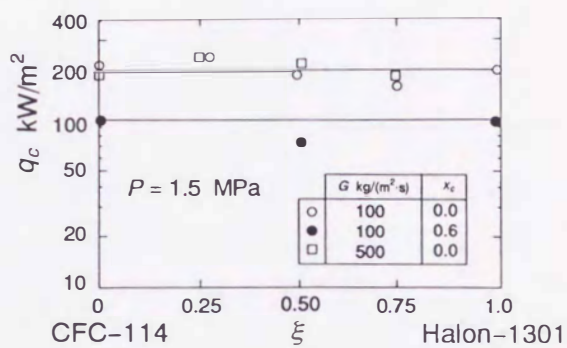


図1.14 Auracherら⁽⁵⁹⁾による混合媒体(Halon-1301/CFC-114)の限界熱流束とモル分率の関係

また、Collierら⁽⁶¹⁾は混合媒体の限界熱流束の値 $q_{c,mix}$ を計算する一つの方法として、混合媒体のプール沸騰熱伝達係数においてStephanら⁽⁶²⁾が取り扱った方法と類似させて限界熱流束の値を求めることを提唱している。それは次式で示す二つの項の和で、最初の項 $q_{c,i}$ は混合媒体と同じ圧力、流量、サブクール度の両単一成分媒体の限界熱流束の値をモル分率で線形補間して求めた限界熱流束の値で、第二項 $q_{c,e}$ は液体と気泡の界面における物質移動の効果による限界熱流束の増加分である。

$$q_{c,mix} = q_{c,i} + q_{c,e} = q_{c,i}(1 + \chi) \quad (1.67)$$

$$q_{c,i} = [x_m q_{c,1} + (1 - x_m) q_{c,2}] \quad (1.68)$$

$$\chi = K \frac{|y_m - x_m|^3}{Re_2} + W \frac{|y_m - x_m|^{1.5}}{Re_2^{0.4}} \left[\frac{T_{sat,1}}{T_{sat,mix} - T_{sat,1}} \right] \quad (1.69)$$

$$K = 3.2 \times 10^5 ; W = 6.9 \quad (1.70)$$

ここに、 $q_{c,1}$ と $q_{c,2}$ はそれぞれ低沸点および高沸点成分の限界熱流束、 x_m と y_m はそれぞれ低沸点の液および蒸気のマール分率、 $T_{sat,mix}$ と $T_{sat,1}$ はそれぞれ混合物および低沸点成分の飽和温度、 Re_2 は高沸点成分のレイノルズ数である。しかし、この式は液体と気泡の界面における物質移動の効果による限界熱流束の増加があることを前提としている。

1.3 本論文の目的と構成

前節で述べた高圧域の管内流沸騰における限界熱流束に関する従来の研究結果について検討した結果、次のことが明らかになった。

- (1) 垂直管の研究では、限界熱流束の特性を論じているものは比較的多いが、吉田らの研究(1)-(3)以外にはその発生条件および発生機構を系統的に説明している研究はほとんどない。また、その限界熱流束の整理式についても、比較的精度が良くても適用の条件範囲が狭いか有次元式であり、適用の条件範囲が比較的広くても予測精度の点で疑問があり、両方を満足するものはない。
- (2) 水平管の研究では、実験データそのものが少ないために、限界熱流束の特性、発生条件および発生機構については、まだ、明確に説明されていない。また、限界熱流束の整理式についての研究は二例あるが、いずれも適用の条件範囲が狭くその精度も不十分である。
- (3) 傾斜管の研究では、実験データが水平管のものよりも更に少なく、各研究とも傾斜管における限界熱流束の特性の一部を論じているにすぎない。限界熱流束の整理式については、水に関するものが一つあるが、その適用範囲が狭い上に精度も不十分であると思われる。
- (4) 二成分非共沸混合媒体の限界熱流束の研究では、限界熱流束に関して混合媒体特有の性質があるのかないのかを論ずる場合に、各研究では、圧力一定のもとで組成を変えて議論されている。しかしながら、これらの限界熱流束の特性を比較する場合には、流動様相を主として支配する気液密度比を同一にして比較検討すべきであると考えられる。しかしながら、このような検討はまだなされていない。また、二成分非共沸混合媒体の限界熱流束の予測方法についてもまだ確立されていない。

以上の点から、本研究では、垂直管、水平管および傾斜管における高圧域での限界熱流束について、その特性と発生条件を明らかにするとともに、発生機構を推測し、適用範囲の広い精度の良い限界熱流束の整理式を作成する。さらに、作成された整理式をもとに、二成分非共沸混合媒体の限界熱流束を単一成分媒体と比較して、その特性を明らかにする。

なお、本研究では、臨界圧が低く蒸発潜熱が小さい各種のフロン系媒体を試験流体として用い、著者の所属する研究室で従来から使用している強制循環テストループによって実験を行う。

本論文の第2章以下の構成は次の通りである。

第2章では、本研究の実験に用いた高圧フロンの強制循環テストループの概要、限界熱流束の測定方法と測定誤差および使用するフロン系媒体の物性値について説明する。

第3章では、HCFC-22、CFC-114 および CFC-115 を試験流体とした垂直管における限界熱流束の実験結果について述べる。限界熱流束をそのデータの示す特性から分類し、各特性域における限界熱流束の発生条件を明らかにし、その発生機構を推測する。また、本実験で得たより広範囲のデータを用いて以前に作成されていた垂直管の整理式を再検討し、必要な修正を加える。その際、第4章の水平管のデータが示す特性および第4章で作成する整理式との関連なども考慮する。さらに、この整理式を他研究者のフロン系媒体および水のデータと比較検討し、高圧域において適用範囲が広く精度が良い整理式を確立する。

第4章では、HCFC-22 を試験流体とした水平管における限界熱流束の実験結果について述べる。実験データが示す特性によって限界熱流束を分類し、各特性域における限界熱流束の発生条件を明らかにし、その発生機構を推測する。また、第3章で作成された垂直管の整理式との関連なども考慮して、整理式を作成する。そして、この整理式を他研究者のフロン系媒体および水のデータとも比較検討し、精度良い整理式を確立する。

第5章では、HCFC-22 を試験流体とした傾斜管における限界熱流束の実験結果について述べる。垂直および水平を含む各傾斜角における実験データの示す特性によって限界熱流束を分類し、各特性域における限界熱流束の発生条件を明らかにし、その発生機構を推測する。そして、傾斜管における限界クオリティの整理式を、垂直管と水平管における値を用いて、傾斜角の関数として表す形で求める。そして、この整理式を適用させ他研究者のフロン系媒体および水のデータとも比較検討し、適用範囲の広い整理式を確立する。

第6章では、二成分非共沸混合媒体 HCFC-22/CFC-114 および HFC-32/HFC-134a を試験流体とした垂直管および HFC-32/HFC-134a を試験流体とした水平管における限界熱流束の実験結果について述べる。ここでは、混合媒体のデータが示す限界熱流束の特性を単一成分媒体のデータおよびその整理式と比較し、混合媒体の限界熱流束が単一成分媒体の場合と比較して特有の性質を示すか否かを検討する。

最後に第7章では、本研究で得た結果について総括する。

第2章 実験装置と実験方法

2.1 実験装置

実験装置は既設の高圧フロンの強制循環テストループ(ステンレス鋼製)を使用した。その概略図を図2.1に示す。このテストループの最大循環量は約0.17kg/s, 最高使用圧力は約7MPaである。循環ポンプ1を出たフロンの液体は、フィルタ3を経て、オリフィス流量計4で流量が測定され、電気加熱による予熱器6で所定の流体エンタルピーまで加熱された後、流量調整弁5を通り入口混合室7を経てテストセクション8-1または8-2に入る。テストセクション8-1の水平管あるいは傾斜管を使用する場合にはバイパス側の止め弁2を閉鎖し、テストセクション8-2の垂直管を使用する場合には水平管あるいは傾斜管側の流路の止め弁2を閉鎖する。テストセクションを出た流体は出口混合室7を経て、水およびフロン12で冷却される凝縮器13および冷却器14で凝縮し、冷却されて循環ポンプ1に戻る。なお、実験装置の各機器の詳細については、山田の学位論文⁽⁶³⁾を参照のこと。

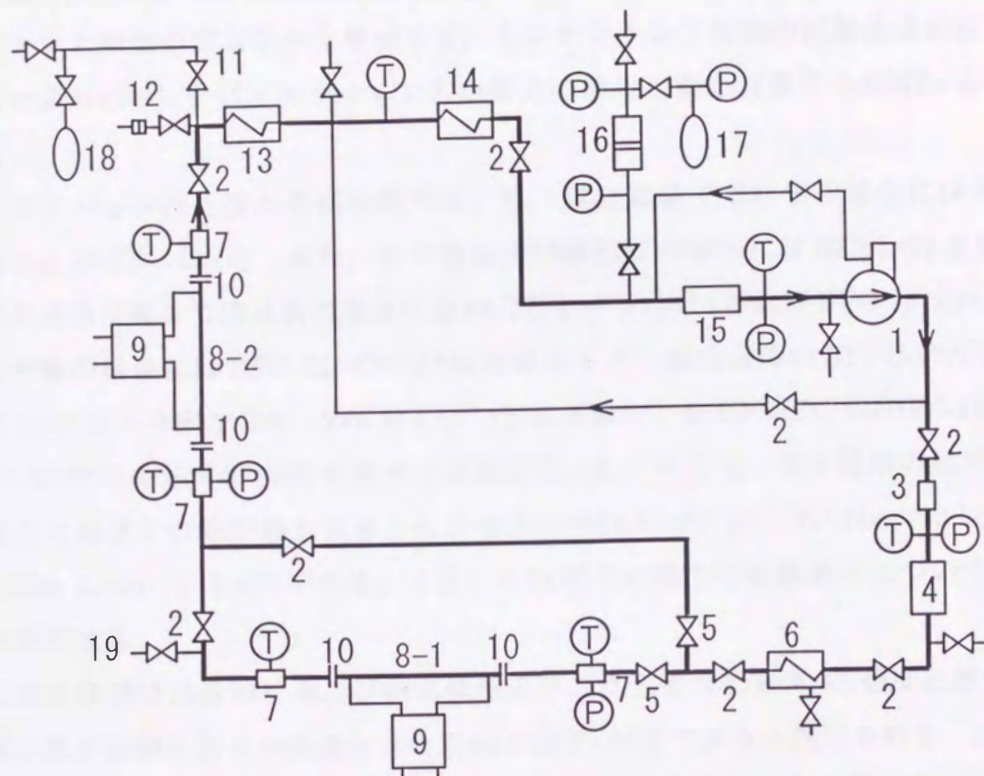
テストセクションの出入口の流体温度は混合室のシーース熱電対、また圧力はテストセクション入口の混合室に圧力タップを持つブルドン管式圧力計でそれぞれ測定する。テストセクションはブスバ間に低電圧の交流を直接通電することにより加熱し、その管外面温度は外表面に電弧溶接した0.3mm C-A熱電対により測定する。

テストセクションにはステンレス鋼 SUS 316 製で、管内面粗さが5~10 μ の鏡面仕上げされた円管を使用した。テストセクションには垂直上昇流用の垂直管、水平流用の水平管および傾斜上昇流用の傾斜管があり、それぞれの限界熱流束の測定に使用したテストセクションの詳細については、各管に対応する章で詳述する。

2.2 実験方法

実験はテストセクション入口における流体の圧力、質量速度およびエンタルピーを一定に保ち、管内面熱流束を段階的にわずかに増加させ(一段階の増加量は内径と加熱長により異なるが、約0.4kW/m²~0.6kW/m²である)、管のいずれかの位置で管壁温度の急上昇が認められた直前の熱流束を限界熱流束として、各条件におけるデータを得た。

本実験では、管壁温度の急上昇が最初に認められた場所はすべて管出口であり、2mの加熱管では入口から1.98m、3mの加熱管では2.95mの位置に取り付けられている熱電対で検出された。水平管および傾斜管では、最初の壁温の上昇は管出口の管頂点に取り付けられ



- | | |
|-------------------|-------------|
| 1. 循環ポンプ | 11. ガス抜き弁 |
| 2. 止め弁 | 12. 安全弁 |
| 3. フィルタ | 13. 凝縮器 |
| 4. オリフィス流量計 | 14. 冷却器 |
| 5. 流量調整弁 | 15. ドライヤー |
| 6. 予熱器 | 16. アキュムレータ |
| 7. 混合室 | 17. 窒素ポンベ |
| 8-1. 水平用, 傾斜用テスト管 | 18. フロンポンベ |
| 8-2. 垂直用テスト管 | 19. 抽出弁 |
| 9. 電源 | Ⓣ シース熱電対 |
| 10. 電気絶縁フランジ | Ⓟ ブルドン管式圧力計 |

図 2.1 実験装置

ている熱電対で検出された。

流量の調節は図 2.1 中の流量調節弁 5 により行うが、測定はオリフィス流量計 4 を通過するサブクール液の差圧を電流に変換して行う。圧力の調節はテストセクション入口側混合室 7 に接続されたブルドン管式圧力計を監視しつつ、フリーピストン型アキュムレータ 16 内のピストン上部側の窒素圧力を増減させ、そのピストン下部側の試験流体の圧力を増減することにより行う。テストセクション入口圧力の測定は最小目盛り 0.05MPa の精密圧力計で行う。

テストセクション内を流れる試験流体は、単一成分媒体で垂直管の場合には HCFC-22、CFC-114 および CFC-115 を、また、水平管および傾斜管の場合には HCFC-22 を使用した。二成分非共沸混合媒体で垂直管の場合には HCFC-22/CFC-114 および HFC-32/HFC-134a を、また、水平管の場合には HFC-32/HFC-134a を使用した。混合媒体の HCFC-22/CFC-114 では HCFC-22 のモル分率が 25%、50% および 75% の条件で、また、HFC-32/HFC-134a については HFC-32 のモル分率が 46% の条件で実験を行った。ここで、混合媒体の相平衡状態において露点と沸点との差が最も大きくなるモル分率は HCFC-22/CFC-114 では 50%、HFC-32/HFC-134a については 46% である。なお、それぞれの場合の実験条件については対応する各章で詳述する。

流量の測定誤差は流量検定および測定機器の誤差などを含め最大 4% 程度と推定される。圧力の測定誤差は読み取りの視差も含めて $\pm 0.02\text{MPa}$ 程度であると推定される。テストセクション内面における熱流束の調節は定電圧電源につながる微細電圧調整器と変圧器 9 の低電圧を調整する。熱流束の測定はブスバ間の電圧（計器用変圧器で電圧変換）と電流（計器用変流器で電流変換）を入力とする標準用交流電力計を読みとり、テストセクションへの電力 $Q[\text{kW}]$ をその伝熱面積 $\pi DL[\text{m}^2]$ で除した値を熱流束 $q[\text{kW}/\text{m}^2]$ とする。

$$q = \frac{Q}{\pi DL} \quad (2.1)$$

ここに、 L は加熱部の長さ [m]、 D は管内径 [m] である。

熱流束の測定誤差は計器用機器、測定用計器とその視差、テストセクションから保温材を通して外気への熱損失および限界熱流束判定時の誤差を含めたものになるが、テストセクションの管内径および加熱長により異なる。

例として、熱流束の誤差が $\pm 15\%$ 以下である場合の熱流束の条件を次に示す。

- a) 加熱長 2m で管内径 9mm の場合、 $q \geq 8.6\text{kW}/\text{m}^2$ 。
- b) 加熱長 2m で管内径 13mm の場合、 $q \geq 12.5\text{kW}/\text{m}^2$ 。
- c) 加熱長 3m で管内径 9mm の場合、 $q \geq 12.1\text{kW}/\text{m}^2$ 。
- d) 加熱長 3m で管内径 13mm の場合、 $q \geq 8.3\text{kW}/\text{m}^2$ 。

a) と b) はテストセクションへの入力用変圧器、測定系の計器用変圧器および計器用変流

器がそれぞれ異なる。

c)とd)はこれらが同一機器である。上記の各加熱管において、 q が上記の値より大きくなれば熱流束の誤差が±15%よりも小さくなる。一例として、a)の場合では q が 8.6 kW/m^2 では熱流束の誤差が最大±15%となる。テストセクション入口の流体エンタルピーの設定は予熱器6の電気入力を調節することにより行う。入口流体温度が飽和温度よりも十分低い場合にはその流体温度の測定値から直接に流体エンタルピーを求めることができるが、飽和温度近くになると、流体温度の変化に対するエンタルピーの変化割合が大きくなるために、測定温度から流体エンタルピーを求めると流体エンタルピーの誤差が大きくなる。そこで、この領域の入口流体エンタルピーは、あらかじめ各流量ごとに予熱器の電気入力に対する流体エンタルピーの増加分を較正しておき、電気入力に対応するエンタルピーの増加分を予熱器の入口エンタルピーに加えることにより決定した。

テストセクション入口の流体エンタルピーの測定誤差は入口流体温度が低い場合は±1kJ/kg程度、飽和温度付近か飽和温度では上述の較正による誤差が加わり、±3kJ/kg程度であると推定される。テストセクション加熱部の任意の点における流体エンタルピー h_x [kJ/kg]はテストセクション入口の流体エンタルピー h_i [kJ/kg]と加熱開始点からの距離 L_x [m]および管内面熱流束 q [kW/m²]により、次式から計算する。

$$h_x = h_i + \left(\frac{4qL_x}{GD} \right) \quad (2.2)$$

ここに、 G は質量速度[kg/(m²·s)]である。

テストセクションの管内面温度 T_{wi} [K]は管外面温度 T_{wo} [K]から、熱伝導方程式の解として求まる次式⁽⁶⁴⁾から算出する。

$$T_{wi} = T_{wo} - C_1 \frac{q}{\lambda_{wo}} \left(1 + \frac{C_1}{2} \frac{aq}{\lambda_{wo}^2} \right) \quad (2.3)$$

ここに、 λ_{wo} は温度 T_{wo} [K]における管材の熱伝導率[kW/(m·K)]であり、 C_1 は管の外半径を r_o [m]、管の内半径を r_i [m]とすると、次式で示される。

$$\lambda_{wo} = aT_{wo} + b \quad (2.4)$$

$$C_1 = \frac{r_i}{r_o^2 - r_i^2} \left(r_o^2 \ln \frac{r_o}{r_i} - \frac{r_o^2 - r_i^2}{2} \right) \quad (2.5)$$

また、 a および b はSUS316では、次の様になる。

$$a = 1.341 \times 10^{-5} \text{ kW}/(\text{m} \cdot \text{K}^2)$$

$$b = 1.424 \times 10^{-2} \text{ kW}/(\text{m} \cdot \text{K})$$

2.3 媒体の物性値

2.3.1 単一成分媒体の物性値

本研究で用いたCFC-12, HCFC-22, CFC-114およびCFC-115の熱力学的物性値は文献(65)~(68)から引用し, 表面張力は文献(69)~(71)から引用した。また, 水の熱力学的性質および表面張力は文献(72)と(73)から引用した。

2.3.2 混合媒体の物性値

HCFC-22/CFC-114の温度, 比エンタルピーおよび密度は高松ら⁽⁷⁴⁾の修正BWR状態方程式による二成分混合媒体の熱物性推算プログラムから算定した。また, 表面張力は渡部ら⁽⁷⁵⁾のデータにより, Van der Waals形の相関式で推算した。

また, HFC-32/HFC-134aの温度, 比エンタルピーおよび密度はNISTのREFPROP Ver.4⁽⁷⁶⁾に基づいた。また, 実験範囲における温度と比エンタルピーの関係は限界熱流束の実験とは別に, 本装置を用いて測定した。気液密度比は東ら⁽⁷⁷⁾のデータから類推したものをを用いた。これには±5%程度の誤差を含む。また, 表面張力は岡田ら⁽⁷⁸⁾のデータから類推した。これには±25%程度の誤差を含むと思われる。

混合媒体において, 物性値の誤差による限界熱流束の見積もり誤差は, 気液密度比によるものが±2%程度以下, 表面張力によるものが±5%程度以下, 本装置を用いて測定した温度と比エンタルピーの関係および蒸発潜熱の誤差による限界熱流束の見積もり誤差は±3%程度以下と考えられる。

混合媒体の物性値はクオリティによって幾分変化するが, データを得たクオリティの範囲では, 物性値変化の影響は比較的小さいので, ここではクオリティ0における物性値を用いた。限界熱流束の算出値に及ぼすクオリティによる物性値の違いによる影響は, 本実験データの範囲では最大8%程度である。

なお, 付録1には本研究において用いたフロン系媒体の単一成分媒体および混合媒体の物性値を示す。