

限界熱流束の研究(第2集)

RESEARCHES ON CRITICAL HEAT FLUX
(THE 2ND SERIES)

舶用機械工学科

1984年2月

東京大学工学部

ま え が き

限界熱流束 (Critical Heat Flux) は、多くの工業機器、たとえば沸騰水型原子炉、他の形式の原子炉の蒸気発生器、超伝導磁石、電子機器、ロケット・エンジン、その他の性能と安全性に深くかかわる重要な現象である。

これまで当研究室では、この限界熱流束に対し、かなり集中的な研究をつづけて来ており、研究遂行上の必要から1981年8月、それまで各種文献に発表した限界熱流束に関する研究論文をひとつに収録、485ページにのぼる一冊子を作製した。

それ以来、現在まで、まだ2年半しか経過していない。しかしながら、この間に発表された研究論文も、相当の篇数にのぼり、そして、もっと重要なことは、この間に限界熱流束現象に対して系統的な理解が、きわだって深まったことである。還元すれば、定量的な形で本現象の発生機構の研究によりやく歩を進め得る段階に入って来たと言える。従って、今後の研究の展開に便ならしめるため、前回の冊子以降の研究論文を収録し、ここに第2集を作製することとした(ただし、まだ印刷に到っていない英文論文3篇は割愛した)。

1984年2月

甲 藤 好 郎
(東京大学工学部教授)

目 次

1. A study on limiting exit quality of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical channels, Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer, <u>104</u> , 40-47 (1982).	1
2. CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes: experimental study of HP-regime by the use of Refrigerant 12, Int. J. Multiphase Flow, <u>8</u> , 165-181 (1982).	9
3. An analytical investigation on CHF of flow boiling in uniformly heated vertical tubes with special reference to governing dimensionless groups, Int.J. Heat Mass Transfer, <u>25</u> , 1353-1361 (1982).	26
4. Critical heat flux in free convective flow through a uniformly heated vertical tube held in a large pool of saturated liquid, J. Faculty of Engineering, Univ. of Tokyo (B), <u>XXXVI</u> , 647-659 (1982).	35
5. A comprehensive study of the CHF for fundamental systems of forced convection boiling with uniform heating, Research on Effective Use of Energy (Reports of Special Project Research under Grant in Aid of Scientific Research of the Ministry of Education, Science and Culture, Japan), Vol.1, 167-174 (1982).	48
6. CHF in high-pressure regime for forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes of low length-to-diameter ratio, Proc. 7th International Heat Transfer Conference, Vol. 4, 291-296 (1982)	56
7. Critical heat flux in forced convective flow, ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference Proceedings, Vol. 3, 1-10 (1983).	62
8. A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids, Int. J. Heat Mass Transfer, <u>26</u> , 389-399 (1983).	72
9. Critical heat flux on a uniformly heated horizontal cylinder in an upward cross flow of saturated liquid, Int. J. Heat Mass Transfer, <u>26</u> , 1199-1205 (1983).	83

10. Critical heat flux for uniformly heated vertical channels with low ratios of heated length to heated equivalent diameter, J. Faculty of Engineering, Univ. of Tokyo (B), <u>XXXVII</u> , 1-15 (1983).	90
11. 一様加熱垂直円管を通る飽和自由流動沸騰の限界熱流束, 機論 (B), <u>47</u> , 2186-2190 (昭56).	105
12. 一様加熱の長方形流路内の強制流動沸騰の限界熱流束の無次元整理, 機論 (B), <u>47</u> , 2351-2357 (昭56).	110
13. 一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の限界熱流束 (R12によるHP領域の実験的研究), 機論 (B), <u>48</u> , 740-748 (昭57).	117
14. 一様加熱流路で(加熱長さ) / (加熱相当直径) 比の小さい場合の限界熱流束, 機論 (B), <u>48</u> , 1348-1356 (昭57).	126
15. 一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の限界熱流束 (高圧領域で管長径比の小さい場合), 機論 (B), <u>48</u> , 1547-1556 (昭57).	135
16. 限界熱流束に対する新しい流体力学的モデル [プール沸騰・強制流動沸騰 (飽和液中に沈められた加熱面) の限界熱流束発生機構], 機論 (B), <u>49</u> , 1919-1927 (昭58).	145
17. 飽和液体の低速上昇流に直交して置かれた一様加熱・水平円柱面上の限界熱流束, 機論 (B), <u>49</u> , 1928-1936 (昭58).	154
18. 一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の限界熱流束に関する解析的研究 (特に無次元数に重点をおいて), 機論 (B), <u>49</u> , 2401-2409 (昭58).	163
19. 基本的な強制流動沸騰系のCHF特性の鳥瞰 (1), 機械の研究, <u>34</u> , 552-558 (昭57).	172
20. 基本的な強制流動沸騰系のCHF特性の鳥瞰 (2), 機械の研究, <u>34</u> , 671-674 (昭57).	179
21. 限界液膜厚さ概念を考慮した環状流領域・限界熱流束の計算, 機講前刷集 [第922回講演会・熱工学 (新方式)], 123-130 (昭58).	183
22. 液体ヘリウムの強制流動・限界熱流束の研究, 機講論 No. 835-4, 165-172 (昭58).	191
23. 一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰・限界熱流束の無次元整理の改良, 機講論 No. 834-11, 73-80 (昭58).	199
24. 一様加熱垂直流路内の強制流動沸騰CHFの極限クオリティ χ°_{ex} に関する研究, 機講論 No. 810-17, 10-12 (昭56).	207

25. 長方形断面垂直上昇流路内の強制流動沸騰の限界熱流束, 第19回日本伝熱シンポ 講論集, 454-456 (昭57).	210
26. 平面噴流沸騰系の限界熱流束に関連して加熱面に沿う液流の特性, 第19回日本伝 熱シンポ講論集, 457-459 (昭57).	213
27. 平面噴流沸騰系の限界熱流束に関連して加熱面に沿う液流の特性, 第20回日本伝 熱シンポ講論集, 160-162 (昭58).	216
28. 高圧における比較的低流量域の限界熱流束の研究, 第20回日本伝熱シンポ講論集, 163-165 (昭58).	219
29. 「加熱長さ/加熱相当直径」比が小さい場合の限界熱流束, 第20回日本伝熱シン ポ講論集, 166-168 (昭58).	222
30. 液膜流によって冷却される一様加熱垂直円柱上での限界熱流束, 東大機械工学研 究報告, 17, 205-206 (昭57).	225
31. 極低温流体の強制流動沸騰限界熱流束現象の研究, 昭和57年度科研費研究成果報 告書 (昭58).	227

A Study on Limiting Exit Quality of CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Channels

Y. Katto

Department of Mechanical Engineering,
University of Tokyo,
Hongo, Bunkyo-ku,
Tokyo 113, Japan

This paper presents the results from a phenomenological analysis of limited exit quality X_{ex}^0 , that is, the occurrence of critical heat flux at a nearly constant exit quality X_{ex}^0 independent of the change of inlet quality under mixed inlet condition. The author's generalized correlation equations of CHF in uniformly heated channels with subcooled inlet condition are employed for this purpose, and the prediction of X_{ex}^0 is compared with the existing data of X_{ex}^0 , satisfactorily. As a basis of the above-mentioned analysis, the applicability of the author's correlation equations to the state near the critical length-to-diameter ratio corresponding to the limiting quality condition is also examined.

Introduction

Postulating an idealized critical heat flux (CHF) curve, such as illustrated in Fig. 1(a), for forced convection boiling in uniformly heated channels, Doroschuk et al. [1] advocated that region I related to the first kind (DNB) of CHF while regions II and III related to the second kind (dryout) of CHF. Further, the authors postulated that CHF in region II took place due to dryout of a liquid film in the absence of replenishment from the core of dispersed-annular flow, whereas CHF in region III was connected with deposition-controlled dryout in a dispersed flow. A constant exit quality X_{ex}^0 at which CHF was assumed to take place in region II was called boundary steam quality. Then, Doroschuk et al. [2, 3] made experiments for the CHF of water at 49–186 bars in tubes of $d=8$ mm under both subcooled and mixed inlet condition, and took into account the data of Smolin [4], Sterman and Nekrasov [5], as well as their own data, to present recommended values of X_{ex}^0 for water at 10–167 bars [2], or at 49–167 bars [3]. Meanwhile, the Heat and Mass Transfer Section of the Academy of Sciences in the USSR [6, 7] proposed a standard table of $q_c - X_{ex}$ relation for water at 29.5–196 bars in uniformly heated tubes of $d=8$ mm, in which recommended values of X_{ex} for water at 29.5–137 bars were presented. Recently, Morozov [8] made experiments for CHF in tubes of comparatively large diameter ($d=14.9$ – 20.7 mm) under mixed inlet conditions to supply new data of X_{ex}^0 for water at 49–169 bars.

For CHF in annuli, Bennett et al. [9, 10] performed experimental studies on water boiling in internally heated annuli under mixed inlet conditions, and reported that a rapid fall of CHF, such as illustrated in Fig. 1(b), was observed, and that the same trend was also found in the data of Adorni et al. [11]. In their papers [9, 10], an exit quality X_{ex}^0 , or exactly

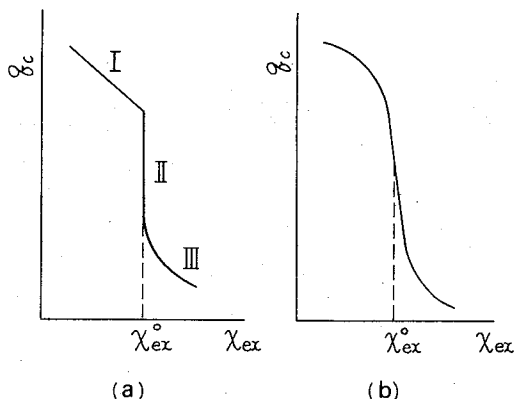


Fig. 1 Critical heat flux q_c versus exit quality X_{ex} for a uniformly heated channel with fixed p, d (or d_{he}) and G

speaking, a narrow range of X_{ex} near X_{ex}^0 , where the rapid fall of CHF took place, was called critical steam quality, and the data of X_{ex}^0 determined for $d_{he}=8.52$ – 16.9 mm and $p=14$ – 86 bar were tabulated. Then, several years later, Moeck [12, 13] made experiments under similar conditions, but with different annular channel dimensions, to give additional data of X_{ex}^0 . After the studies for annuli, Bennett et al. [14] also made a study on CHF of water boiling in tubes with a well-defined two-phase inlet, showing results similar to the foregoing for the rapid fall of CHF.

As for fluids other than water, the phenomenon of rapid fall of CHF such as observed by Bennett et al. seems to have appeared in an experiment of Groeneveld [15] for the flow of R-12 in a tube with a mass velocity of 2770 kg/m²s under

Contributed by the Heat Transfer Division for publication in the JOURNAL OF HEAT TRANSFER. Manuscript received by the Heat Transfer Division April 3, 1981.

Table 1 Typical experiments to give X_{ex}^0 under mixed inlet condition

Source	Fluid channel	l' (m)	l'/d or l'/d_{he}	$\frac{\rho_v}{\rho_l} \times 100$
Doroschuk et al. [2, 3]	H ₂ O, tube	1.50-3.00	188-375	0.569-20.2
Morozov [8]	H ₂ O, tube	1.71-1.92	86-129	3.21-21.0
Groeneveld [15]	R-12, tube	1.38	177	4.82
Deev et al. [16]	He, tube	0.0489-0.174	30-107	14.4-14.7
Bennett et al. [9, 10]	H ₂ O, annulus	0.737	44-69	0.788-6.34
Adorni et al. [11]	H ₂ O, annulus	0.500	59	4.84
Moecik [12, 13]	H ₂ O, annulus	1.31	147	2.13-4.84

mixed inlet condition. Also, data of X_{ex}^0 were presented by Deev et al. [16] for flow of helium-1 in tubes with very low mass velocities of 92-200 kg/m²s under mixed inlet condition.

Among the data sources of X_{ex}^0 mentioned so far, several typical ones are listed in Table 1 with some experimental conditions. For clarity, X_{ex}^0 will be called 'limiting exit quality' or 'limiting quality', after Hewitt [17], in this paper. According to the foregoing studies on X_{ex}^0 , the limiting exit quality can be defined as a phenomenon which is observed as a rapidly falling curve of critical heat flux q_c versus exit quality X_{ex} when the experiments are made under mixed inlet condition for fixed p , d and G . Thus, there is an important problem of how the phenomenon of X_{ex}^0 can relate to the CHF with subcooled inlet conditions. This problem is all the more important because it has been postulated in the studies attaching weight to X_{ex}^0 [1-3, 6, 8, 16] that the transition from region I to region II in Fig. 1(a) is due to the change of CHF mechanism from DNB to dryout.

In this paper, therefore, an analysis of the limiting exit quality is attempted employing the generalized equations proposed recently by the author for correlating the CHF data obtained under subcooled inlet conditions.

Analysis of Limiting Exit Quality

CHF correlation equations used. The author's generalized correlations of CHF in tubes [18] has been constructed as follows: for a uniformly heated tube with an inlet subcooling enthalpy $\Delta H_i > 0$, critical heat flux q_c is written as

$$\frac{q_c}{GH_{fg}} = \frac{q_{co}}{GH_{fg}} \left(1 + K \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right) \quad (1)$$

First, q_{co}/GH_{fg} is empirically correlated with dimensionless groups of ρ_v/ρ_l , $\sigma\rho_l/G^2l$ and l/d by classifying CHF into four characteristic regimes called L, H, N and HP. Figure 2 illustrates the CHF-regime map for $\rho_v/\rho_l = 0.0484$. Broadly speaking, L, H and N-regimes correspond to dispersed (or annular), spray annular, and froth (or bubbly) flow at the tube exit, respectively, (see [19]), and the HP-regime is the regime which gradually invades the N-regime as ρ_v/ρ_l increases. K on the RHS of equation (1) is derived theoretically from the previous correlation of q_{co}/GH_{fg} by employing the boiling-length concept, except for the N-regime with nonlinear relationship between q_c and ΔH_i (see [21]).

Nomenclature

- d = I.D. of heated tube
- d_{he} = heated equivalent diameter = (4 × flow area)/(heated perimeter)
- d_i = I.D. of annulus
- d_o = O.D. of annulus
- G = mass velocity
- H_{fg} = latent heat of evaporation
- ΔH_i = inlet subcooling enthalpy

- K = parameter for the effect of ΔH_i on q_c
- l = length of heated section for $\Delta H_i > 0$
- l' = length of heated section for $\Delta H_i < 0$
- p = absolute pressure
- q_c = critical heat flux
- q_{co} = basic critical heat flux (q_c for $\Delta H_i = 0$)

- ρ_l = density of liquid
- ρ_v = density of vapor
- σ = surface tension
- X_{ex} = exit quality at critical heat flux condition
- X_{ex}^0 = limiting exit quality
- X_{in} = inlet quality = $-\Delta H_i/H_{fg} \leq 0$
- X_{in} = inlet quality = $-\Delta H_i/H_{fg} > 0$

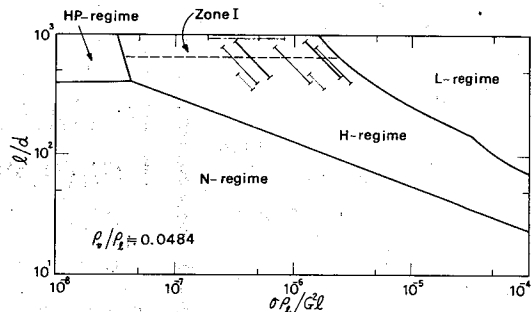


Fig. 2 CHF-regime map: . . . , Matzner et al. [34]; —, Wurtz [36]; —, Dell et al. [37], and Hewitt [38]; - - -, Campolunghi et al. [39]

Analysis of X_{ex}^0 . For a uniformly heated tube with an inlet subcooling enthalpy ΔH_i , the exit quality X_{ex} is related to the critical heat flux q_c via the heat balance as follows:

$$X_{ex} = \frac{4q_c}{GH_{fg}} \frac{l}{d} - \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \quad (2)$$

Then, substituting q_c of equation (1) into the RHS of equation (2), it gives

$$X_{ex} = \frac{4q_{co}}{GH_{fg}} \frac{l}{d} + \left(K \frac{4q_{co}}{GH_{fg}} \frac{l}{d} - 1 \right) \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \quad (3)$$

If the term inside the parentheses on the RHS of equation (3) can be kept at zero, that is

$$K \frac{4q_{co}}{GH_{fg}} \frac{l}{d} - 1 = 0 \quad (4)$$

then the value of X_{ex} is kept at the following constant value X_{ex}^0 independently of ΔH_i :

$$X_{ex}^0 = \frac{4q_{co}}{GH_{fg}} \frac{l}{d} \quad (5)$$

When the condition of equation (4) is tested by the author's correlation equations of q_{co}/GH_{fg} and K for four characteristic regimes, it is found that equation (4) can be satisfied in the H-regime alone, where q_{co}/GH_{fg} and K read as follows:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0031l/d} \quad (6)$$

and

$$K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{1/3}} \quad (7)$$

Equation (6) is an empirical equation capable of outlining the characteristics of existing q_{co} data for many different fluids (see [20]), and equation (7) derived from equation (6) agrees fairly well with the trend of the experimental data of K (see Fig. 4 of [21]). As mentioned before, CHF in the H-regime is presumed to be associated with spray annular flow where replenishment of liquid film from the core flow is weak. On this point, it is of interest to add that equation (6) has a similarity in form to the correlation equation of CHF on a downward-facing flat surface cooled by a liquid film flow, where the droplet deposition on the liquid film can hardly occur (cf. [22]).

For q_{co} and K of equations (6) and (7), the condition of equation (4) is found to be satisfied at

$$\frac{l}{d} = 645 \quad (8)$$

Then, substituting equation (6) into the RHS of equation (5) and eliminating l by the critical l/d ratio of equation (8), the limiting quality is yielded as follows:

$$X_{ex}^0 = 9.95 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \quad (9)$$

Possible mechanism of X_{ex}^0 observed under mixed inlet condition. Few measurements of CHF in the H-regime have been made for vertical tubes with an l/d ratio as high as 645 under subcooled inlet condition. This is probably due to various difficulties encountered in experiments. However, it will be assumed at the moment that the mode of CHF in the H-regime can extend up to $l/d=645$ (which will be examined in the final section of this paper) when the axial variation of quality X for the state of limiting quality is represented in Fig. 3. Then, let's imagine a case where the tube of Fig. 3 is cut down to a length l' , and a two-phase flow of quality X'_{in} is fed to the bottom end, under conditions of fixed p , d and G . It has been previously mentioned that CHF in the H-regime takes place with a spray annular flow pattern, and Whalley et al. [23] have suggested that this type of CHF is relatively insensitive to inlet behavior. If so, and if the l'/d ratio is sufficiently high (say $l'/d > 50$ out of regard for actual examples of l'/d shown in Table 1) to repress the inlet disturbance, then there is a possibility of observing a constant value of exit quality (as predicted by equation (9)) independent of the change of l' and X'_{in} for fixed p , d and G .

Flow conditions to generate X_{ex}^0 . As is seen in Fig. 2, the H-regime, where equation (9) applies, borders the L, N and HP-regimes, and these three boundaries have been given by equations (13), (14) and (21) of a previous study [18]. Therefore, substituting the condition of equation (8), that is $l/d=645$, into these three equations, determines the boundaries of the region of applicability of equation (9) as follows:

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} = 645 \left[\frac{0.0158}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133}} \right]^{3.45} \quad (10)$$

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} = 2.05 \times 10^{-5} \quad (11)$$

$$\frac{\rho_v}{\rho_l} = 0.308 \left[\left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{0.160} + 12.3 \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{0.393} \right]^{2.14} \quad (12)$$

The bounding lines given by equations (10-12) are shown by broken lines in Fig. 4.

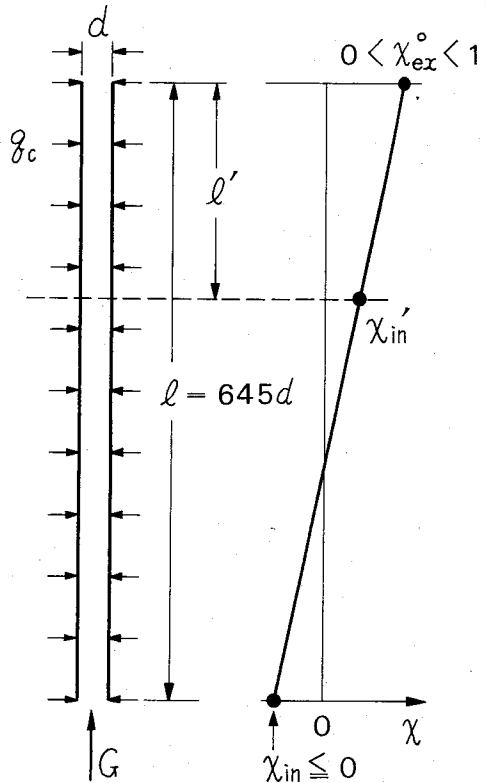


Fig. 3 Axial variation of quality X for a uniformly heated tube of the critical l/d ratio under subcooled inlet condition

Limiting Quality for Tubes under Mixed Inlet Condition

Experimental range displaying X_{ex}^0 . Experimental conditions under which the X_{ex}^0 data were obtained are shown in Fig. 4 by horizontal lines for water, by an open circle for R-12, and by three solid circles for helium-I. Two symbols of x in Fig. 4 represent the conditions of displaying the non-limiting-quality phenomenon in the experiments of Deev et al. [16]. From Fig. 4, therefore, it may be concluded that measured X_{ex}^0 appears virtually in the region predicted for generating X_{ex}^0 . As for the protrusion, in the experiments, of water into the HP-regime found for $\sigma \rho_l / G^2 d < 10^{-4}$ in Fig. 4, it may be of interest to point out that the X_{ex}^0 in the range of $\sigma \rho_l / G^2 d < 10^{-4}$ has been eliminated from the USSR standard table of CHF, as will be shown later in Fig. 5(c).

Comparison between predicted and experimental X_{ex}^0 for water. The prediction of X_{ex}^0 by equation (9) is compared with the experimental X_{ex}^0 obtained for water by Doroschuk et al. [5], Morozov [8], and USSR Academy of Sciences [6] in Fig. 5(a), 5(b) and 5(c), respectively. The number of data points, and the deviation of data about the predicted value, are listed in Table 2. Although a certain degree of deviation exists, it is noticed in Fig. 5 that the trend of data is nearly in accord with the prediction, suggesting the significance of the present analysis of X_{ex}^0 . Fig. 5(c) is somewhat inferior to Fig. 5(a) for the agreement between prediction and data, but it may be rather natural if it is supposed that the recommended values of X_{ex}^0 shown in Fig. 5(c) were determined on the safety

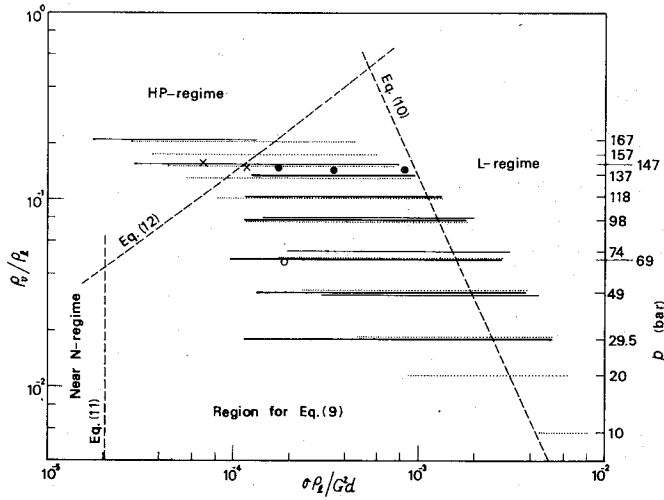


Fig. 4 Comparison between predicted and experimental condition to give X_{ex}^0 for tubes (p represents the pressure of water): Doroschuk et al. [2]; ————, Morozov [8]; ————, USSR Academy of Sciences [6], \circ Groeneveld [15], \bullet Deev et al. [16] (x: no appearance of X_{ex}^0 in [16])

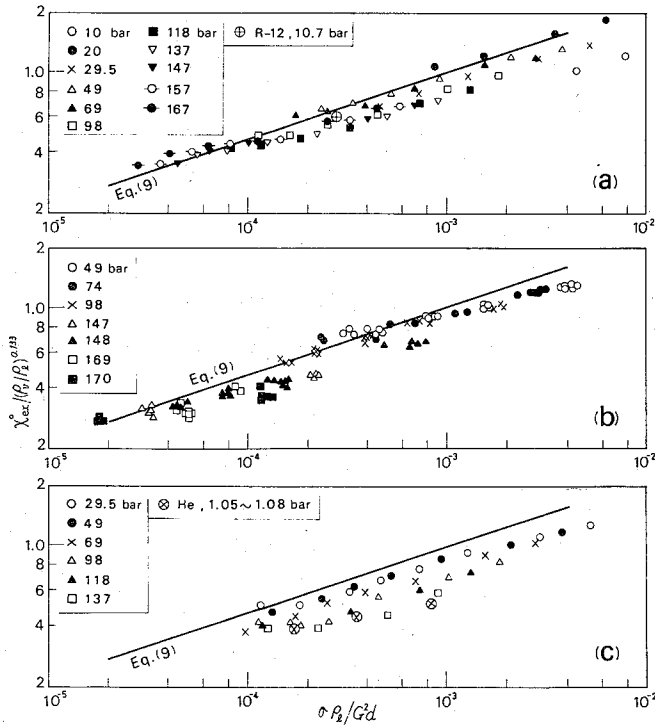


Fig. 5 Comparison between predicted and measured X_{ex}^0 for tubes under mixed inlet condition: (a) Doroschuk et al. [2] for water, and Groeneveld [15] for R-12; (b) Morozov [8] for water; and (c) USSR Academy of Sciences [6] for water, and Deev et al. [16] for helium-I.

side in the process of preparing the USSR standard table of CHF for water.

X_{ex}^0 for R-12 and helium-I. The experiment of Groeneveld [15] for flow of R-12 in a 7.8-mm dia tube with $G=2770$

$\text{kg/m}^2\text{s}$ gives the data of $X_{ex}^0=0.4$, showing a good agreement with equation (9) in Fig. 5(a). The X_{ex}^0 data obtained by Deev et al. [16] for flow of helium-I in 1.63-mm dia tubes with $G=92-200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ are compared with equation (9) in Fig. 5(c). For unknown reasons, these helium data lie somewhat

below the prediction. But it must be noted that the magnitude of mass velocity G is extraordinarily low for helium and there is the possibility that the data suffers from the effects of the unexpected phenomena due to mixed inlet conditions.

Limiting Quality for Internally Heated Annuli Under Mixed Inlet Condition

Analysis of X_{ex}^0 . For annuli with uniform inside heating, the author has proposed the following generalized correlation of q_{co} in H-regime [24]:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.12 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \quad (13)$$

where d_{he} is the heated equivalent diameter, and is given as $d_{he} = (d_o^2 - d_i^2)/d_i$ in the present case. Heat balance equation (2) holds if d is replaced by d_{he} , and K on the RHS of equation (1) can be derived theoretically from q_{co}/GH_{fg} of equation (13) in the same way as in the case of tubes to give

$$K = \frac{25}{36} \frac{0.0324 + d_{he}/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{1/3}} \quad (14a)$$

In Fig. 6, the prediction of equation (14a) is compared with the data of K obtained from the experimental results of Janssen and Kervinen [25] for water, of Moeck et al. [26] for water, of Barnett [27, 28] for water, of Stevens et al. [29] for R-12, of Little [30] for water, and of Ahmad and Groeneveld [31] for R-12. The data show a considerable scatter, but its effects on q_c are not necessarily great because the magnitude of $\Delta H_i/H_{fg}$ on the RHS of equation (1) is usually not large. According to Fig. 6, the data are statistically a little lower than the prediction of equation (14). The cause is not yet known, but quite the same trend has also been observed for CHF in rectangular channels [32]. Therefore, a slight adjustment will be made for the prediction of K from the solid line of equation (14) to the broken line in Fig. 6, that is

$$K = 0.9 \times \frac{25}{36} \frac{0.0324 + d_{he}/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{1/3}} \quad (14b)$$

Table 2 Number of data points and deviation about predicted value for X_{ex}^0

		No. of data points	R.M.S. deviation %	Mean deviation ¹ %
Fig. 5(a)	H ₂ O	59	14.5	- 8.2
	R-12	1	6.8	- 6.8
Fig. 5(b)	H ₂ O	158	16.0	- 11.7
Fig. 5(c)	H ₂ O	37	23.2	- 20.9
	He	3	37.4	- 36.9
Fig. 7(b)	H ₂ O	22	19.5	+ 15.5

¹Simple average of deviations with sign

Then, equations (13) and (14b) give the following critical l/d_{he} ratio and limiting quality X_{ex}^0 in the same way as in the case of tubes:

$$\frac{l}{d_{he}} = 432 \quad (15)$$

$$X_{ex}^0 = 6.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d_{he}} \right)^{1/3} \quad (16)$$

Flow conditions to generate X_{ex}^0 . For internally heated annuli, the boundaries of the H-regime still remain somewhat vague or undecided because of the deficiency of CHF data in L and HP-regimes (cf. [33]). Apart from this problem, however, equations (11) and (12) of a previous study [24] give the following boundary equations:

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d_{he}} = 432 \left[\frac{0.0217}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133}} \right]^{3.45} \quad (17)$$

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d_{he}} = 3.12 \times 10^{-5} \quad (18)$$

The above two equations correspond to equations (10) and (11) respectively. No equation corresponding to equation (12) can be given at present.

Comparison with experimental data. Fig. 7(a) shows the region decided by equations (17) and (18). Also shown in Fig. 7(a) are the experimental conditions under which the data of X_{ex}^0 were obtained by Bennett et al. (see Table III of [9] and Tables VII, VIII and IX of [10]) and by Moeck (see Fig. 8.2 of [12] or Fig. 2 of [13]). In addition, two symbols of x in Fig. 7(a) represent the conditions under which X_{ex}^0 cannot be determined at all in the experiments of Bennett et al. [see Fig. 6 of [9] and Fig. 1 of [10]], and two symbols of $x^?$ show the conditions under which the fall of CHF is not sharp enough to determine X_{ex}^0 definitely in the experiments of Moeck. The circumstances of Fig. 7(a) may be regarded as nearly the same as those of Fig. 4 for tubes.

Next, the prediction of equation (16) for X_{ex}^0 is compared with the experimental data of [9-13] in Fig. 7(b), and the deviation of data is shown in Table 2. The agreement between predicted and experimental X_{ex}^0 is fairly good.

On the Limiting Character of CHF in H-regime under Subcooled Inlet Conditions

As mentioned before, few experiments of CHF in the H-regime have been made under subcooled inlet conditions for the channels of very high l/d or l/d_{he} ratios. However, as the basis of the present analysis, it is indispensable to check the author's CHF correlation equations against those experimental data up to the critical length-to-diameter ratio.

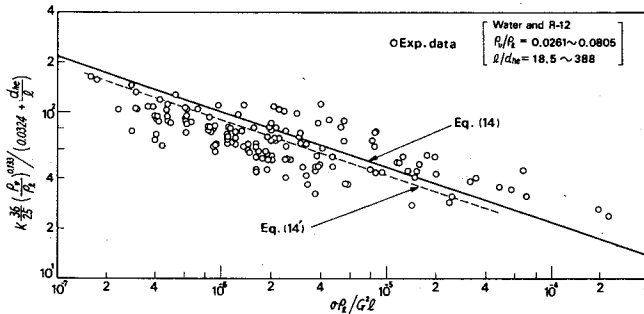


Fig. 6 Comparison between predicted and experimental K

Table 3 Experiments of CHF in H-regime under subcooled inlet condition

Source	Fluid-channel	Max. l (m)	Max. l/d or l/d_{he}	$\frac{\rho_v}{\rho_l} \times 100$
Matzner et al. [34]	H ₂ O, tube	4.88	480	4.84
Merilo-Ahmad [35]	R-12, tube	3.05	576	4.82
Würtz [36]	H ₂ O, tube	8.00	800	4.92
Hewitt [37, 38]	H ₂ O, tube	5.51	893	4.84
Campolunghi et al. [39]	H ₂ O, tube	11.2	983	2.82-17.6
Little [30]	H ₂ O, annulus	4.57	388	4.84

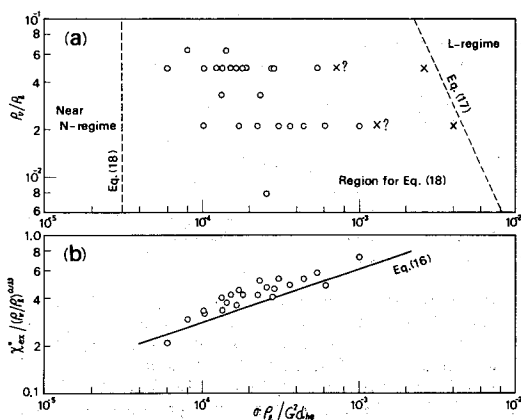


Fig. 7 Experimental data of X_{ex}^0 for internally heated annuli under mixed inlet condition (Bennett et al. [9, 10], Adorni et al. [11], and Moeck [12]): (a) comparison between predicted and experimental condition to give X_{ex}^0 (x and x?: no appearance of X_{ex}^0); and (b) comparison between predicted and measured X_{ex}^0 .

Vertical tubes. To the author's knowledge, Matzner et al. [34] performed experiments for water flow in vertical tubes up to $l/d=480$ under subcooled inlet conditions, Merilo and Ahmad [35] for R-12 up to $l/d=576$, Würtz [36] for water up to $l/d=800$, Hewitt et al. [37, 38] for water up to $l/d=893$, and Campolunghi et al. [39] for water at $l/d=938$. Conditions of l and ρ_v/ρ_l employed in these previous experiments are listed in Table 3. According to Matzner et al. [34] and Merilo [40], CHF for comparatively high l/d and ρ_v/ρ_l seems to have a possibility of suffering from anomalous phenomena such as upstream CHF or slow CHF at very high mass velocities. Therefore, CHF data for $G > 4000$ kg/m²s are now discarded, and the experimental conditions for $\rho_v/\rho_l \approx 0.0484$ are shown in Fig. 2 through short lines corresponding to references [34 and 36-39], for which the limiting condition of $l/d=645$ is represented by a horizontal broken line.

Thus the data of Würtz [36] and those of Hewitt et al. [37, 38] will be compared with the prediction of equations (1), (2), (6) and (7) for CHF, but both data are similar in character so that the former alone is shown in Fig. 8, where the values of X_{ex}^0 given by equation (9) are also indicated by directed lines.

Internally heated vertical annuli. Little [30] performed experiments of water flow in vertical annuli under subcooled inlet conditions up to $l/d_{he}=388$ (see Table 3 for experimental conditions). His data given in Appendices I and II of [30] are compared with the prediction of $q_c - X_{ex}$ by equations (1), (2), (13) and (14b) in Fig. 9, where directed lines indicate the limiting qualities predicted by equation (16). Characteristic features of CHF observed in Fig. 9 are similar to those observed in the case of vertical tubes.

Discussion. (a) It is noted from Figs. 8 and 9 that if the

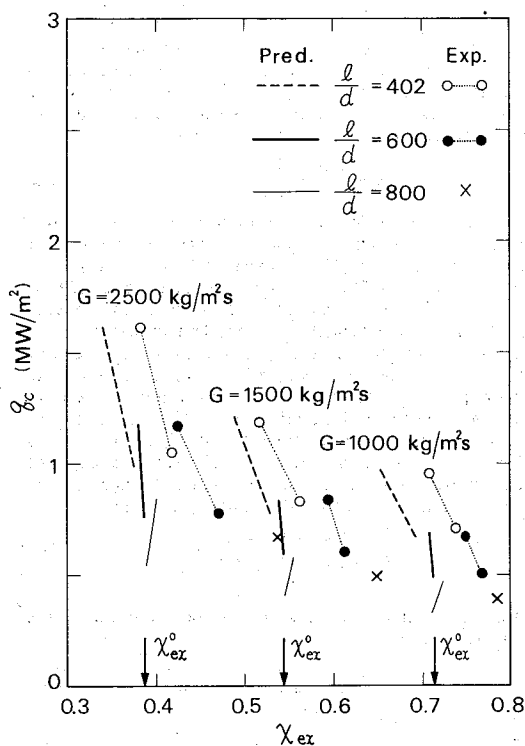


Fig. 8 Comparison between predicted and measured q_c for tubes under subcooled inlet condition: Water, $p = 70$ bars, $d = 10.0$ mm (Würtz [36])

value of l/d or l/d_{he} is restricted to the range less than the critical value ($l/d=645$ and $l/d_{he}=432$), the agreement of trend between the data and prediction of $q_c - X_{ex}$ relation is good. Therefore, the use of equations (6) and (7) for tubes, or equations (13) and (14b) for annuli, is regarded as justifiable for deriving an approximate prediction of X_{ex}^0 .

(b) As has been mentioned in the Introduction, it is postulated in many studies on X_{ex}^0 that the difference in the trend of $q_c - X_{ex}$ relationship between region I and region II in Fig. 1(a) is due to the change of CHF mechanism between DNB and dryout. However, the analysis of this paper suggests that the occurrence of region II (the limiting quality) is possible without a change of CHF mechanism, because the limiting quality takes place simply as a result of the character of $q_c - X_{ex}$ curve in the H-regime associated with spray annular flow (cf. [41]).

(c) As is noticed in Fig. 8, the rapid fall of q_c takes the form of Fig. 1(b) instead of Fig. 1(a) under subcooled inlet conditions. Accordingly, experimental values of X_{ex}^0 cannot be easily or definitely determined. In addition, the extremely

high value of l/d , near which the limiting quality takes place, is beyond the range of ordinary length-to-diameter ratios employed under subcooled inlet conditions of practical importance. Therefore, there seem few chances for the practical application of the limiting quality concept.

(d) According to Fig. 8, shortly before l/d exceeds 645 and during a heavy increase in l/d , experimental data begin to depart from the predicted trend, showing an entry into a special regime, where the author's correlation equations ((6) and (7)) of commonly observed CHF are no longer applicable. This regime is presumed to agree with the regime which was classified before as "zone I" by Hewitt [37, 38, 42, 43], and it claims that the region located above the horizontal broken line in Fig. 2 must be discriminated from other regimes. It may be of interest to note from Fig. 2 that the data of Campolunghi et al. for $\rho_v/\rho_l = 0.0484$ belong to "zone I" completely.

(e) Recently, studies on the theoretical prediction of CHF on the assumption of liquid film dryout in an annular two-phase flow were advanced by Whalley et al. [23], Würtz [36], Levy et al. [44], and some others. It should be mentioned here that Würtz's prediction are fairly well in accord with his own experimental data of water at 70 bars ($\Delta T_{sub} = 10^\circ\text{C}$, $G = 500 - 3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $l/d = 202, 402, 600$ and 800), including the data shown in Fig. 8. Meanwhile, the analysis of Levy et al. with a three-region flow pattern model, shows good agreement with Würtz's data for $G = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ and $l/d = 202-800$ and elucidates the difference of CHF mechanism between the region of rapidly falling q_c and the succeeding region with much higher X_{ex} .

Acknowledgment

This research was performed under the auspices of the Ministry of Education, Science and Culture: Special Project Research Grant No. 505012 (1980).

References

- 1 Doroshuk, V. K., Lantzman, F. P., and Levitan, L. L., "A Peculiar Type of Burnout in Evaporative Tubes," *Heat Transfer*, 1970, Vol. 6, B6.1. Elsevier, Amsterdam.
- 2 Doroshuk, V. E., Levitan, L. L., and Lantzman, F. P., "Investigations into Burnout in Uniformly Heated Tubes," ASME-Paper No. 75-WA/HT-22, 1975.
- 3 Levitan, L. L., and Lantzman, F. P., "Investigating Burnout with Flow of a Steam-Water Mixture in a Round Tube," *Thermal Engineering*, Vol. 22, No. 1, 1975, pp. 102-105.
- 4 Smolin, V. N., "Boiling Heat Transfer Crisis in Tubes with Dispersed Annular Flow of Steam-Water Mixtures," *Heat Transfer*, 1970, Vol. VI, B6.8. Elsevier, Amsterdam.
- 5 Sterman, L. S., and Nekrasov, A. V., "Studies of Burnout Heat Fluxes with Water Boiling in Tubes," *Heat Transfer*, 1970, Vol. VI, B6.9. Elsevier, Amsterdam.
- 6 Scientific Council of the U.S.S.R., Academy of Sciences, Recommendations on Calculating Burnout When Boiling Water in Uniformly Heated Round Tubes," BTD OKB IVTAN, Moscow, 1975.
- 7 Heat and Mass Transfer Section, Scientific Council, Academy of Sciences, U.S.S.R., "Tabular Data for Calculating Burnout when Boiling Water in Uniformly Heated Round Tubes," *Thermal Engineering*, Vol. 23, No. 9, 1977, pp. 77-79.
- 8 Morozov, V. G., "Investigation of Limiting Vapor Qualities in the Second Boiling Crisis," *Heat Transfer-Soviet Research*, Vol. 10, No. 2, 1977, pp. 58-69.
- 9 Bennett, A. W., Collier, G. J., and Lacey, P. M. C., "Heat Transfer to Mixtures of High Pressure Steam and Water in an Annulus—Part II. The Effect of Steam Quality and Mass Velocity on the Burn-Out Heat Flux for an Internally Heated Unit at 1000 p.s.i.a.," UKAEA, AERE-R 3804, 1961.
- 10 Bennett, A. W., Collier, J. G., and Lacey, P. M. C., "Heat Transfer to Mixtures of High Pressure Steam and Water in an Annulus—Part III. The Effect of System Pressure on the Burn-Out Heat Flux for an Internally Heated Unit," UKAEA, AERE-R 3934, 1963.
- 11 Adorni, N., Bertoletti, S., Lesage, J., Lombardi, C., Peterlongo, G., Goldani, G., Weckerman, F. J., and Zavatharelli, R., "Results of Wet Steam Cooling Experiments: Pressure Drop, Heat Transfer and Burnout Measurements in Annular Tubes with Internal and Bilateral Heating," CISE Report R-31, 1961.

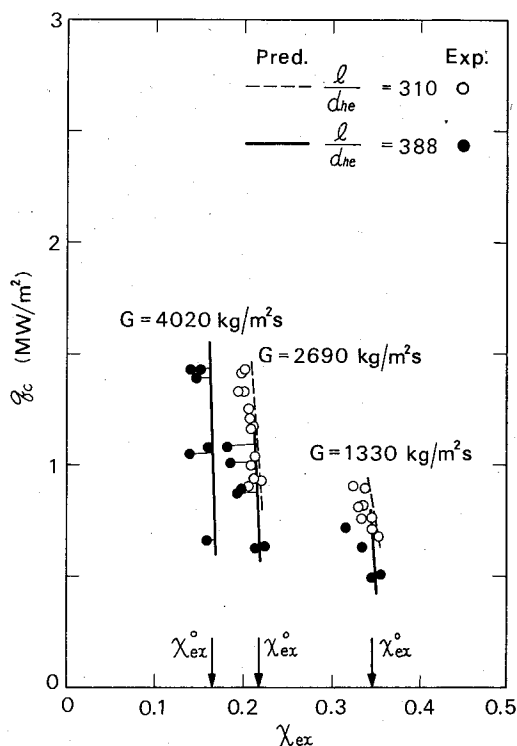


Fig. 9 Comparison between predicted and measured q_c for internally heated annuli under subcooled inlet condition: Water, $p = 69$ bars, $d_{he} = 11.8 \text{ mm}$ (Little [30])

- 12 Moeck, E. O., "Annular-Dispersed Two-Phase Flow and Critical Heat Flux," Atomic Energy of Canada Ltd., AECL-3656, 1970.
- 13 Moeck, E. O., and Stachiewicz, J. W., "Liquid Film Behavior in Annular Dispersed Flow at Critical Heat Flux," *Heat Transfer*, 1970, Vol. 6, B6.7. Elsevier, Amsterdam.
- 14 Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsley, H. A., and Keays, R. K. F., "Experiments on Burnout in a Uniformly Heated Round Tube at 1000 p.s.i.a. with Steam-Water Mixtures at the Tube Inlet," UKAEA, AERE-R 5072, 1965.
- 15 Groeneveld, D. C., "The Occurrence of Upstream Dryout in Uniformly Heated Channels," *Heat Transfer*, 1974, Vol. 4, JSME, Tokyo, pp. 265-269.
- 16 Deev, V. I., Petrovichev, V. I., Pridantsev, A. I., Gordeev, Yu. V., Arkhipov, V. V., and Parygin, V. V., "Hydraulic Resistance and Burnout with Helium Boiling in Tubes," *Thermal Engineering*, Vol. 26, No. 1, 1979, pp. 45-47.
- 17 Hewitt, G. F., "Critical Heat Flux in Flow Boiling," *Heat Transfer*, 1978, Vol. 6, Hemisphere, Washington, pp. 143-171.
- 18 Katto, Y., "Critical Heat Flux of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes (Correlation of CHF in HP-regime and Determination of CHF-regime Map)," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, 1980, pp. 1573-1580.
- 19 Katto, Y., "On the Relation between Critical Heat Flux and Outlet Flow Pattern of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 24, 1981, pp. 541-544.
- 20 Katto, Y., "General Features of CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes with Zero Inlet Subcooling," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, 1980, pp. 493-504.
- 21 Katto, Y., "An Analysis of the Effect of Inlet Subcooling on Critical Heat Flux of Forced Convection Boiling in Vertical Uniformly Heated Tubes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 22, 1979, pp. 1567-1575.
- 22 Katto, Y., "Toward the Systematic Understanding of CHF of Forced Convection Boiling (Case of Uniformly Heated Round Tubes)," *Heat Transfer in Energy Problems*, Japan-U.S. Heat Transfer Joint Seminar Tokyo, 1980, pp. 53-60. To be published by Hemisphere, Washington.
- 23 Whalley, P. B., Hutchinson, P., and Hewitt, G. F., "The Calculation of Critical Heat Flux in Forced Convection Boiling," *Heat Transfer*, 1974, Vol. 4, JSME, Tokyo, pp. 290-294.
- 24 Katto, Y., "Generalized Correlation of Critical Heat Flux for the Forced Convection Boiling in Vertical Uniformly Heated Annuli," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 22, 1979, pp. 575-584.

- 25 Janssen, E. M., and Kerwin, J. A., "Burnout Conditions for Single Rod in Annular Geometry," GEAP-3899, 1963.
- 26 Moeck, E. O., Matzner, B., and Yuill, G. K., "Critical Heat Flux in Internally Heated Annuli of Large Diameter Cooled by Boiling Water at 1000 psia," *Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference*, AIChE, Vol. 3, 1966, pp. 86-95.
- 27 Barnett, P. G., "A Correlation of Burnout Data for Uniformly Heated Annuli and its Use for Predicting Burnout in Uniformly Heated Rod Bundles," UKAEA, AEEW-R 558, 1968.
- 28 Barnett, P. G., "A Comparison of the Accuracy of Some Correlations for Annuli and Rod Bundles," UKAEA, AEEW-R 558, 1968.
- 29 Stevens, G. F., Wood, R. W., and Pryzbyski, J., "An Investigation into the Effect of a Cosine Axial Heat Flux Distribution on Burnout in a 12ft Long Annulus Using Freon-12," UKAEA, AEEW-R 609, 1968.
- 30 Little, R. B., "Dryout Tests on an Internally Heated Annulus with Variation of Axial Heat Flux Distribution," UKAEA, AEEW-R 578, 1970.
- 31 Ahmad, S. Y., and Groeneveld, D. C., "Fluid Modeling of Critical Heat Flux in Uniformly Heated Annuli," Atomic Energy of Canada Ltd., AECL-4070, 1972.
- 32 Katto, Y., "General Features of CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Rectangular Channels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 24, 1981, pp. 1413-1419.
- 33 Katto, Y., "General Features of CHF of Forced Convection Boiling in Vertical Concentric Annuli with a Uniformly Heated Rod and Zero Inlet Subcooling," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 24, 1981, pp. 109-116.
- 34 Matzner, B., Casterline, J. E., Moeck, E. O., and Wikhammer, G. A., "Critical Heat Flux in Long Tubes at 1000 psi with and without Swirl Promoters," ASME-Paper No. 65-WA/HT-30, 1965.
- 35 Merilo, M., and Ahmad, S. Y., "Experimental Study of CHF in Vertical and Horizontal Tubes Cooled by Freon-12," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 5, 1979, pp. 463-478.
- 36 Würtz, J., "An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam-Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 bar," Risø National Laboratory, Risø Report No. 372, 1978.
- 37 Dell, F. R., Hewitt, G. F., Keeys, R. K. F., and Stinchcombe, R. A., "Burnout Heat Flux Measurements in a Long Tube," UKAEA, AERE-R 2216, 1969.
- 38 Hewitt, G. F., "Experimental Studies on the Mechanism of Burnout in Heat Transfer to Steam-Water Mixtures," *Heat Transfer*, 1970, Vol. 6, B6.6., Elsevier, Amsterdam.
- 39 Campolunghi, F., Cumo, M., Ferrari, G., Leo, R., and Vaccaro, G., "Burn-Out Power in Once-Through Tubular Steam Generators," *Heat Transfer*, 1974, Vol. 4, JSME, Tokyo, pp. 280-284.
- 40 Merilo, M., "Critical Heat Flux Experiments in a Vertical and Horizontal Tube with Both Freon-12 and Water as Coolant," *Nuclear Engineering Design*, Vol. 44, 1977, pp. 1-16.
- 41 Katto, Y., "On the Heat-Flux/Exit-Quality Type Correlation of CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 24, 1981, pp. 533-539.
- 42 Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsy, H. A., Keeys, R. K. F., and Pulling, D. J., "Studies of Burnout in Boiling Heat Transfer," *Transaction of Institution of Chemical Engineers*, Vol. 45, 1967, pp. T319-T333.
- 43 Hewitt, G. F., "Mechanism of Burnout," in *Two-Phase Flow and Heat Transfer*, edited by D. Butterworth, and G. F. Hewitt, Oxford University Press, Oxford, 1977, pp. 279-294.
- 44 Levy, S., Healzer, J. M., and Abdollahian, D., "Prediction of Critical Heat Flux for Annular Flow in Vertical Pipes," EPRI NP-1619, 1980.

CHF OF FORCED CONVECTION BOILING IN UNIFORMLY HEATED VERTICAL TUBES: EXPERIMENTAL STUDY OF HP-REGIME BY THE USE OF REFRIGERANT 12

Y. KATTO and S. YOKOYA

Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

Abstract—For the critical heat flux in HP-regime, that is high-pressure regime, almost no data having been published for fluids other than water, an experimental study is attempted on R-12 boiling in 5- and 3-mm dia. and 1000-mm long tubes. Critical heat flux q_c is measured in the range of pressure $p = 19.6$ – 34.3 bar (vapor-to-liquid density ratio $\rho_G/\rho_L = 0.109$ – 0.306), mass velocity $G = 1100$ – 9000 kg/m²s, and inlet subcooling enthalpy $\Delta H_i = 0$ – 65 kJ/kg. Depending on the condition of G and ΔH_i , CHF takes place with natures which can be divided into two categories, regular and anomalous. For regular CHF, critical condition is detected first at the exit end of heated tube and a linear $q_c - \Delta H_i$ relationship holds, whereas anomalous CHF initiates its critical condition upstream of the tube exit and exhibits involved relationship between q_c and ΔH_i . Experimental data of regular CHF are found to agree fairly well with the predictions of two different generalized correlations proposed recently by Katto and by Shah respectively although some systematic differences proper to each correlation exist.

1. INTRODUCTION

Many experimental studies have been made on critical heat flux (CHF) of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes fed with subcooled water to clarify the fundamental natures of CHF in connection with their application in nuclear reactors. Compared with this, the studies on CHF of boiling water at high pressures and high mass velocities, as connected with steam generators or conventional steam boilers, are not necessarily numerous. Nevertheless, the pioneer studies of Peskov *et al.* (1969), Becker *et al.* (1972), and Campolunghi *et al.* (1974) (see table 1 for their experimental conditions of heated tube length, tube diameter d , vapor-to-liquid density ratio ρ_G/ρ_L , and mass velocity G) have revealed that when the mass velocity is high, CHF at high pressures exhibits different characters from those observed at low to moderate pressures. In addition, empirical equations for predicting CHF of water at high pressures have been presented by Peskov *et al.* (1969), Lee (1970), and Becker *et al.* (1972) respectively, and these give very high accuracies. In the paper of Becker *et al.* (1972), the lower limit of the mass velocity to originate the high-pressure regime is also given as a function of pressure.

Meanwhile, for existing data of CHF obtained for different fluids in uniformly heated tubes, two generalized correlations were recently proposed by Katto (1978, 1979, 1980a) through a formulation method and by Shah (1979) through a graphical method, including the above-mentioned high-pressure regime. The former correlation classifies CHF into four characteristic regimes called L, H, N and HP, where L-, H- and N-regime appear when the mass velocity is low, moderate and high respectively, while HP-regime is the regime which replaces N-regime when the system pressure is sufficiently high corresponding to the above-mentioned high-pressure regime. The latter correlation may be considered to give the high-pressure regime for reduced pressure $p_r \geq 0.6$ although a special narrow transition region exists for $p_r = 0.3$ to 0.6 . These two correlations are possibly inferior to Peskov, Lee and Becker correlations as regards the accuracy for predicting CHF of water at high pressures, but are in the generalized forms capable of predicting CHF of the fluids other than water. It must be noted, however, that almost all existing data of CHF obtained for very high ρ_G/ρ_L ratios are of water except for the restricted data of liquid helium obtained for low l/d ratios less than ~ 50 (see Katto 1979, 1980a). Namely, in addition to the above-mentioned water data of Peskov *et al.*, Becker *et al.* and Campolunghi *et al.*, there are water data belonging to the high-pressure regime obtained in the experiments of Chojnowski & Wilson (1974), Watson *et al.* (1974), Doroschuk *et al.* (1975) or Levitan & Lantzman (1975), and the old data compiled in tables 11–14 of Thompson &

Table 1. Main conditions of cited experiments for vertical tubes

Main Regime	Author	Fluid	l (cm)	d (cm)	l/d	ρ_v/ρ_L	G (kg/m ² s)	Remark
HP	Peskov et al.1969	Water	89.0-210	0.80	111-263	0.144-0.366	1110-5000	Slow and small temp. rise CHF*
	Becker et al.1972	Water	200-500	1.0	200-500	0.140-0.347	1000-7000	
	Campolunghi et al.1974	Water	~1100	1.2	~937	0.0902-0.176	1100-2600	
	Chojnowski-Wilson 1974	Water	762	3.2	238	0.243	682-1462	
	Watson et al.1974	Water	549	3.78	145	0.271	407-2034	Upstream CHF
	Doroschuk et al.1975		150	0.80	188	0.201-0.271	1500-3000	
	Levitan-Lantzman 1975	Water	150	0.80	188	0.201-0.271	1500-3000	
	Thompson-Macbeth 1964	Water	69.6	0.191	365	0.171-0.285	1940-3780	Data in Tables 11-14
Near HP	Waters et al.1964	Water	366	1.12	327	0.0493-0.0853	6690-9320	Upstream CHF for $G = 6690-9320$ kg/m ² s
	Matzner et al.1965	Water	244-488	1.02	240-480	0.0484	1340-9480	Upstream CHF for $G = 6900-9300$ kg/m ² s
	Merilo 1977	R-12	244-488	1.26	194-387	0.0487	950-6500	Upstream CHF for $G = 5500-6500$ kg/m ² s
	Merilo-Ahmad 1979	R-12	103-305	0.53	194-575	0.0487-0.0768	1600-8100	Upstream CHF for $G = 8100$ kg/m ² s
H and N	Groeneveld 1972, 1974	R-12	138	0.78	177	0.0498	1330-8100	Upstream CHF** and slow CHF
HP	Present study	R-12	100	0.30-0.50	200-333	0.109-0.306	1100-9000	

* in case of high pressure and small ΔH_L . ** for mixed inlet conditions with $G > 4050$ kg/m²s.

Macbeth.(1964) include some water data in the high-pressure regime (see table 1 for high values of ρ_G/ρ_L of these data). Hence, as far as the high-pressure regime is concerned, both Katto and Shah correlations, although generalized, are virtually based on the water data such as mentioned above, and their applicability to the fluids other than water has not necessarily been confirmed.

Now, figure 1 illustrates the criterion for the onset of CHF in HP-regime proposed in the generalized correlation of Katto (1980a), where ρ_G is the density of vapor, ρ_L the density of liquid, l the length of heated tube, d the I.D. of heated tube, σ the surface tension, and G the mass velocity. Outlines of the process to deduce figure 1 will be explained afterward in Section 4.1. Within the region on the r.h.s. of a heavy curve in figure 1, if the value of dimensionless group $\sigma\rho_L/G^2l$ is lower than the indicated value, then CHF in HP-regime takes place there. This region will be hereafter referred to as HP-possible-region. According to Katto (1980a), the experimental data listed in table 1 from the first to the eighth line satisfy the above-mentioned criterion for the onset of HP-regime, and hence they are listed together under a mark of HP.

In connection with HP-regime, also attention must be paid to the experimental studies on CHF of water or R-12 made by Waters *et al.* (1964), Matzner *et al.* (1965), Merilo (1977), and Merilo & Ahmad (1979) for vertical tubes under conditions from the vicinity of the boundary of the HP-possible-region to the neighboring region in figure 1 (see table 1 for the conditions of l/d and ρ_G/ρ_L adopted in the studies). These studies, carrying out the experiments up to very high mass velocities, reported the observation of the phenomenon of upstream CHF, that is, the initiation of CHF condition upstream of the exit end of heated tube, in the ranges of or at G noted in the far right column of table 1. In addition, Groeneveld (1972, 1974, 1979) reported the observation of upstream CHF for $G > 4050$ kg/m²s in his experiment of R-12 made under conditions far from HP-regime (see table 1 for the conditions of l/d and ρ_G/ρ_L) and with mixed inlet conditions. In the experiment of Groeneveld, slow CHF was also observed at high mass velocities, instead of the usual CHF temperature excursion, while Peskov *et al.* (1969) reported the observation that the wall temperature excursion at the onset of CHF declined noticeably with increasing pressure and decreasing inlet subcooling.

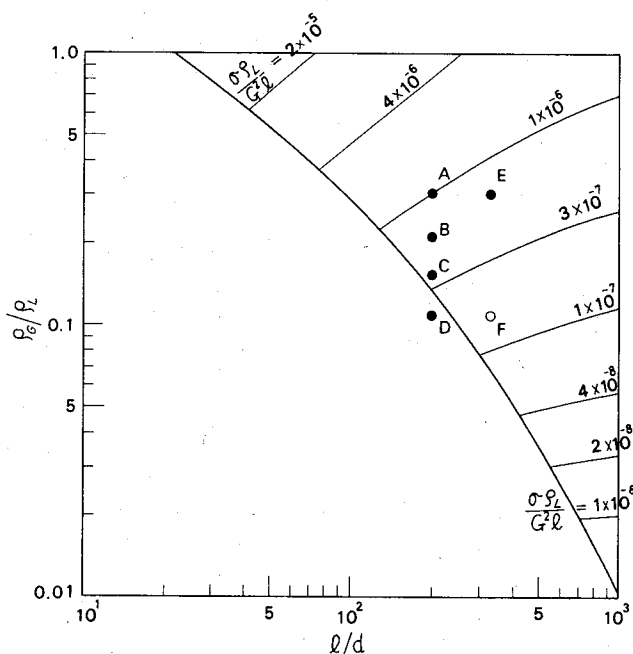


Figure 1. Criterion for the onset of CHF in HP-regime (Katto 1980a), and the experimental conditions adopted in this study.

In the present study, therefore, experiments are made for CHF in HP-regime employing R-12 as coolant (see the bottom line of table 1 for the experimental range) with three main purposes: (i) to provide CHF data of R-12 for HP-regime where most existing data are limited to those of water, (ii) to examine the two generalized correlations proposed recently by Katto and Shah on the generality of HP-regime correlation virtually based on water data alone, and (iii) to clarify the circumstances of generating anomalous phenomena such as upstream CHF, low temperature excursion and the like.

2. EXPERIMENTAL APPARATUS

The experimental apparatus employed is shown schematically in figure 2. Among the liquid of R-12 flowing out of a circulating pump, a part passes through flow meters and an electric preheater successively to enter the test section under subcooled conditions, and then the vapor/liquid two-phase flow leaving the test section flows into a pressurizer, that is a 200-mm dia. and 650-mm high vessel. Meantime, the rest of the liquid flowing out of the circulating pump passes through a cooler (4-pass concentric tube, counter flow heat exchanger cooled by water), and then the greater part of it returns to the circulating pump through a filter, while the rest is sprayed into the pressurizer to condense the vapor coming from the test section. The pressurizer, equipped with a water-cooled condenser and an electric heater in it, adjusts the temperature of saturated liquid in the vessel, and thereby the system pressure is kept at a prescribed value. Finally, the liquid flowing out of the pressurizer joins the subcooled liquid coming from the cooler to return to the circulating pump.

The test section, a stainless steel tube of I.D. $d = 5$ mm and 3 mm with wall thickness of 1 mm for both cases and length of heated section $l = 1000$ mm, is heated by direct passage of a d.c. current. As shown in figure 3, eleven 0.1-mm dia. Chromel-Alumel thermocouples are spot-welded to the outer wall of the heated section, and the temperature of these thermocouples are measured during the experiment. Besides, a CHF-detector is set to operate automatically

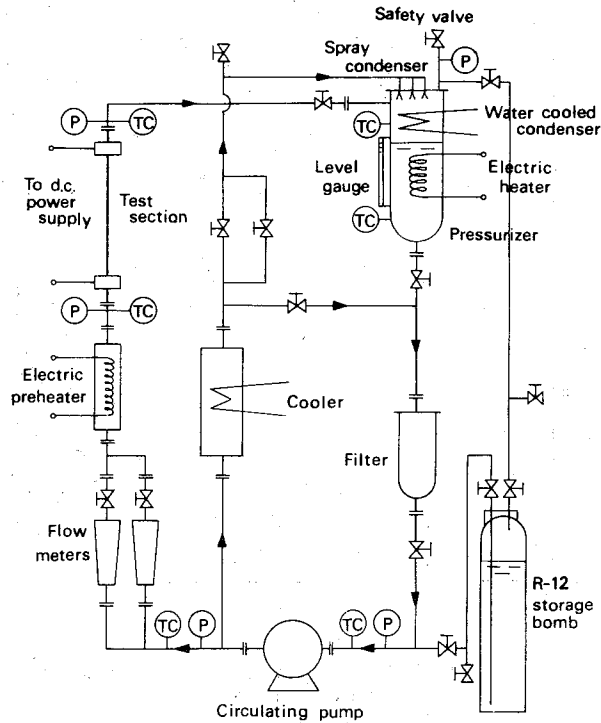


Figure 2. Experimental apparatus (P: pressure gauge, and TC: thermocouple).

for shutting off the d.c. current when the thermocouple TC1 near the exit end of heated section detects the wall temperature rise of 60°C higher than the saturation temperature. In case of upstream CHF, the d.c. current is shut off manually.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

Experimental results obtained will be presented with the aid of figures to save the space (the tabulated data are obtainable from the authors if necessary).

3.1 Data for 5-mm dia. tube

For the heated tube of $d = 5$ mm and $l = 1000$ mm, experiments are made at pressures $p = 34.3, 29.4, 24.5$ and 19.6 bar, which correspond to the points A, B, C and D in figure 1 respectively. The results are presented in figure 4, which shows the variation of critical heat flux q_c with inlet subcooling enthalpy ΔH_i for fixed inlet pressure p and mass velocity G .

In figure 4, open circles represent the data of CHF detected by the thermocouple TC1 near the exit end of heated tube, while solid circles represent upstream CHF. The number of thermocouple (see figure 3), with which critical condition is detected first, is indicated by the side of solid circular data point partly for $p = 34.3$ and 19.6 bar alone to avoid complexity, showing the trend that (i) the range of ΔH_i to originate upstream CHF becomes wider with increasing p and G , and (ii) the location initiating critical condition moves gradually toward the inlet end of heated tube with decreasing ΔH_i . The broken curves in figure 4 have been drawn to indicate the boundary of the region of linear $q_c - \Delta H_i$ relationship, and it is noted that upstream CHF appears in the region on the l.h.s. of the broken curve.

For the upstream CHF shown in figure 4, the wall temperature rise at the onset of CHF is observed to be lower than that of the regular CHF detected by the CHF detector. In addition, even for the data of regular CHF at $G = 1100$ to 3300 $\text{kg/m}^2\text{s}$ in figure 4, the trend of the reduction of CHF temperature excursion is observed under the conditions of $\Delta H_i = 0$. These

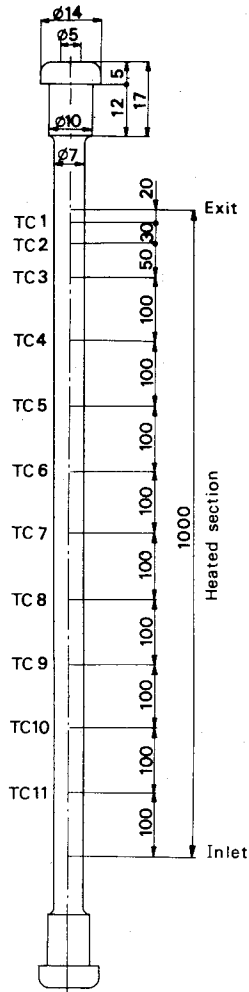


Figure 3. Test tube in case of $d = 5$ mm and the positions of thermocouples (unit of length: mm).

circumstances of wall temperature rise observed at the onset of CHF may be regarded as similar to the observation of Peskov *et al.* (1969).

Figure 5 shows the ratio of the pressure drop $-\Delta p$ through the test tube to the inlet pressure p , observed just before the onset of CHF.

3.2 Data for 3-mm dia. tube

For the heated tube of $d = 3$ mm and $l = 1000$ mm, experimental results of both q_c and $-\Delta p$ obtained at $p = 34.3$ bar (point E in figure 1) are shown in figure 6. Experiments were also made at $p = 19.6$ bar (point F in figure 1) with qualitatively similar results to figure 6, but the pressure drop through the test tube was extremely high so that the presentation of the data is omitted here.

For the heated tube of a diameter as small as 3 mm, upstream CHF does not take place within the experimental range, but a somewhat anomalous character for $q_c - \Delta H_f$ relationship is observed in the region on the l.h.s. of the broken curve in the top diagram of figure 6.

In the case of $d = 3$ mm, it is also observed that for the greater part of data shown in figure 6, the wall temperature rise at the onset of CHF is lower than that measured for the regular CHF in 5-mm dia. tube. However, this phenomenon may probably be due to the effect of heat

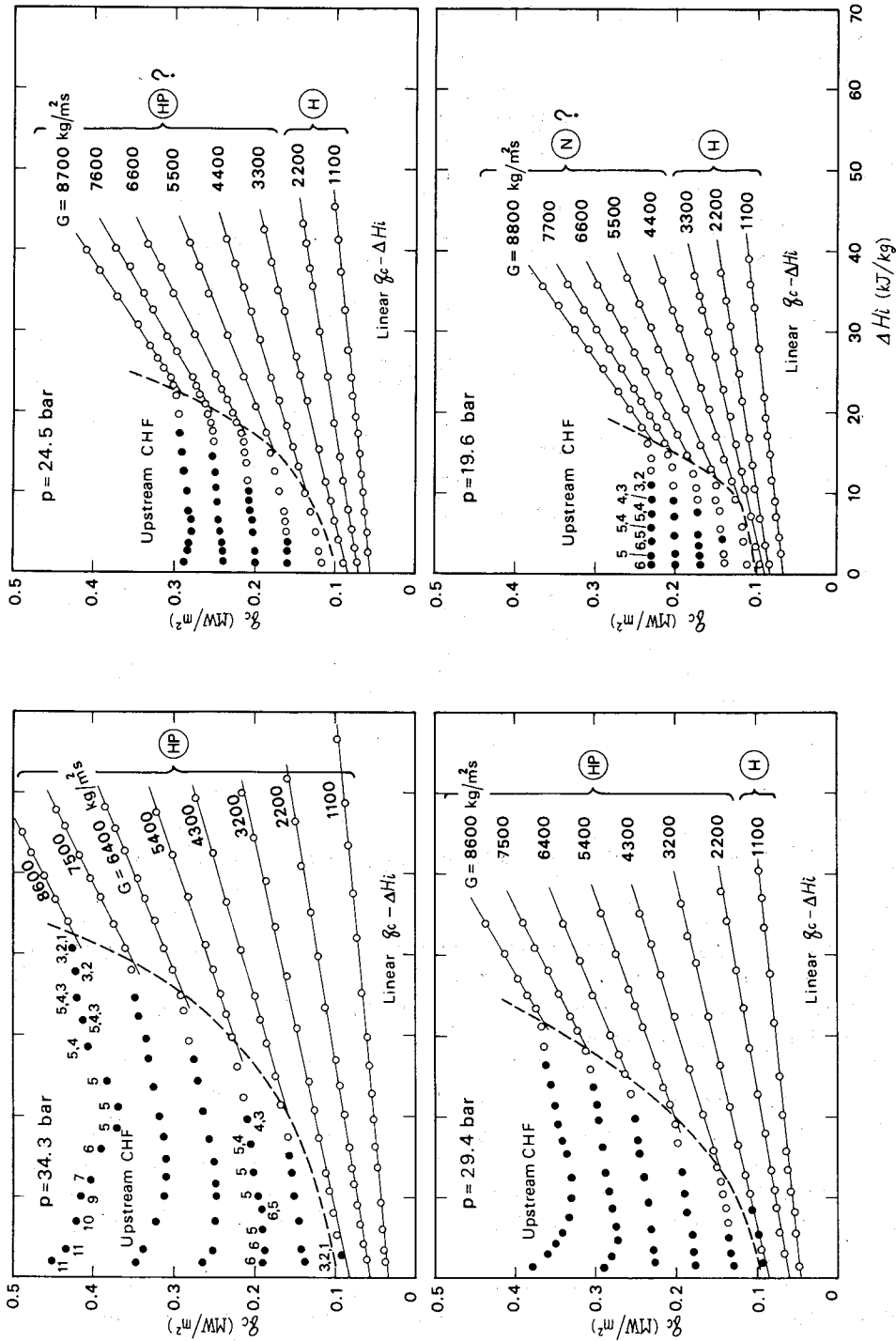


Figure 4. Experimental results of critical heat flux q_c for R-12, $d = 5$ mm, and $l = 1000$ mm ($p = 34.3, 29.4, 24.5$ and 19.6 bar correspond to points A, B, C and D in figure 1).

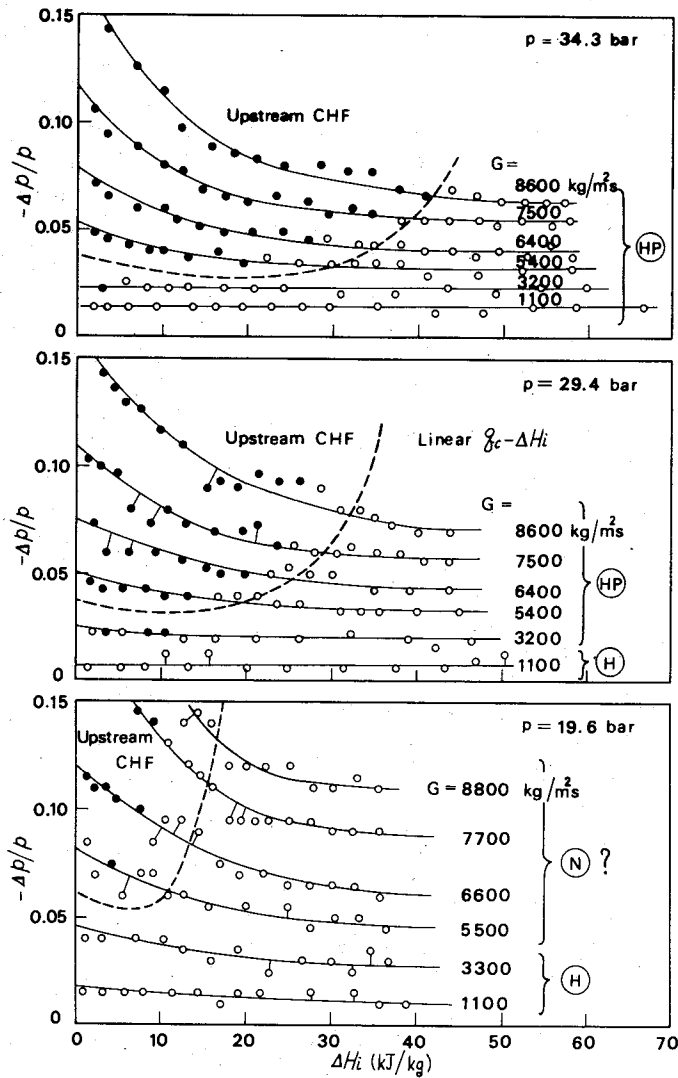


Figure 5. Pressure drop $-\Delta p$ through test tube just before the onset of CHF for R-12, $d = 5$ mm, and $l = 1000$ mm.

conduction through the tube wall at the exit end of heated section, because the wall thickness of 1 mm is considerable as compared with the tube diameter of 3 mm.

4. ANALYSIS OF DATA

4.1 Preparation

From the generalized correlation equations of CHF proposed by Katto (1980a), equations necessary in this chapter will be abstracted below, writing critical heat flux q_c for inlet subcooling enthalpy ΔH_i as:

$$q_c = q_{co} \left(1 + K \frac{\Delta H_i}{H_{LG}} \right) \quad [1]$$

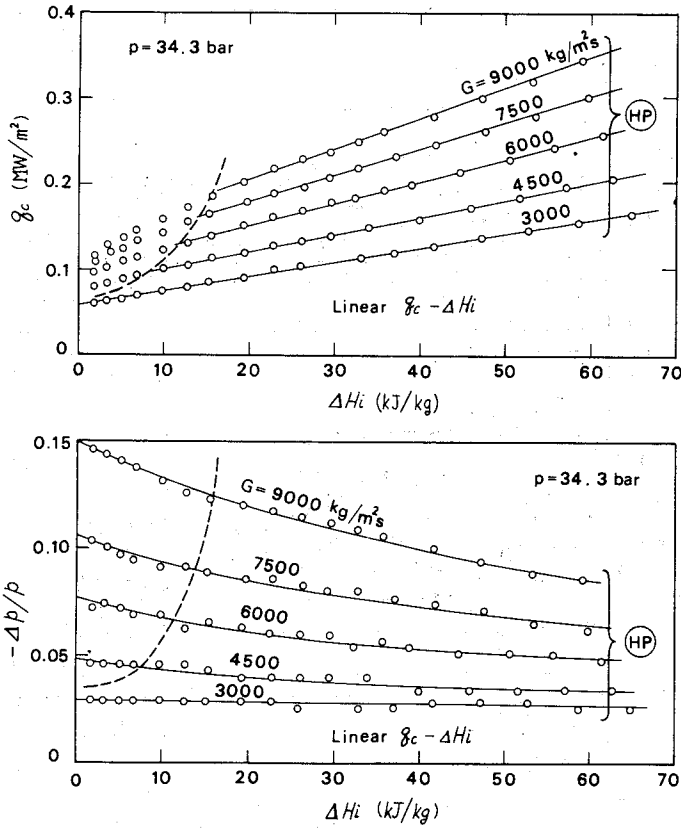


Figure 6. Experimental results of q_c and $-\Delta p$ for R-12, $d=3$ mm, and $l=1000$ mm ($p=34.3$ bar corresponds to point E in figure 1).

where H_{LG} is the latent heat of evaporation. First, for q_{co} on the r.h.s. of [1], H- and N-regime:

$$\frac{p_{co}}{GH_{LG}} = 0.10 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_L}{G^2l}\right)^{1/3} \frac{1}{1+0.0031 l/d} \quad [2]$$

$$\frac{q_{co}}{GH_{LG}} = 0.098 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_L}{G^2l}\right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1+0.0031 l/d} \quad [3]$$

HP-regime:

$$\frac{q_{co}}{GH_{LG}} = 0.0384 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.60} \left(\frac{\sigma\rho_L}{G^2l}\right)^{0.173} \frac{1}{1+0.280(\sigma\rho_L/G^2l)^{0.233} l/d} \quad [4]$$

Next, for K on the r.h.s. of [1],
 K corresponding to q_{co} of [2]:

$$K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(\rho_G/\rho_L)^{0.133} (\sigma\rho_L/G^2l)^{1/3}} \quad [5]$$

K to q_{co} of [3]:

$$K = 0.416 \frac{(0.0221 + d/l)(d/l)^{0.27}}{(\rho_G/\rho_L)^{0.133} (\sigma\rho_L/G^2l)^{0.433}} \quad [6]$$

K to q_{co} of [4]:

$$K = 1.12 \frac{1.52(\sigma\rho_L/G^2l)^{0.233} + dl}{(\rho_G/\rho_L)^{0.60}(\sigma\rho_L/G^2l)^{0.173}} \quad [7]$$

Boundary between H- and N-regime relating to [3] is given by

$$\frac{\sigma\rho_L}{G^2l} = \left(\frac{0.77}{l/d}\right)^{2.70} \quad [8]$$

Figure 7 illustrates the mutual relations between equations of [2] to [4] and [8] for fixed ρ_G/ρ_L and l/d . The prediction line of [2] intersects that of [3] at an open circle point, while two prediction lines of [2] and [4] intersect at a solid circle point P. For a given value of l/d , [8] fixes the horizontal position, that is the value of $\sigma\rho_L/G^2l$, for a vertical broken line A-A independently of ρ_G/ρ_L , and thereby the prediction of [3] is divided into two parts, H-regime and N-regime. Now, q_{cd}/GH_{LG} of [2] is proportional to $(\rho_G/\rho_L)^{0.133}$ while that of [4] to $(\rho_G/\rho_L)^{0.60}$, and hence the point P appears on the r.h.s. of A-A for sufficiently high ρ_G/ρ_L ratios as shown in the upper diagram of figure 7, while the point P moves to the l.h.s. of A-A, as in the lower diagram of figure 7, if ρ_G/ρ_L reduces. Under these circumstances, it is assumed in Katto correlation that for the upper condition of figure 7, HP-regime predicted by [4] is realized starting from the point P and the dotted line of [3] does not materialize, while for the lower condition of figure 7, N-regime predicted by [3] appears and the dotted lines of [2] and [4] do not materialize. In this way, when the mass velocity G is high, HP-regime can take place if the pressure (or ρ_G/ρ_L) is high, while N-regime appears if the pressure (or ρ_G/ρ_L) is low. The boundary line of the HP-possible-region shown in figure 1 has been obtained from the condition of coincidence of the horizontal position between the point P and the line A-A in figure 7, neglecting the transition zone which should exist between HP- and N-regime, for simplicity's sake.

4.2 Classification of CHF data to characteristic regimes

The marks (HP), (H) and (N) attached to the experimental data in figures 4-6 represent the classification of data to HP-, H- and N-regime respectively on the basis of the criteria explained in figure 7. The pressure conditions of $p = 24.5$ and 19.6 bar in figure 4, however, correspond to

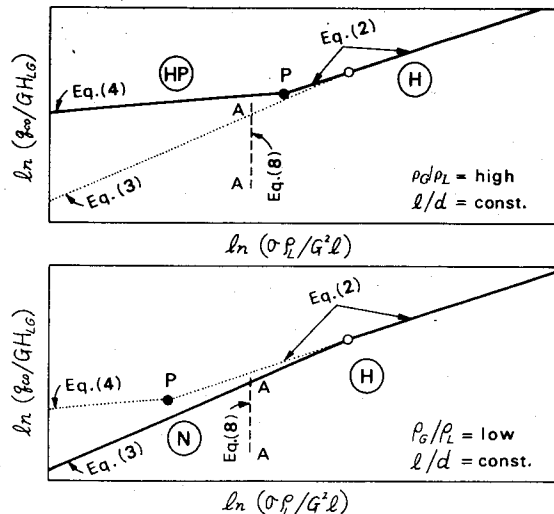


Figure 7. Criterion for the onset of HP- and N-regime.

the points C and D in figure 1. In other words, they are in the vicinity of the boundary of the HP-possible-region. Strictly speaking, it means being in a transition zone lying between HP- and N-regime, and this is the reason why question marks are attached to (HP) at $p = 24.5$ bar and to (N) at $p = 19.6$ bar respectively.

In figure 4, the data classified to H-regime show the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship throughout the experimental range of ΔH_i , whereas the data in N-regime deviate from the above character. These are in accord with the respective characters of H- and N-regime assumed by Katto (1978). On the other hand, the data classified to HP-regime in figures 4 and 6 have the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship when $G < 3800$ kg/m²s, but exhibit anomalous trends in the region on the l.h.s. of the broken curve when $G > 3800$ kg/m²s. In a preceding paper (Katto 1978), HP-regime was assumed to have the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship on the basis of the experimental data of Chojnowski & Wilson (1974) for $G < 1500$ kg/m²s as well as of the empirical correlation of Becker *et al.* (1972). According to the results of figures 4 and 6, however, it seems likely that if G is increased extraordinarily, the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship deteriorates in the range of small ΔH_i .

4.3 Upstream CHF

Figure 8 shows the experimental data of CHF obtained by Waters *et al.* (1964) for water boiling at $p = 104$ bar in a heated tube 11.2 mm in diameter and 3660 mm in length, where open symbols refer to regular CHF, while solid symbols represent upstream CHF. These are nothing but the data which Collier (1972) cited in his book as the anomalous effects due to ultra high mass velocities.

The experimental condition of figure 8 ($\rho_G/\rho_L = 0.0853$ vs $l/d = 327$) is found to fall in the HP-possible-region, but is located near the boundary in figure 1, so that the situation is similar to the case of $p = 24.5$ bar in figure 4. Besides, it is noted that the experimental results in both cases of figures 8 and 4 are very similar in character, not only for the relation between q_c and ΔH_i but also for the circumstances of generating upstream CHF. In addition, the experiments of Matzner *et al.* (1965), Merilo (1977), and Merilo & Ahmad (1979), in which upstream CHF was observed at very high mass velocities, are of the same order as that of Waters *et al.* for l/d , ρ_G/ρ_L and G . All the facts mentioned above may be regarded as suggesting that the character of

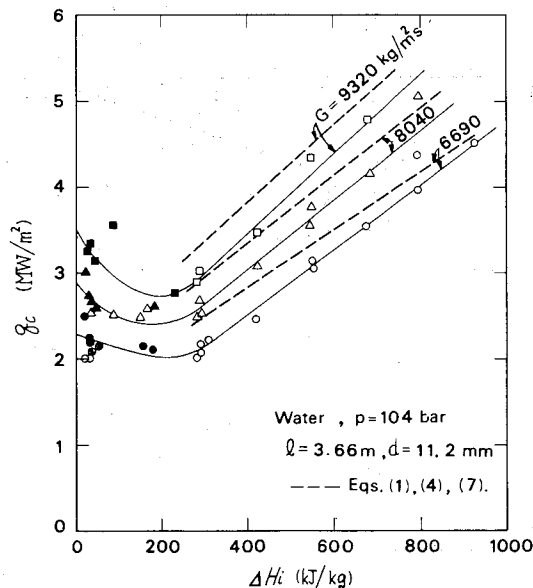


Figure 8. Experimental results of q_c for water, $\rho_G/\rho_L = 0.0853$ and $l/d = 327$ (Waters *et al.* 1964).

CHF such as shown in figure 4 is common to R-12 and water. At the present state, however, it seems premature to discuss the relation to the upstream CHF of Groeneveld (1972, 1974), because this upstream CHF is the one observed under conditions considerably far from HP-regime and for mixed inlet conditions (that is $\Delta H_i < 0$) alone.

4.4 Regular CHF with linear $q_c - \Delta H_i$ relationship

Experimental values for q_c and K on the r.h.s. of [1] can be determined from straight lines in the region of linear $q_c - \Delta H_i$ relationship in figures 4 and 6, and they are compared with the predictions of q_{co} and K given by [2]–[7] in figures 8–10. Physical properties used are those of the saturated condition at inlet pressure p . Presenting the data on log scale, as in figures 8–10, may not be fair as regards accuracies, but it is more important at present to seize the character of the q_{co} and K data, for which log scale is suitable.

First, in figure 9, open circles represent the measured values of q_{co} determined from the data† of figure 4, while heavy lines indicate the predicted q_{co} , for which characteristic regimes

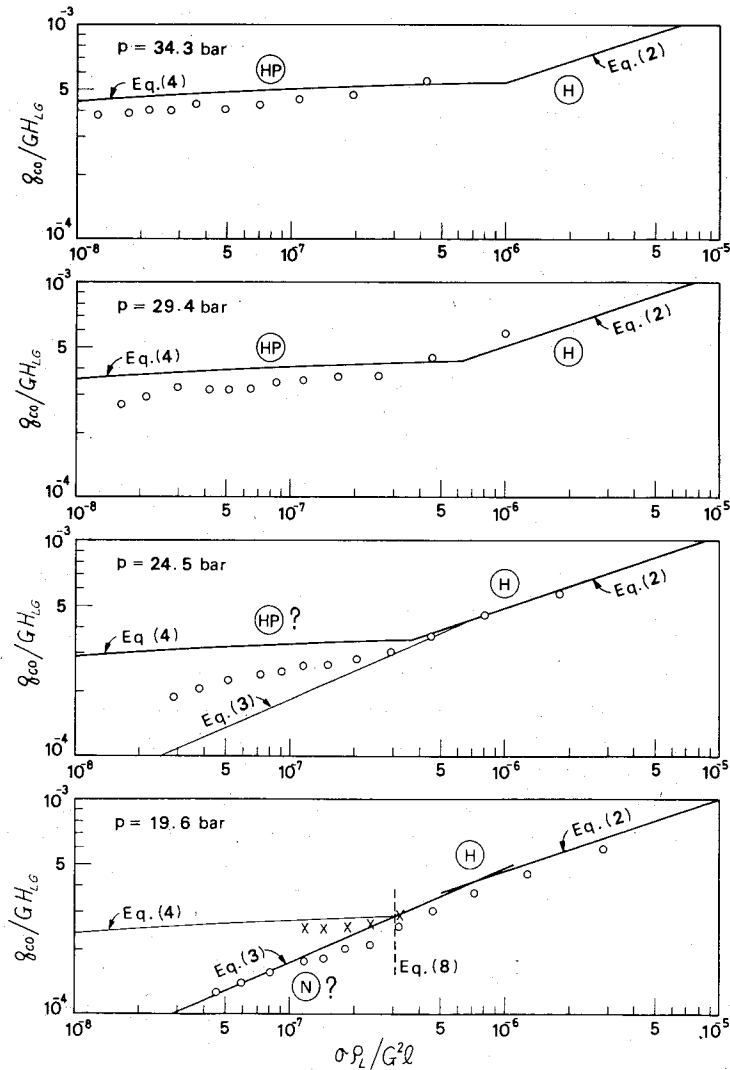


Figure 9. Comparison between the measured and the predicted q_{co} (R-12, $d = 5$ mm, and $l = 1000$ mm).

†Additional data obtained for $G = 1600, 2700, 3800$ (or 3900), and 4800 (or 4900) $\text{kg/m}^2\text{s}$, which are omitted from the presentation in figure 4 to avoid complexity, are also used.

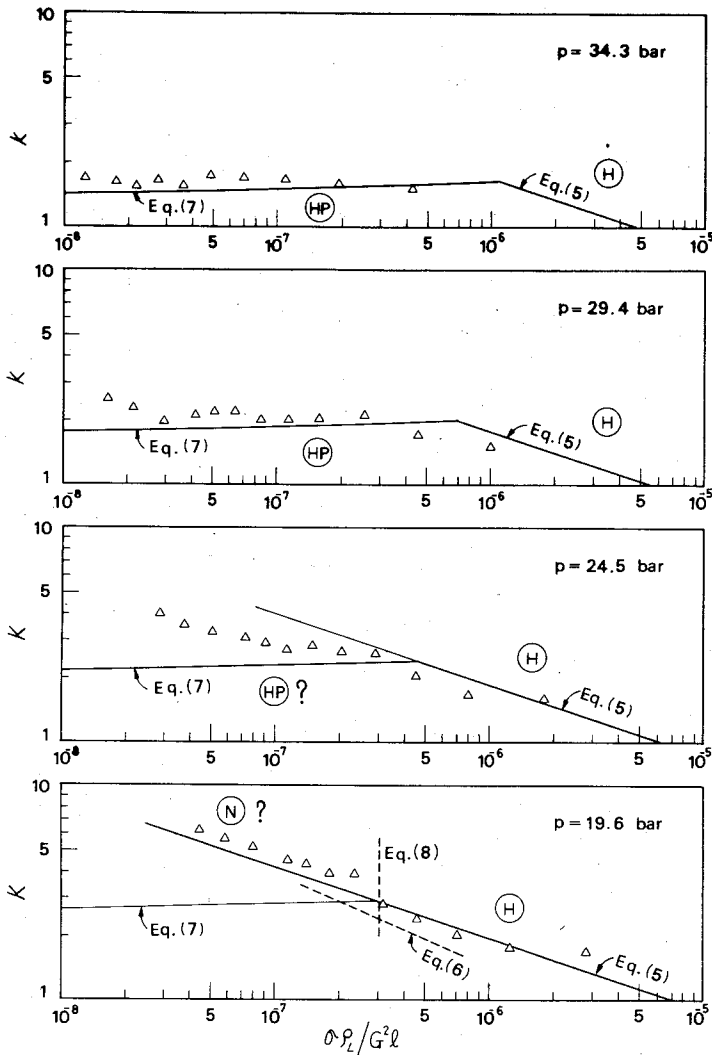


Figure 10. Comparison between the measured and the predicted K (R-12, $d = 5$ mm, and $l = 1000$ mm).

determined in figure 4 are shown with the same marks: (HP), (H), (HP) and (N). For $p = 34.3$ and 29.4 bar (points A and B in figure 1), the agreement between the measured and the predicted q_{co} is fairly well. For $p = 24.5$ bar (point C in figure 1), the measured q_{co} in the range of $\sigma \rho_L / G^2 l < 3 \times 10^{-7}$ lies between the predictions of [3] and [4], suggesting the trend of transition from HP-regime. Then, for $p = 19.6$ bar (point D in figure 1), the measured q_{co} in the range of $\sigma \rho_L / G^2 l < 3 \times 10^{-7}$ agrees with the prediction of [3], exhibiting the clear separation from HP-regime. However, it should be noted that this does not mean the appearance of N-regime in its pure form, because the values of q_{co} determined through the extrapolation as $\Delta H_i \rightarrow 0$ of the data for $p = 19.6$ bar in figure 4 are represented by crosses in figure 8 showing a deviation from the prediction of [3] for q_{co} in N-regime.

Next, in figure 10, triangular symbols representing the experimental values of K determined from the data of figure 4 are compared with the predicted k given by [5]–[7], showing quite the same character as that of figure 9 in the relation to the characteristic regimes. It is noted in the case of $p = 19.6$ bar that the experimental data of q_{co} for $\sigma \rho_L / G^2 l < 7 \times 10^{-7}$ in figure 9 agree well with the prediction of [3], whereas the corresponding data of K for $\sigma \rho_L / G^2 l < 7 \times 10^{-7}$ in figure 10 are near the prediction of [5] than that of [6] which corresponds to [3]. A similar result has already been

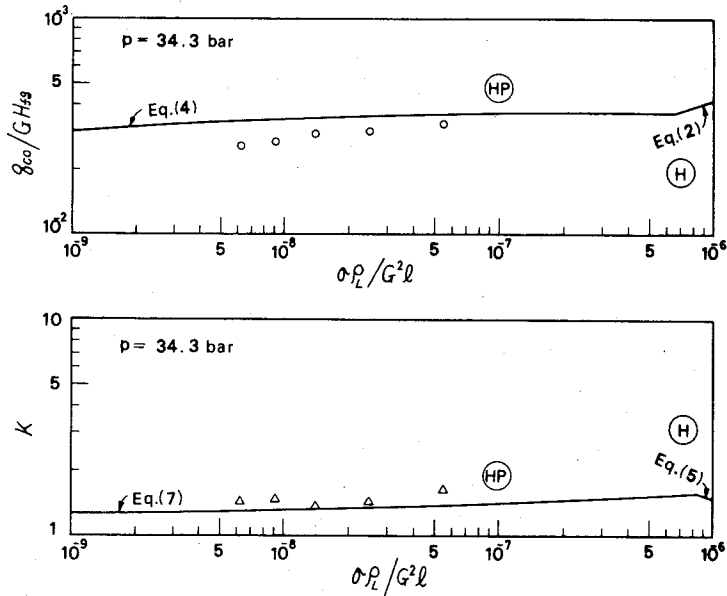


Figure 11. Comparison of the measured q_{co} and K with the predicted q_{co} and K (R-12, $d = 3$ mm, and $l = 1000$ mm).

obtained in the preceding study of one of the authors (see Section 3.1 of Katto 1980b), and hence the use of [5] instead of [6] seems preferable for predicting the approximate values of K in N-regime.

Figure 11 shows the comparison of the experimental values of q_{co} and K obtained from the result of figure 6 (point E in figure 1) with the predicted q_{co} and K . The experimental values agree fairly well with the prediction, and the general feature is similar to that in the case of $p = 34.3$ and 29.4 bar in figures 9 and 10.

Finally, three broken lines drawn in figure 8 represent the prediction of q_c calculated through [1] and the correlation equations [4] and [7] for HP-regime. They show some deviations from the experimental data, but it may be rather natural because the experimental condition of figure 8 is in a transition zone from HP-regime to N-regime as has been mentioned in Section 4.3.

4.5 Shah generalized correlation and regular CHF data

So far regular CHF data have been analyzed on the basis of Katto correlation. Next, the prediction of Shah correlation is compared with the regular CHF data in figure 12 in quite the same manner as in figure 9. Each curve in figure 12 represent the prediction of q_{co} derived from Shah correlation for the conditions of R-12, $d = 5$ mm, $l = 1000$ mm and $\Delta H_i = 0$, while the experimental data are the same as those in figure 9. It is noted from figure 12 that Shah prediction agrees fairly well with the data all over the experimental range of pressure from 34.3 to 19.6 bar, and particularly the agreement is satisfactory at $p = 24.5$ bar. However, a systematic difference of trend is observed in the range of low $\sigma\rho_L/G^2l$ in figure 12 that the prediction curve keeps nearly an identical form throughout the experimental range of pressure, whereas the data points line almost horizontally at high pressures ($p = 34.3$ and 29.4 bar) and they line on a slant at low pressures ($p = 19.6$ bar). As has been stated in Chapter 1, Shah correlation assumes that the lower limit of the reduced pressure to generate the high-pressure regime is 0.6, which corresponds approximately to the condition of $p = 24.5$ bar in the present case. Therefore, it may be said that Shah correlation exhibits the highest accuracy near the boundary of HP-regime, that is, near $p = 24.5$ bar, whereas Katto correlation gives the lowest accuracy there.

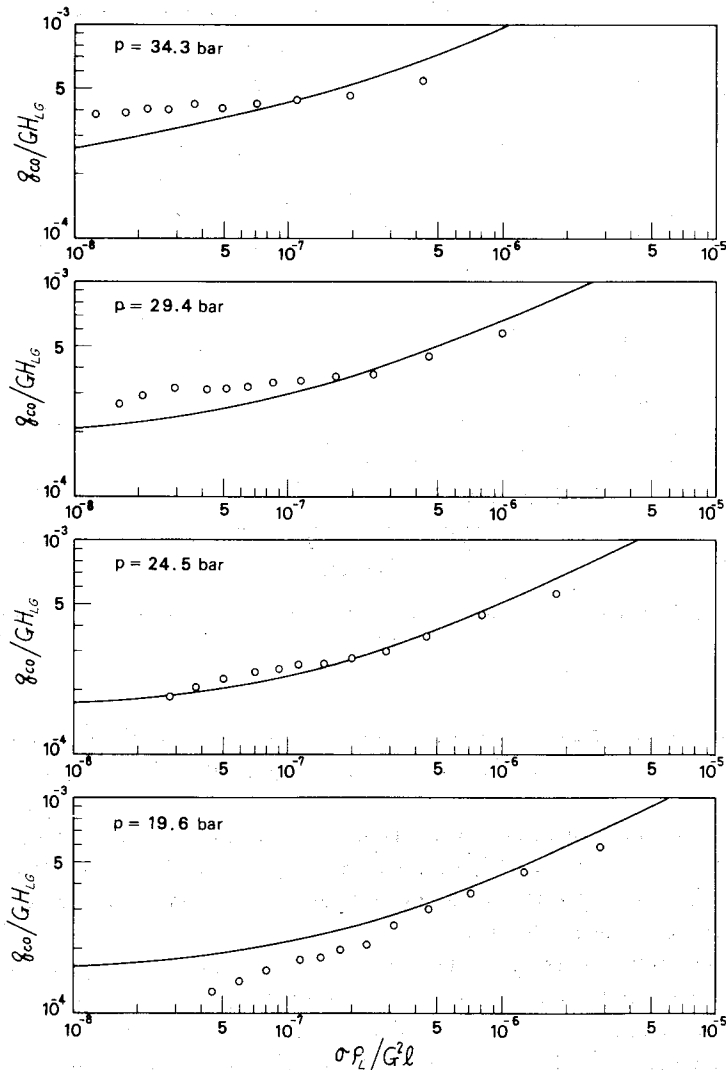


Figure 12. Comparison of the measured q_{co} with the prediction of Shah correlation (R-12, $d = 5$ mm, and $l = 1000$ mm).

4.6 Change of physical properties due to pressure drop

Figure 13 shows the variation of physical properties of R-12 corresponding to the pressure drop $-\Delta p$ produced over the test tube.

For Katto correlation, [4] and [7] indicate that the physical properties affecting CHF in HP-regime are H_{LG} , ρ_G/ρ_L and $\sigma\rho_L$. However, if the change of ρ_L is now neglected for simplicity's sake, they may be reduced to H_{LG} , ρ_G and σ . It is noted from figure 13 that the change of σ is exceptionally great in HP-regime ($p = 34.3$ and 29.4 bar). However, as is seen in figures 9–11, both q_{co} and K in HP-regime hardly change with the change of $\sigma\rho_L/G^2l$, so that the effect of σ on CHF in HP-regime may be neglected for rough purposes.

In the case of Shah correlation, CHF is affected by the physical properties c_{pL}/k_L , μ_L/μ_G , ρ_L , H_{LG} together with the reduced pressure p_r (which may be substituted by ρ_G/ρ_L), where c_{pL} is the specific heat of liquid, k_L the thermal conductivity of liquid, μ_L and μ_G the dynamic viscosity of liquid and vapor respectively. As is seen in figure 13, the change of μ_L/μ_G is significant in HP-regime, but Shah correlation seems to be constructed so as to give little effects of μ_L/μ_G on CHF in HP-regime.

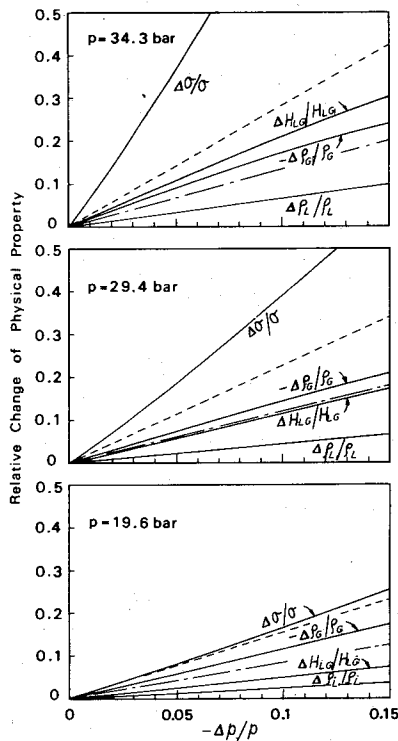


Figure 13. Change of physical properties of R-12 due to pressure drop [broken line: $\Delta(\mu_L/\mu_G)/(\mu_L/\mu_G)$, chain line: $-\Delta(c_{pL}/k_L)/(c_{pL}/k_L)$].

Now, if a limited range of mass velocity, say, $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, is considered, then the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship holds invariably for $\Delta H_i > 0$ (see Section 4.2), and it follows that $-\Delta p/p < 0.03 \sim 0.04$ for HP-regime in figures 5 and 6, and consequently $\Delta H_{LG}/H_{LG}$, $-\Delta\rho_G/\rho_G$, and $\Delta(c_{pL}/k_L)/(c_{pL}/k_L) < 0.1$ in figure 13. Principally, therefore, such a mass velocity range as mentioned above should be taken as the basis on which both Katto and Shah correlations of CHF in HP-regime are constructed with the assumption of constant physical properties.

4.7 Wall temperature rise at the onset of CHF

The circumstances to generate a lower wall-temperature excursion than the normal one at the onset of CHF have been described in Sections 3.1 and 3.2. However, if compared with the slow CHF observed by Groeneveld (1972), it seems preferable to say that the temperature rise measured in the present study is sharp rather than slow.

5. CONCLUSIONS

From the experimental study made on CHF of forced convection boiling of R-12 in uniformly heated tubes of diameter 5 and 3 mm and length 1000 mm, the following conclusions are drawn.

(1) For mass velocity G less than about $3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, critical heat flux q_c in and near HP-regime exhibits a linear relationship to ΔH_i in the range $\Delta H_i > 0$. For $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship holds for $\Delta H_i > k$, where k is a positive value increasing with G , while anomalous relation between q_c and ΔH_i appear for $k > \Delta H_i > 0$.

(2) Through both regions of $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ and $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, the CHF with linear $q_c - \Delta H_i$ relationship is always of the regular nature that the critical condition is detected first at the exit end of heated tube.

(3) The regular CHF data obtained for R-12 at points A, B, C, D and E in figure 1 agree fairly well with the prediction of Katto generalized correlation except for point C, near which the transition between HP- and N-regime is presumed to take place. Meanwhile, Shah generalized correlation exhibits a good agreement with the data throughout the experimental range of pressure, excepting some slight systematic deviations.

(4) In the case of 5-mm dia. tube, the anomalous CHF observed under conditions of $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ and $k > \Delta H_i > 0$ is upstream CHF. When the tube diameter is reduced to 3 mm, the anomalous region reduces considerably and upstream CHF disappears.

(5) Regular CHF takes place with a sharp wall-temperature excursion, whereas upstream CHF shows a comparatively low temperature rise at the onset of CHF

Acknowledgments—The financial support given by the Ministry of Education, Science and Culture to this study [Special Project Research No. 505012 (1980)] is gratefully acknowledged. Also the authors express their appreciation to Mr. H. Inamura, Mr. N. Oshima and Mr. M. Watanabe for their assistance with the experiments.

REFERENCES

- BECKER, K. M., DJURSING, D., LINDBERG, K., EKLIND, O. & ÖSTERDAHL C. 1972 Burnout conditons for round tubes at elevated pressures. *Prog. Heat Mass Transfer* **6**, 55–74.
- CAMPOLUNGI, F., CUMO, M., FERRARI, G., LEO, R. & VACCARO, G. 1974 Burn-out power in once-through tubular stem generators. *Heat Transfer* 1974 **IV**, 280–284.
- CHOJNOWSKI, B & WILSON, P. W. 1974 Critical heat flux for large diameter steam generating tubes with circumferentially variable and uniform heating. *Heat Transfer* 1974 **IV**, 260–264.
- COLLIER, J. G. 1972 *Convective Boiling and Condensation*, p. 259. McGraw-Hill, New York.
- DOROSCHUK, V. E., LEVITAN, L. L. & LANTZMAN, F. P. 1975 Investigation into burnout in uniformly heated tubes. ASME-Paper No. 75-WA/HT-22.
- GROENEVELD, D. C. 1972 The thermal behavior of a heated surface at and beyond dryout. Atomic Energy of Canada Ltd., AECL-4309.
- GROENEVELD, D. C. 1974 The occurrence of upstream dryout in uniformly heated channels. *Heat Transfer* 1974 **IV**, 265–269.
- GROENEVELD, D. C. & BORODIN, A. S. 1979 The occurrence of slow dryout in forced convective flow. In *Multiphase Transport* (Edited by VEZIROĞLU T. N.), Vol. 2, pp. 583–600. Hemisphere, Washington.
- KATTO, Y. 1978 A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer* **21**, 1527–1542.
- KATTO, Y. 1979 An analysis of the effect of inlet subcooling on critical heat flux of forced convection boiling in vertical uniformly heated tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 1567–1575.
- KATTO, Y. 1980a Critical heat flux of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes (Correlation of CHF in HP-regime and determination of CHF-regime map). *Int. J. Heat Mass Transfer* **23**, 1573–1580.
- KATTO, Y. 1980b Toward the systematic understanding of CHF of forced convection boiling (Case of uniformly heated round tubes). In *Heat Transfer in Energy Problems, Japan-U.S. Heat Transfer Joint Seminar*. Tokyo, pp. 53–60. Hemisphere, Washington.
- LEE, D. H. 1970 Studies of heat transfer and pressure drop relevant to sub-critical once-through evaporators. IAEA-SM-130/56, Int. Atomic Energy Agency, Vienna.
- LEVITAN, L. L. & LANTZMAN, F. P. 1975 Investigating burnout with flow of a stream-water mixture in a round tube. *Thermal Engng* **22**(1), 102–105.
- MATZNER, B., MOECK, E. O., CASTERLINE, J. E. & WIKHAMMER, G. A. 1965 Critical heat flux in long tubes at 1000 psi with and without swirl promoters. ASME-Paper No. 65-WA/HT-30.

- MERILO, M. 1977 Critical heat flux experiments in a vertical and horizontal tube with both Freon-12 and water as coolant. *Nucl. Engng Design* **44**, 1-16.
- MERILO, M. & AHMAD, S. Y. 1979 Experimental study of CHF in vertical and horizontal tubes cooled by Freon-12. *Int. J. Multiphase Flow* **5**, 463-478.
- PESKOV, O. L., SUBBOTIN, V. I., ZENKEVICH, B. A. & SERGEYEV, N. D. 1969 The critical heat flux for the flow of steam-water mixtures through pipes. In *Progress of Heat Transfer and Hydraulics of Two-phase Media* (Edited by Kutateladze), pp. 48-62. Pergamon Press, Oxford.
- SHAH, M. M. 1979 A generalized graphical method for predicting CHF in uniformly heated vertical tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 557-568.
- THOMPSON, B. & MACBETH, R. V. 1964 Boiling water heat transfer burnout in uniformly heated tubes: a compilation of world data with accurate correlations. UKAEA, AEEW-R 356.
- WATERS, E. D., ANDERSON, J. K., THRONE, W. L. & BATCH, J. M. 1964 Experimental observations of upstream boiling burnout. *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.* **61-57**, 230-237.
- WATSON, G. B., LEE, R. A. & WIENER, M. 1974 Critical heat flux in inclined and vertical smooth and ribbed tubes. *Heat Transfer* 1974 **IV**, 275-279.

AN ANALYTICAL INVESTIGATION ON CHF OF FLOW BOILING IN UNIFORMLY HEATED VERTICAL TUBES WITH SPECIAL REFERENCE TO GOVERNING DIMENSIONLESS GROUPS

Y. KATTO

Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

(Received 17 March 1982)

Abstract—Among the four characteristic regimes, which have been classified in the author's preceding study on the generalized correlation of critical heat flux (CHF), two regimes called L and H regime are ascertained to have an annular flow pattern at the tube exit. Then, employing the annular flow model developed by Whalley *et al.*, theoretical analyses are made for uniformly heated tubes fed with saturated water, R-12 and liquid nitrogen, and the results obtained are compared with the author's generalized correlation clarifying the roles of the governing dimensionless groups. It is found that the dimensionless groups adopted in Ahmad's modeling law accord with the annular flow model of Whalley *et al.*, that a special dimensionless group $\sigma\rho_l/G^2l$ can be used with a physical meaning in correlating CHF data, and that the droplet mass transfer between the liquid film and the gas core assumes different aspects between L and H regimes.

NOMENCLATURE

c_{pl}	specific heat of liquid at constant pressure [J kg ⁻¹ K ⁻¹];	ρ_l	density of liquid [kg m ⁻³];
C	dimensionless constant in equation (5), or concentration of droplets in gas core [kg m ⁻³];	ρ_v	density of vapor [kg m ⁻³];
C_{eq}	C for hydrodynamic equilibrium [kg m ⁻³];	σ	surface tension [N m ⁻¹];
d	tube diameter [m];	τ_i	interfacial shear stress [N m ⁻²];
D	deposition rate of droplets [kg m ⁻² s ⁻¹];	Φ	relative net deposition rate defined in equation (15);
E	entrainment rate of droplets [kg m ⁻² s ⁻¹];	λ	quality;
f	friction factor;	λ_{ex}	exit quality at CHF condition.
g	acceleration due to gravity [m s ⁻²];		
G	mass velocity $W/(\pi d^2/4)$ [kg m ⁻² s ⁻¹];		
G_{lF}	liquid film mass velocity $W_{lF}/(\pi d^2/4)$ [kg m ⁻² s ⁻¹];		
H_{fg}	latent heat of evaporation [J kg ⁻¹];		
ΔH_i	inlet subcooling enthalpy [J kg ⁻¹];		
k_d	deposition mass transfer coefficient [m s ⁻¹];		
k_l	thermal conductivity of liquid [W m ⁻¹ K ⁻¹];		
l	heated tube length [m];		
m	liquid film thickness [m];		
p	absolute pressure [bar];		
q	heat flux [W m ⁻²];		
q_c	critical heat flux [W m ⁻²];		
q_{c0}	q_c at $\Delta H_i = 0$;		
Re	Reynolds number;		
W	total mass flow rate [kg s ⁻¹];		
W_{lF}	mass flow rate of liquid film [kg s ⁻¹];		
z	distance along tube [m].		

Greek symbols

α	void fraction of gas core;
μ_l	viscosity of liquid [Pa s];
μ_v	viscosity of vapor [Pa s];

1. INTRODUCTION

CRITICAL heat flux (CHF) of forced convective boiling is a phenomenon related to the design and safety of various important devices such as nuclear reactors, steam generators, superconducting magnets and liquid fuel rocket engines. There is also a necessity to study a given system by using an expedient fluid rather than the working fluid. Therefore, in spite of the involved situation and the accompanying difficulty, some studies have so far been made on the fluid modeling technique and generalized CHF correlation.

As for fluid modeling, it is well known that there are two types of approach: the empirical parameter approach initiated by Stevens and Kirby [1] and the dimensional analysis approach initiated by Barnett [2]. Among many proposed modeling laws, however, one of the most excellent is that of Ahmad [3], where the following dimensionless relationship for critical heat flux q_c is assumed under fixed conditions of ρ_v/ρ_l , l/d and $\Delta H_i/H_{fg}$:

$$\frac{q_c}{GH_{fg}} = f(\xi_{CHF})$$

where ξ_{CHF} is the modeling parameter defined as (1)

$$\xi_{CHF} = \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2d} \right) \left(\frac{Gd}{\mu_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.3}$$

Equation (1) has been shown by Ahmad to apply for

water, R-12, R-22, R-113, carbon dioxide and potassium in the ranges of $\rho_v/\rho_l < 0.143$, $l/d = 59-309$ and $\Delta H_i/H_{fg} < 0.446$.

On the subject of a generalized CHF correlation, there are some pioneer studies [4, 5, 6], but succeeding studies do not seem so numerous. Recently, however, Katto [7, 8] and Shah [9] presented, almost simultaneously, generalized correlations of CHF of flow boiling in uniformly heated vertical tubes. In the Katto correlation [10], the following rather simple relationship is assumed:

$$\frac{q_c}{GH_{fg}} = f\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{l}{d}, \frac{\Delta H_i}{H_{fg}}, \frac{\sigma\rho_l}{G^2l}\right) \quad (2)$$

where $\sigma\rho_l/G^2l$ is a special dimensionless group, that is defined with the tube length l instead of the tube diameter d and has not yet been employed elsewhere in the analysis of two-phase flow (cf. [11, 12]). Meanwhile, the Shah correlation is constructed with the dimensionless groups q_c/GH_{fg} , p_r (reduced pressure in place of ρ_v/ρ_l), l/d and $\Delta H_i/H_{fg}$ together with the following dimensionless parameter:

$$Y = \left(\frac{Gc_{pl}d}{k_l}\right) \left(\frac{G^2}{\rho_l^2gd}\right)^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.6} \quad (3)$$

Though comparatively recent studies are involved, there remain wide differences between equations (1)-(3). Therefore, it is necessary to discover whether there is any underlying or internal relation between them. Fortunately, Whalley *et al.* [13, 14] have recently made a comprehensive study of the theoretical model to predict CHF under annular flow conditions. There are also more recent models [15, 16] which depend on a detailed analysis of the droplet concentration in the gas core for hydrodynamic equilibrium. Other, different, models also exist [17, 18]. However, the preceding model of Whalley *et al.*, is simple and yet can predict CHF reasonably well in a wide range of conditions. In this paper, therefore, the model of Whalley *et al.* is employed to study the roles of the governing dimensionless groups. For simplification purposes, the discussion is restricted to CHF in uniformly heated tubes with saturated inlet.

2. IDENTIFICATION OF ANNULAR FLOW REGION

Comparison between experimental CHF data and annular flow model predictions is meaningless unless the data have been confirmed to belong to the annular flow region. Therefore, a preliminary study is made in this section.

2.1. The author's generalized correlation of CHF data

Figure 1 is a reproduction of part of the results obtained in the author's preceding report [19], where the existing data of q_{co} (critical heat flux for $\Delta H_i = 0$) obtained for various kinds of fluids are correlated. As is seen in Fig. 1, the author's generalized correlation classifies CHF data into four characteristic regimes called L, H, N and HP. L, H and N regimes correspond

to the states of low, middle and high mass velocities respectively (Fig. 1). The N regime is distinguished by showing a non-linear relationship between q_c and ΔH_i . The HP regime is a special regime and occurs instead of the N regime at extremely high pressures. The correlation curves (a)-(f) in Fig. 1 are formulated as follows:

L regime.

$$(a) \quad \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.25 \left(\frac{1}{l/d}\right), \quad (4)$$

$$(b) \quad \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l}\right)^{0.043} \left(\frac{1}{l/d}\right), \quad (5)$$

where $C = 0.25$ for $l/d < 50$, $C = 0.34$ for $l/d > 150$, and $C = 0.25 + 0.0009[(l/d) - 50]$ for $l/d = 50-150$.

H and N regimes.

$$(c) \quad \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l}\right)^{1.3} \frac{1}{1 + 0.0031(l/d)}, \quad (6)$$

$$(d) \quad \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l}\right)^{0.433} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031(l/d)}. \quad (7)$$

HP regime.

$$(e) \quad \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.60} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l}\right)^{0.173} \times \frac{1}{1 + 0.280(\sigma\rho_l/G^2l)^{0.233}(l/d)}. \quad (8)$$

In the above, equation (7) applies to both H and N regimes [see line (d) in Fig. 1], whose boundary is given by

$$(f) \quad \frac{\sigma\rho_l}{G^2l} = \left(\frac{0.77}{l/d}\right)^{2.70} \quad (9)$$

2.2. Annular flow region

Figure 2 is a reproduction of part of the results obtained in the author's preceding report [20], illus-

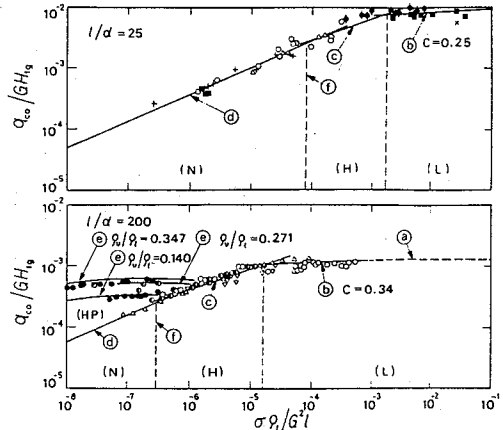


FIG. 1. Generalized correlation of q_{co} data [lines (c) and (d) represent equations (6) and (7) with $\rho_v/\rho_l = 0.048$].

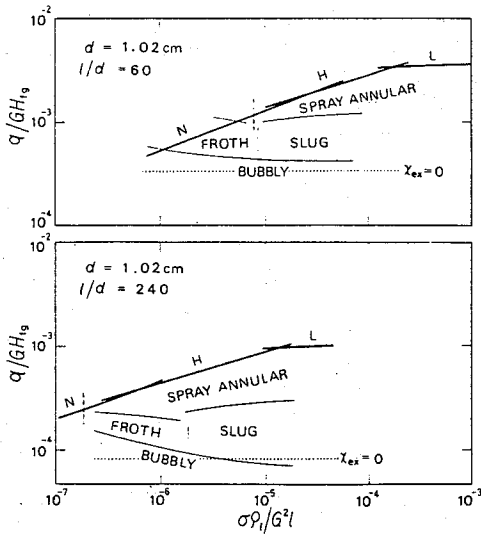


FIG. 2. Flow pattern at the exit end of uniformly heated vertical tube.

trating flow patterns measured by Bergles and Suo [21] at the exit end of uniformly heated tubes fed with water at 69 bar and $\Delta H_i/H_{fg} = 0.08$. Meanwhile, heavy lines marked with L, H and N in Fig. 2 are the boundaries due to CHF predicted by the author's generalized correlation and the vertical broken short line dividing the H and N regimes is given by equation (9). In Fig. 2, CHF in the L and H regimes is seen to take place under annular flow conditions, while CHF in the N regime is concerned with a frothy or bubbly flow pattern.

However, it is desirable to ascertain the preceding character more generally. Figure 3 is the Hewitt-Roberts map for the flow pattern of vertical two-phase flow ([22], or p. 28 of ref. [23]), on which the boundary line between the H and N regimes can be

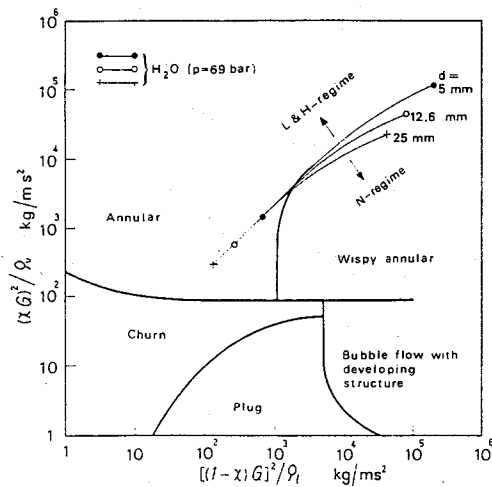


FIG. 3. Hewitt-Roberts map for flow pattern of vertical two-phase flow.

drawn in the following manner. Substituting $\sigma\rho_l G^2 l$ of equation (9) into the RHS of equation (7), and taking into account the heat balance equation for $\Delta H_i = 0$,

$$\chi = \frac{4q_{co}}{GH_{fg}} (l/d), \quad (10)$$

yields immediately the following results:

$$\frac{\chi^2 G^2}{\rho_v} = 0.169 \left(\frac{\sigma}{d}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{-0.734} \frac{(l/d)^{1.90}}{[1 + 0.0031(l/d)]^2} \quad (11)$$

and

$$\frac{(1-\chi)^2 G^2}{\rho_l} = 2.03 \left(\frac{\sigma}{d}\right) \left[1 - 0.288 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \times \frac{(l/d)^{0.101}}{1 + 0.0031(l/d)}\right]^2 (l/d)^{1.70} \quad (12)$$

If fluid substance, pressure and d are specified, then equations (11) and (12) are related through (l/d) as a parameter.

Three light curves in Fig. 3 are thus obtained for water at 69 bar and $d = 5, 12.6$ and 25 mm, for which (l/d) varies from 20 to 500, that being the ordinary experimental range. Similarly, three light curves drawn in Fig. 4 are the boundaries predicted by equations (11) and (12) for water, R-12, and liquid nitrogen at $\rho_v/\rho_l = 0.048$ and $d = 8$ mm, while a dotted curve and a dot-dash curve in Fig. 4 are the boundaries for water at 29.5 and 134 bar respectively (l/d varies from 20 to 500 in all cases).

Though there are some dispersions depending on the change of pressure, diameter and substance, it may be concluded from the preceding results of Figs. 3 and 4 that L and H regimes correspond to the annular flow, while the N regime to the wispy annular flow, where agglomeration of liquid phase occurs leading to large lumps of liquid in the gas core.

3. ANNULAR FLOW MODEL CALCULATION OF CHF

3.1. Theoretical model of Whalley et al.

For the change of liquid film flow rate G_{IF} along a heated tube (see Nomenclature for the definition of G_{IF}), Whalley *et al.* [13, 14] assume the following mass balance equation:

$$\frac{dG_{IF}}{dz} = \frac{4}{d} \left(D - E - \frac{q_{co}}{H_{fg}} \right) \quad (13)$$

where D and E are the local rate of droplet deposition and that of droplet entrainment per unit area of tube wall respectively, and q_{co}/H_{fg} is the evaporation rate of liquid per unit area of tube wall. Then, if the deposition mass transfer coefficient k_d is introduced, D and E are written as follows: $D = k_d C$ and $E = k_d C_{eq}$, where C is the droplet concentration in the gas core, and C_{eq} is the value of C for hydrodynamic equilibrium.

Now, in the case of a uniformly heated tube with ΔH_i

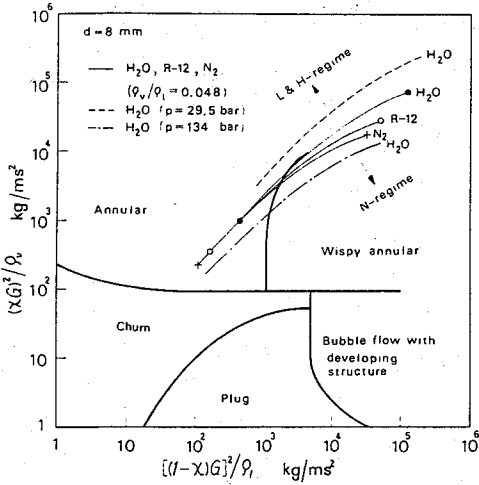


FIG. 4. Hewitt-Roberts map for flow pattern of vertical two-phase flow.

= 0, the local vapor quality χ at z is given via the heat balance as

$$\chi = \left(\frac{4q_{co}}{GH_{fg}} \right) \left(\frac{z}{d} \right). \quad (14)$$

Therefore, substituting χ of equation (14) for z in equation (13), and rewriting equation (13) in a dimensionless form gives immediately

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(G_{IF}/G)}{d\chi} &= \Phi - 1 \\ \text{where} \quad \Phi &= \frac{k_d \rho_l / G}{q_{co} / GH_{fg}} \left(\frac{C}{\rho_l} - \frac{C_{eq}}{\rho_l} \right), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

where

$$\Phi = \frac{k_d \rho_l / G}{q_{co} / GH_{fg}} \left(\frac{C}{\rho_l} - \frac{C_{eq}}{\rho_l} \right),$$

Φ being the net disposition rate (= deposition rate – entrainment rate) defined to take a relative value against the value of unity of the evaporation rate. The values of k_d , C and C_{eq} are given as follows.

First, empirical values of k_d given by Whalley *et al.* for water, R-12 and liquid nitrogen ([13] and p. 293 of ref. [23]) are correlated in the present paper as follows:

$$\left. \begin{aligned} k_d [\text{m s}^{-1}] &= 0.405 \sigma^{0.913} \\ &\quad \text{for } \sigma < 0.0383 [\text{N m}^{-1}] \\ k_d [\text{m s}^{-1}] &= 9.48 \times 10^4 \sigma^{4.70} \\ &\quad \text{for } \sigma > 0.0383 [\text{N m}^{-1}] \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

where σ is the surface tension. Next, by assuming a

* Equation (20) is obtained from the Turner-Wallis equation $(1 - \alpha) = [(dp/dz)_{IF} / (dp/dz)]^{1/2}$ with approximations of $\alpha \approx 1 - (4m/d)$ and $dp/dz \approx -4\tau_i/d$, while equation (21) is the Wallis equation of gas core flow.

homogeneous mixed condition of the gas core, C is given theoretically as

$$C = \rho_l (\rho_v / \rho_l) \left/ \left[\left(\frac{\chi}{1 - \chi - (G_{IF}/G)} \right) + \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \right] \right. \quad (17)$$

Finally, empirical values of C_{eq} given by Whalley *et al.* [14], are correlated in the present paper as follows:

$$\left. \begin{aligned} C_{eq} [\text{kg m}^{-3}] &= 1.01 \times 10^3 [(\tau_i m / \sigma)]^{2.50} \\ &\quad \text{for } (\tau_i m / \sigma) < 0.0366 \\ C_{eq} [\text{kg m}^{-3}] &= 1.03 \times 10^2 [(\tau_i m / \sigma)]^{1.81} \\ &\quad \text{for } 0.0366 < (\tau_i m / \sigma) < 0.247 \\ C_{eq} [\text{kg m}^{-3}] &= 10^{(0.439 + 1.92(\tau_i m / \sigma))} \\ &\quad \text{for } 0.247 < (\tau_i m / \sigma) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

where τ_i is the shear stress acting on the interface between the gas core and the liquid film, and m the thickness of liquid film.

The dimensionless group $(\tau_i m / \sigma)$ used in equation (18) can be rewritten as

$$\frac{\tau_i m}{\sigma} = \left[\left(\frac{\tau_i \rho_l}{G^2} \right) \left(\frac{m}{d} \right) \right] \left/ \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right) \right. \quad (19)$$

where two dimensionless groups $(\tau_i \rho_l) / G^2$ and m/d can be evaluated, corresponding to the local values of χ and G_{IF}/G , as the roots of the following two simultaneous equations*:

$$\frac{m}{d} = \frac{G_{IF}}{G} \left(\frac{f_i / 4}{\tau_i \rho_l / G^2} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

with $f_i = 16/Re$ for $Re < 2000$, and $f_i = 0.079/Re^{1/4}$ for $Re > 2000$, where $Re = (Gd/\mu_l)(G_{IF}/G)$, and

$$\left(\frac{m}{d} \right) = \frac{(\rho_v / \rho_l) (\tau_i \rho_l / G^2) / 180}{f_{gc} \left(1 - \frac{G_{IF}}{G} \right) \left[\chi \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) + \frac{\rho_v}{\rho_l} \left(1 - \frac{G_{IF}}{G} \right) \right]} - \frac{1}{360} \quad (21)$$

with $f_{gc} = 0.079/Re_{gc}^{1/4}$, where $Re_{gc} = (Gd/\mu_l/\mu_v) [1 - (G_{IF}/G)]$.

Now, for a prescribed value of $q_{co}/(GH_{fg})$, the axial variation of G_{IF}/G can be calculated by the differential equation (15), and the CHF condition is assumed to take place at the position of $G_{IF}/G = 0$. Thus, if z/d determined from χ at $G_{IF}/G = 0$ through equation (14) agrees with l/d , then the preceding value of $q_{co}/(GH_{fg})$ is regarded as the solution. Thus, the solution of equations (14)–(21) has the following functional relationship:

$$(l/d) = f \left(\frac{q_{co}}{GH_{fg}}, \frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{\sigma \rho_l}{G^2 d}, \frac{Gd}{\mu_l}, \frac{\mu_l}{\mu_v}, \sigma, \rho_l, G \right) \quad (22)$$

where σ , ρ_l and G on the RHS are the quantities mainly related to the term $(k_d \rho_l) / G$ in equation (15), and

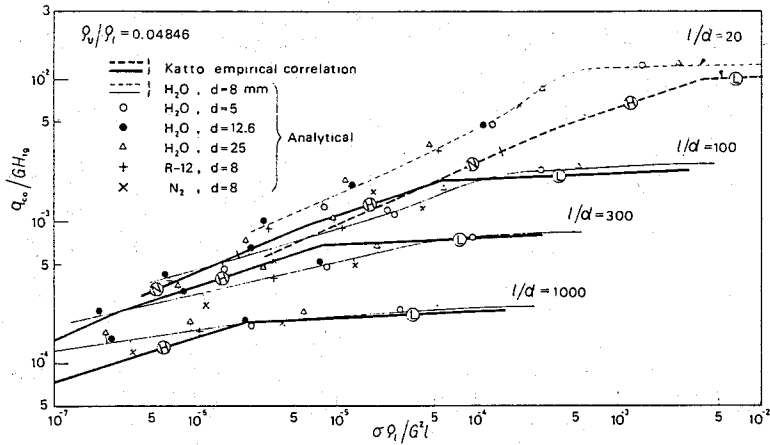


FIG. 5. Comparison between generalized correlation and numerical solution for q_{ce} .

remain nongeneralized due to the empirical expression of k_d in equation (16).

3.2. Numerical results

In the present study, the differential equation (15) is solved on the computer by the Adams–Moulton method [24], a predictor–corrector method. For the initial state of annular flow [i.e. the starting point of the computation of equation (15)] Whalley *et al.* [13, 14] employed the conditions of $\chi = 0.01$ and $G_{IF}/G = 0.0099$. However, this value of G_{IF}/G is generally too low (see the magnitudes of G_{IF}/G near $\chi/\chi_{ex} = 0$ in Fig. 8), and sometimes causes inconvenience in the calculation process. In the present study, therefore, the value of G_{IF}/G satisfying the condition of $C = C_{eq}$ at the starting point of $\chi = 0.01$ is employed as the initial value of G_{IF}/G .

Thus, in Fig. 5, heavy (broken and solid) lines illustrate the author's generalized correlation equations (7)–(9) for $\rho_v/\rho_l = 0.04846$ and $l/d = 20, 100, 300$ and 1000 , while light (broken and solid) lines represent the numerical solutions of differential equation (15) for water under the same conditions as above plus $d = 8$ mm. From the comparisons in the range of L and H regimes, it may be concluded that though a remarkable deviation is noted for $l/d = 20$, comparatively good agreements are recognized in the range of $l/d \geq 100$.

Next, the symbols \circ , \bullet and \triangle in Fig. 5 represent the numerical solutions of differential equation (15) for water under the same conditions as before except for $d = 5, 12.6$ and 25 mm. Some discrepancies appear due to the change of tube diameter d , but they are not remarkable if the range of d is limited to an ordinary experimental range, say, 4–30 mm.

Meanwhile, the symbols $+$ and \times in Fig. 5 represent the numerical solutions of the differential equation (15) for R-12 and liquid nitrogen respectively

in the case of $d = 8$ mm. As compared with the result for water under the same conditions, the solution of R-12 is located very near that of water, and the solution of liquid nitrogen is somewhat lower than that of water.

Then, the effect of ρ_v/ρ_l is also examined as shown in Fig. 6, where heavy (broken and solid) lines show the generalized correlation equations (7)–(9), while light (broken and solid) lines represent the numerical solutions of differential equation (15) for water with $d = 8$ mm. Similar conclusions to Fig. 5 may be drawn from Fig. 6 that the range of $l/d \geq 100$ exhibits a fairly good agreement for L and H regimes.

4. DISCUSSION ON DIMENSIONLESS GROUPS

If the nongeneralized quantities σ , ρ_l and G are ignored in equation (22), the remaining dimensionless groups are quite the same as those adopted by Ahmad [3] in constructing his modeling law. Then the three dimensionless groups $\sigma \rho_l / (G^2 l)$, $(Gd)/\mu_l$ and μ_l/μ_v , composing the modeling parameter ζ_{CHF} in equation (1) are the quantities governing the local value of C_{eq} of equation (18), that is, $\sigma \rho_l / (G^2 d)$ exerts its effect on C_{eq} through equation (19), while $(Gd)/\mu_l$ and μ_l/μ_v exert effects through the friction factors f_l in equation (20) and f_{gc} in equation (21). In this case, however, μ_l/μ_v is included in f_{gc} as $(\mu_l/\mu_v)^{0.25}$, and accordingly the effect of μ_l/μ_v is regarded as comparatively small*. The effect of $(Gd)/\mu_l$ is also comparatively small except under the condition of very low G_{IF}/G . Finally, $(\sigma \rho_l)/(G^2 d)$ can have a strong effect on C_{eq} , but in the part of the tube where the liquid film becomes so thin that $C \gg C_{eq}$ in equation (15) Φ is hardly affected by C_{eq} .

Meanwhile, as mentioned in Section 3.1, the nongeneralized quantities σ , ρ_l and G in equation (22) are mainly related to the term $(k_d \rho_l)/G$, which governs directly the magnitude of Φ . Since k_d , the deposition coefficient, is invariant, the term $(k_d \rho_l)/G$ is kept constant through the tube. This has a direct influence on the evaluation of the distance up to the position of $G_{IF} \cdot G = 0$. Presumably, therefore, there is a possibility

* It may be of interest to note that the effect of μ_v is not included explicitly in both the theoretical models of Würtz [15] and Levy *et al.* [16].

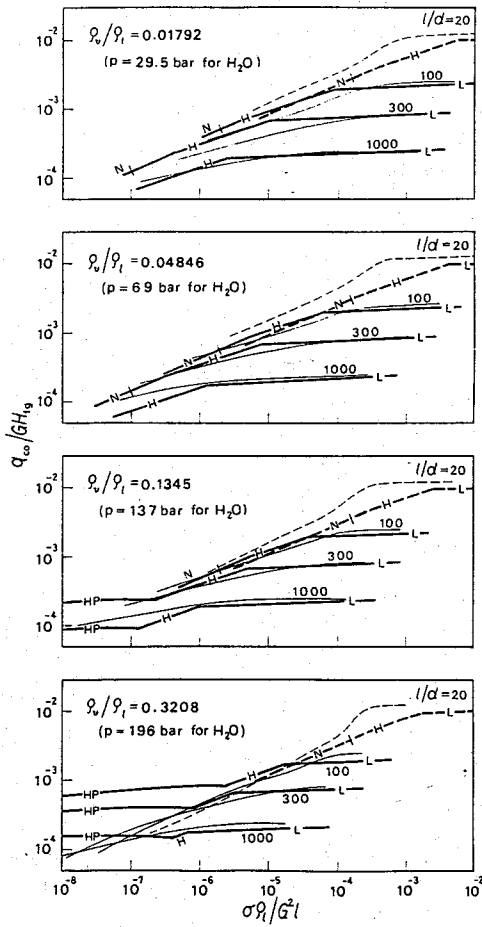


FIG. 6. Comparison between generalized correlation and numerical solution (water, $d = 8$ mm) for q_w .

that the quantities σ , ρ_1 and G may cooperate with the tube length l in constructing a dimensionless group $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$, though it be in an approximate sense.

It has been shown in Section 3.2 that when the numerical solutions of CHF are correlated in terms of $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ as in Fig. 5, some discrepancies arise according to the change of tube diameter and fluid substance. However, if the range of ordinary experimental conditions is considered, the discrepancies are

not so remarkable, and in this sense, the availability of $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ in correlating CHF data can be said to be supported by the analysis based on the annular flow model of Whalley *et al.*

Finally, the dimensionless groups $(Gc_{p1}d)/k_1$ and $G^2/(\rho_1^2gd)$, composing the parameter Y of equation (3), have no connection with the theoretical model of Whalley *et al.*, though the model has not been completed theoretically, nongeneralized parts remaining. Accordingly, as far as the physical meaning of dimensionless group is concerned, the Shah correlation may stand on an unsound basis in the annular flow region at least.

5. OTHER RELATED MATTERS

5.1. Difference in fluid behavior between L and H regimes

Figure 7 shows the axial variations of G_{IF}/G calculated by the differential equation (15) for water at 69 bar and $d = 8$ mm, and Fig. 8 shows the corresponding variation of the net deposition rate of droplets Φ , which takes a relative value against the value of unity of the evaporation rate of liquid in equation (15).

In both diagrams of Fig. 7, four (two light and two heavy) curves are represented for $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ increased successively by about 10 times, and they are divided into two groups as follows. First, when $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ is comparatively high (that is L regime), G_{IF}/G takes a value of almost unity near the tube inlet, and thereafter, decreases almost linearly up to the tube exit where G_{IF}/G vanishes. This means that most of the liquid fed to the tube is wasted away by evaporation from the liquid film, and thereby the CHF condition is introduced. Therefore, this type of CHF can be said to be 'evaporation controlled'. In fact, according to Fig. 8, when $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ is high, either the absolute value of Φ is maintained near zero throughout the tube, or $\Phi < 0$ in the first half of the tube while $\Phi > 0$ in the second half. Either case is in accord with the circumstance that the ultimate extinction of the liquid film flow is brought about mainly through the evaporation. Table 1 shows that exit quality x_{ex} is near unity in this high $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ region, corresponding to the L regime [see equations (4) and (10)].

On the other hand, when $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ is compara-

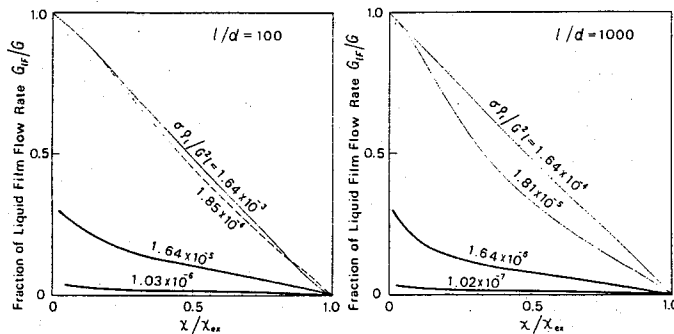


FIG. 7. Axial variation of G_{IF}/G (water, $p = 69$ bar, $d = 8$ mm).

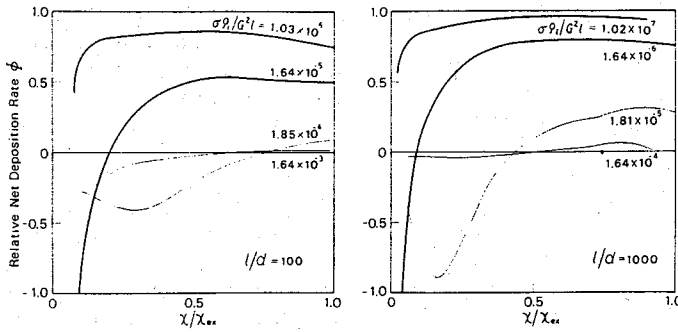


FIG. 8. Axial variation of Φ (water, $p = 69$ bar, $d = 8$ mm).

Table 1. Exit quality χ_{ex}

$l/d = 100$		$l/d = 1000$	
$\sigma\rho_1/G^2l$	χ_{ex}	$\sigma\rho_1/G^2l$	χ_{ex}
1.64×10^{-3}	1.00	1.64×10^{-4}	1.00
1.85×10^{-4}	0.88	1.81×10^{-5}	0.95
1.64×10^{-5}	0.41	1.64×10^{-6}	0.73
1.03×10^{-6}	0.18	1.02×10^{-7}	0.46

tively low (H regime), the value of G_{if}/G is much lower than unity from near the tube inlet. In addition, Fig. 8 shows that in this low $(\sigma\rho_1)/(G^2l)$ region, Φ has the trend of being greatly negative in the vicinity of the tube inlet, and taking values near unity all through the remaining part of the tube. This means that a great part of liquid is entrained into the gas core near the tube inlet, and thereafter the liquid film is continually supplied with liquid from the gas core so as to balance nearly the local evaporation rate. Therefore, CHF in this region can be said to be 'net deposition controlled'. Table 1 shows that CHF in this region occurs with χ_{ex} much less than unity, corresponding to the H regime.

Supplementary note. There is a well-known diagram given by Hewitt (see p. 285 of ref. [23] and p. 228 of ref. [26]), which shows that the entrained droplet flow rate increases in the first part of a tube, and thereafter decreases up to the position where the entrained flow rate agrees with the liquid flow rate in the tube to generate the CHF condition. This circumstance is the same as that of the evaporation controlled CHF ($\Phi < 0$ in the first part and $\Phi > 0$ in the second part). In fact, the preceding Hewitt diagram was obtained from the experiment in the L regime.

5.2. H regime for very high l/d ratios

According to Figs. 5 and 6, in the case of the H regime for $l/d = 1000$ there is a difference in trend between the author's correlation and the numerical solution. Relating to this problem, Fig. 9 shows critical

heat flux q_c against the exit quality χ_{ex} for water at $p = 69$ bar, $d = 8$ mm and $G = 2000$ kg $m^{-2} s^{-1}$, where a heavy line represents the author's generalized correlation equations (6) and (7) (the broken part is the N regime and the solid part the H regime), and a light line represents the numerical solution of differential equation (15)*, with six representative values of l/d along each line. Figure 9 also shows experimental data from the U.S.S.R. standard table of CHF for water at 69 bar with $d = 8$ mm [26] and from the experiment of Würtz for water at 70 bar with $d = 10$ mm [15].

The experimental data (Fig. 9) agree well with the author's correlation equations in the range of $l/d < 600$, but a separation appears for $l/d > 600$ (see [27] also). In the range of $l/d > 600$, experimental data exhibit the trend that $q_c \rightarrow 0$ and $\chi_{ex} \rightarrow 1$ with increasing l/d , for which the author's correlation becomes invalid, while the numerical solution of differential equation (15) is valid. Therefore, annular

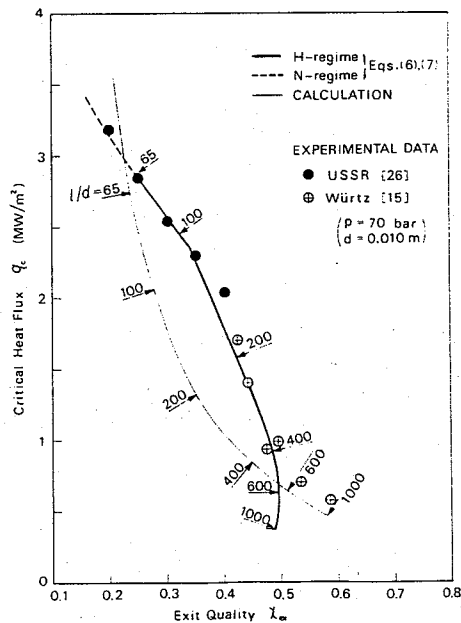


FIG. 9. Relation between q_c and χ_{ex} (water, $p = 69$ bar, $d = 8$ mm, $G = 2000$ kg $m^{-2} s^{-1}$).

* The boiling length concept presumably applies well to CHF in annular flow region. Accordingly, the relationship between q_c and χ_{ex} is obtainable with tolerable accuracies from the results for $\Delta H_i = 0$.

flow model calculation is regarded as useful to predict CHF in the H regime for $l/d > 600$.

5.3. Annular flow models

Levy *et al.* [16] has shown that their own model gives a numerical solution which has a rather similar shape to the light curve in Fig. 9 but shifts to the right so as to pass along the whole data points of Würtz. If comparison is made with the author's generalized correlation in the form of Fig. 5, good agreement is found in the L regime, but deviation appears in the H regime increasing more and more with decreasing l/d ratio. The model of Würtz [15] also exhibits rather similar characteristics to the above. Strictly speaking, therefore, there seems to remain the problem of finding the region to which annular flow models with the CHF condition of $G_{1F}/G = 0$ apply correctly.

6. CONCLUSIONS

Numerical analysis of CHF based on the annular flow model of Whalley *et al.* is employed together with the author's generalized correlation of CHF in the L and H regimes (annular flow region) clarifying the roles of governing dimensionless groups (Section 4). A few other related subjects, including the difference in droplet mass transfer behavior between the L and H regimes, are also investigated (Section 5).

The situation of CHF in the N and HP regimes is beyond the scope of the present study and remains to be studied in the future.

Acknowledgement—The author acknowledges the financial support given by the Ministry of Education, Science and Culture to this study [Special Project Research on Energy No. 56040014 (1981)].

REFERENCES

- G. F. Stevens and G. J. Kirby, A quantitative comparison between data for water at 1000 psia and Freon-12 at 155 psia, uniformly heated round tubes, vertical upflow, AEEW-R 327 (1964).
- P. G. Barnett, The scaling of forced convection boiling heat transfer, AEEW-R 134 (1963).
- S. Y. Ahmad, Fluid to fluid modeling of critical heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer* 16, 641–662 (1973).
- P. Griffith, Correlation of nucleate boiling burnout data, ASME-Paper 57-HT-21 (1957).
- B. A. Zenkevich, Similitude relations for critical heat loading in forced liquid flow, *Soviet J. At. Energy* 4, 89–94 (1958).
- W. R. Gambill, Generalized prediction of burnout heat flux for flowing, subcooled, wetting liquid, *Chem. Engrg Prog. Symp. Ser.* 59(41), 71–87 (1963).
- Y. Katto, A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 21, 1527–1542 (1978).
- Y. Katto, An analysis of the effect of inlet subcooling on critical heat flux of forced convection boiling in vertical uniformly heated tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22, 1567–1575 (1979).
- M. M. Shah, A generalized graphical method for predicting CHF in uniformly heated vertical tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22, 557–568 (1979).
- Y. Katto, Critical heat flux of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes (Correlation of CHF in HP-regime and determination of CHF-regime map), *Int. J. Heat Mass Transfer* 23, 1573–1580 (1980).
- F. Mayinger, Scaling and modeling laws in two-phase flow and boiling heat transfer, in *Two-Phase Flows and Heat Transfer* (edited by S. Kakaç and F. Mayinger), Vol. I, pp. 129–161. Hemisphere, Washington (1977).
- A. H. Mariy, A. A. El-Shirbini and W. Murgatroyd, Simulation of the region of annular flow boiling in high pressure steam generators by the use of refrigerants, in *Two-Phase Flows and Heat Transfer* (edited by S. Kakaç and T. N. Veziroglu), Vol. III, pp. 1111–1132. Hemisphere, Washington (1977).
- P. B. Whalley, P. Hutchinson and G. F. Hewitt, The calculation of critical heat flux in forced convection boiling, in *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.*, Tokyo, Vol. IV, pp. 290–294 (1974).
- P. B. Whalley, P. Hutchinson and P. W. James, The calculation of critical heat flux in complex situations using an annular flow model, in *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, Toronto, Vol. 5, pp. 65–70 (1978).
- J. Würtz, An experimental and theoretical investigation of annular steam-water flow in tubes and annuli at 30 to 90 bar, Risø National Lab., Risø Report No. 372 (1978).
- S. Levy, J. M. Heazler and D. Abdollahian, Prediction of critical heat flux for annular flow in vertical pipes, EPRI NP-1619 (1980).
- M. El-Shanawany, A. A. El-Shirbini and W. Murgatroyd, A model for predicting the dry-out position by annular flow in a uniformly heated vertical tube, *Int. J. Heat Mass Transfer* 21, 529–536 (1978).
- T. Saito, E. D. Hughes and M. W. Carbon, Multi-fluid modeling of annular two-phase flow, *Nucl. Engrg Des.* 50, 225–271 (1978).
- Y. Katto, General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes with zero inlet subcooling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 23, 493–504 (1980).
- Y. Katto, On the relation between critical heat flux and outlet flow pattern of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 24, 541–544 (1981).
- A. E. Bergles and M. Suo, Investigation of boiling water flow regimes at high pressure, in *Proc. 1966 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, pp. 79–99. Stanford University Press, Stanford (1966).
- G. F. Hewitt and D. N. Roberts, Studies of two-phase flow pattern by simultaneous X-ray and flash photography, AERE-M 2159 (1967).
- D. Butterworth and G. F. Hewitt, editors, *Two-Phase Flow and Heat Transfer*. Oxford University Press, Oxford (1977).
- M. Takada, *Kikai Keisan Ho (Numerical Computation)*, p. 107. Yokendo, Tokyo (1970).
- G. F. Hewitt and N. S. Hall-Taylor, *Annular Two-Phase Flow*. Pergamon, Oxford (1970).
- Heat Mass Transfer Section, Scientific Council, Academy of Sciences, U.S.S.R., Tabular data for calculating burnout when boiling water in uniformly heated round tubes, *Thermal Engrg* 23(9), 77–79 (1977).
- Y. Katto, A study on limiting exit quality of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical channels, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 104, 40–47 (1982).

UNE ETUDE ANALYTIQUE DU CHF EN EBULLITION AVEC CONVECTION FORCEE
DANS DES TUBES VERTICAUX AVEC UNE REFERENCE SPECIALE AUX GROUPES
ADIMENSIONNELS ACTIFS

Résumé—Parmi les quatre régimes caractéristiques qui ont été définis par l'auteur dans une étude précédente sur la formulation générale du flux thermique critique (CHF) deux régimes appelés L et H correspondent à un écoulement annulaire à la sortie du tube. A partir du modèle d'écoulement annulaire développé par Whalley *et al.* une analyse théorique est faite pour des tubes chauffés remplis d'eau, de R-12 et d'azote liquide saturés; les résultats obtenus sont comparés avec les formules générales de l'auteur pour clarifier les rôles des groupes adimensionnels. On constate que les groupes adoptés dans le modèle de Ahmad s'accordent avec le modèle annulaire de Whalley *et al.*, qu'un groupe adimensionnel spécial ($\sigma\rho_l/G^2l$) peut être utilisé avec une signification physique en relation avec les données du CHF, et que le transfert massique de gouttelettes entre le film liquide et le noyau gazeux prend des aspects différents entre les régimes L et H.

EINE ANALYTISCHE UNTERSUCHUNG DER KRITISCHEN WÄRMESTROMDICHTEN
BEIM STRÖMUNGSSIEDEN IN GLEICHFÖRMIG BEHEIZTEN SENKRECHTEN ROHREN
UNTER SPEZIELLER BEZUGNAHME AUF DIE MASSGEBLICHEN DIMENSIONSLOSEN
GRUPPEN

Zusammenfassung—In einer früheren Veröffentlichung des Autors über die allgemeine Berechnung der kritischen Wärmestromdichte (CHF) wurden vier charakteristische Gebiete klassifiziert. Zweien dieser Gebiete (L- und H-Gebiet benannt) wird am Rohraustritt Ringströmungsform zugeschrieben. Unter Verwendung des Ringströmungs-Modells von Whalley *et al.* wird für gleichförmig beheizte, mit gesättigtem Wasser, R-12 und flüssigem Stickstoff gespeiste Rohre eine theoretische Untersuchung durchgeführt. Die Ergebnisse werden mit der verallgemeinerten Berechnung des Autors verglichen, wobei die Rolle der maßgeblichen dimensionslosen Gruppen herausgearbeitet wird. Es ergibt sich, daß die dimensionslosen Gruppen, die in Ahmads Modell-Gesetz angenommen werden, in Übereinstimmung mit dem Ringströmungs-Modell von Whalley *et al.* sind, daß eine spezielle dimensionslose Gruppe $\sigma\rho_l/G^2l$ mit einer physikalischen Bedeutung bei der Berechnung von CHF-Werten verwendet werden kann und daß der Tröpfchen-Massentransport zwischen dem Flüssigkeitsfilm und der Dampf-Kernströmung verschiedene Erscheinungsformen zwischen dem L- und H-Gebiet annimmt.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА
ПРИ КИПЕНИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ В РАВНОМЕРНО НАГРЕВАЕМЫХ
ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБАХ. УТОЧНЕНИЕ ОСНОВНЫХ БЕЗРАЗМЕРНЫХ
КРИТЕРИЕВ

Аннотация—Установлено, что среди четырех характерных режимов, классификация которых была дана в одной из предыдущих работ автора, в которой было предложено соотношение для расчета критического теплового потока, два режима, а именно L и H, характеризуются кольцевой конфигурацией потока на выходе из трубы. Используя модель кольцевого течения Уолли *и др.*, проведен теоретический анализ для равномерно нагреваемых труб, в которые подается насыщенная вода, фреон-12 и жидкий азот. Проведено сравнение полученных результатов с результатами расчетов по предложенной автором зависимости и выяснена роль основных безразмерных критериев. Установлено следующее: безразмерные критерии, используемые в законе моделирования Ахмада, согласуются с моделью кольцевого течения Уолли *и др.*, безразмерный критерий $\sigma\rho_l/G^2l$ можно физически обоснованно использовать для описания данных по критическому тепловому потоку, между режимами L и H капельный массоперенос между жидкостной пленкой и внутренним объемом газа характеризуется рядом отличительных особенностей.

Critical Heat Flux in Free Convective Flow through a Uniformly Heated Vertical Tube held in a Large Pool of Saturated Liquid

by

Yoshiro KATTO and Shigeto KAWAMURA

(Received April 1, 1982)

Experiments are made on free convection boiling in uniformly heated tubes held vertically in a large pool of saturated liquid. The length l and diameter d of test tube ranges from 100 to 800 mm and from 4.0 to 10 mm respectively. Under stable conditions where no flow oscillations are detected, critical heat flux (CHF) q_{CO} is measured for water at 1.0 – 8.8 bar and R-12 at 7.5 – 32 bar. Based on the experimental data of CHF thus obtained together with the existing data of helium I at atmospheric pressure, an attempt is made to derive a simple generalized correlation of CHF in terms of two dimensionless groups $(q_{CO}/\rho_v H_{fg})/[\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2]^{1/4}$ and l/d . The generalized correlation of water data is found to agree with that of helium data in spite of a large difference of physical properties, whereas R-12 shows a somewhat different trend and also greater dispersion of data. Finally, related discussion is made, in which the CHF mechanism encountered in this study is suggested to differ from that in a heated vertical tube forming part of a natural circulation loop having a noticeable flow resistance due to throttle valves and the like.

1. Introduction

Critical heat flux (CHF) of free convective flow passing through a uniformly heated tube held vertically in a large saturated liquid bath such as shown in Figure 1 will be dealt with in this paper. For this type or similar types of boiling, Sydroriak and Roberts (1956) measured CHF of liquid hydrogen and nitrogen in vertical annuli at Los Alamos atmospheric pressure (about 0.77 bar due to the height of Los Alamos), while Boggardt et al. (1965) obtained CHF data of water in a vertical annulus at 2.0 – 30 bar. Meanwhile, relating to the superconducting magnet, CHF data of liquid helium I at atmospheric pressure were presented by the following investigators: Lehongre et al. (1968) for tubes, an annulus and a rectangular channel, Ogata et al. (1969) for rectangular channels, Johannes and Mollard (1972) for rectangular channels, Vishnev et al. (1974) for annuli, and Bailey (1975) for rectangular channels. To the author's knowledge, however, studies of CHF in the boiling system such as shown in Figure 1 are still limited in not only number but also the range of experimental conditions. In the present study, therefore, CHF is measured for saturated water and R-12 under various conditions of pressure, tube diameter, and tube length; and the data thus obtained are employed together

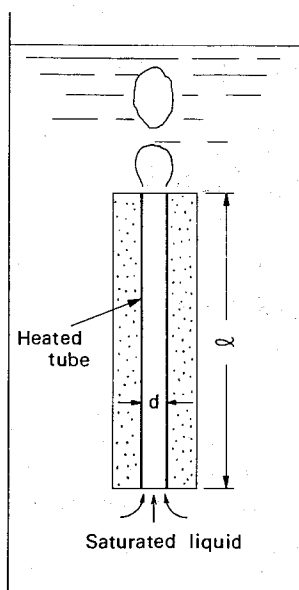


Fig. 1 Saturated free convection boiling passing through a heated tube.

with the foregoing existing data of liquid helium to test the possibility of deriving a simple generalized correlation for CHF of the preceding free convection boiling system.

2. Experimental Apparatus

2.1 Experimental apparatus

As shown schematically in Figure 2, the main part of experimental apparatus is consisted of an upper vessel (1), a bottom vessel (8), two downcomers (6) of 35.5-mm I.D., and a test tube (5) of internal diameter $d=4, 6, 10$ mm and length $l=100, 200, 400, 800$ mm. Sum of the cross sectional areas of the foregoing two downcomers is 25 to 157 times as large as that of the test tube, so that it is presumed that this apparatus can simulate the boiling system of Figure 1. The test tube made of a stainless steel tube 1 mm in wall thickness is heated by passage of a d.c. current supplied from the d.c. power source (10) shown in Figure 2. In order to minimize the electrical contact resistance at each end of the test tube, the electrode is connected with each end of tube in such a way as shown in Figure 3, where the cylindrical part of 24 mm O.D., which is welded to the test tube end, is fixed tightly to the electrode by means of the nut and bush. Thus, unheated conical flow passages are formed inevitably being connected with the inlet and outlet ends of the heated tube respectively. However, as will be noticed in Figure 3, those unheated passages are comparatively short so that their effects on CHF may be presumed to be small. The relative vertical displacement due to axial thermal expansion of the heated tube can be absorbed by the flexible tubes (7) shown in Figure 2.

By means of the level gauge (3) shown in Figure 2, the free surface of the liquid pool in the upper vessel (1) is maintained 250 to 300 mm high from the outlet end of the test tube, and the vapor generated in the test tube is condensed on the outer surface of the water cooled condenser coil (2). The system pressure is maintained at a prescribed value by adjusting the

foregoing condenser coil (2) together with the two auxiliary heaters (4) and (9). Thermocouples denoted by the mark of T in Figure 2 include three thermocouples spot-welded to the outer wall of the test tube, which are used to detect the temperature excursion of the test tube wall. In the experiment, the electrical input to the test tube is raised stepwise until the temperature excursion breaks out near the outlet (top) end of the test tube, and thereby the occurrence of CHF conditions is detected. The electrical input to the test tube is measured by the voltmeter (V) and the shunt (11) in Figure 2, where the electrical current is determined from the voltage drop between two terminals of the shunt. Heat losses from the outer surface and both the ends of the test tube are estimated to be sufficiently small as compared with the electrical input to the test tube, and accordingly corrections to the foregoing heat losses are eliminated in the present study.

2.2 Precautions against remaining air

In the preliminary stage of experiment, a rather strange phenomenon was occasionally observed that a rapid rise of wall temperature took place near the inlet (bottom) end of heated tube as if the CHF conditions were generated there. Since the air dissolved in the test liquid had already been removed out of the top vent of the apparatus by boiling the liquid in the apparatus for a sufficiently long time, the possibility of the electrical contact deterioration at the inlet end of heated tube due to thermal expansion or some other possible causes was examined first, but no problems were found. It was then assumed that the air, which remained in the corner parts inside the apparatus fed with the test liquid, was removed by the convection to gather near the inlet of heated tube. Thus, the vacuum pump (12) shown in Figure 2 was

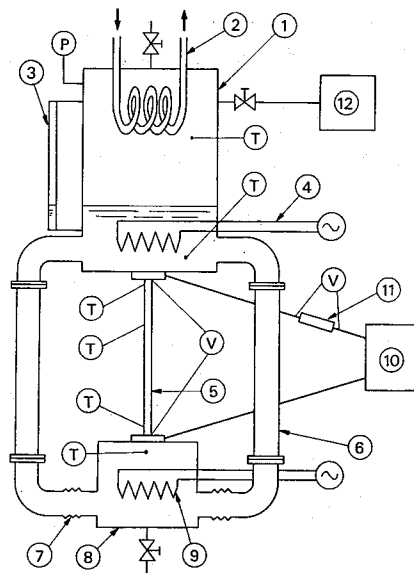


Fig. 2 Experimental apparatus. (1) upper vessel, (2) condenser coil, (3) liquid level gauge, (4) auxiliary heater, (5) test tube, (6) downcomer, (7) flexible tube, (8) bottom vessel, (9) auxiliary heater, (10) d.c. power source, (11) shunt, (12) vacuum pump, (T) thermocouple, (P) pressure gauge, and (V) voltmeter.

installed to evacuate the inside space of the apparatus before feeding the test liquid, and thereby the above problem could be solved completely.

3. Experimental Results

3.1 Stable conditions with no flow oscillations

As well known, the boiling system of Figure 2 has a possibility of generating the so-called natural-circulation-loop instability. In the present study, flow oscillations of a comparatively low frequency from 1 to 1.5 Hz were observed in the case of water for tubes of relatively large l and d (that is, $l=400, 800$ mm and $d=6, 10$ mm) over the experimental range of pressure from 1.0 to 8.8 bar. The onset of the foregoing flow oscillations was readily detected by either hearing a sound emitted from the test tube along with other neighboring parts, or touching the flexible tube (7) in Figure 2 with fingers. Also, for test tubes of relatively large l and small d (that is, $l=400, 800$ mm and $d=4$ mm), flow oscillations were found to take place near atmospheric pressure, but no oscillations were detected at pressures above 2 bar. In the case of R-12, flow oscillations were not detected at all over the experimental range of pressure for R-12 from 7.5 to 32 bar. It must be noted here that in the present study, the vapor to liquid density ratio ρ_v/ρ_l ranges from 6×10^{-4} to 7×10^{-3} for water while from 3×10^{-2} to 3×10^{-1} for R-12, which means that ρ_v/ρ_l of R-12 is about 50 times as high as that of water. Therefore, it may be concluded that the foregoing observations of flow instability agree with the already-known fact that the onset of instability becomes easy with increasing the exit quality or with decreasing the system pressure and the channel resistance.

In the present study, no measurements of critical heat flux were attempted under such unstable conditions as mentioned above. The CHF data reported in the next section are those obtained only under stable conditions with no flow oscillations.

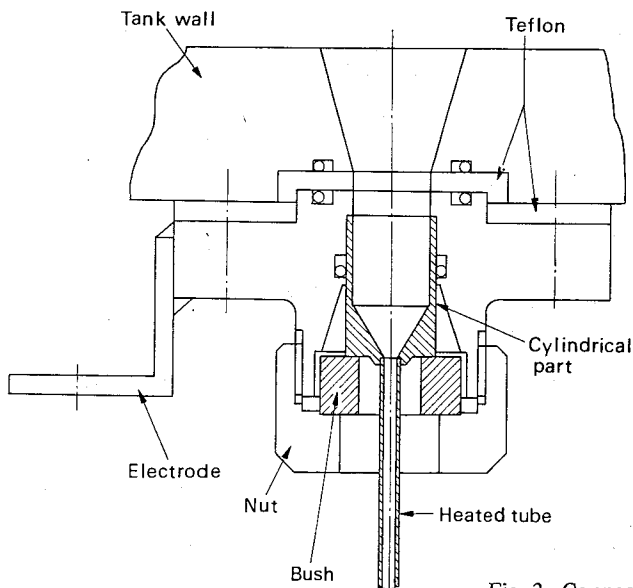


Fig. 3 Connecting part of test tube

3.2 Experimental results of CHF

All the data of critical heat flux q_{co} obtained for saturated free convection boiling in the present study are shown in Figure 4 for water and in Figure 5(a)–(c) for R-12. A solid line in each figure represents the prediction of Kutateladze correlation (1952) for CHF in saturated pool boiling:

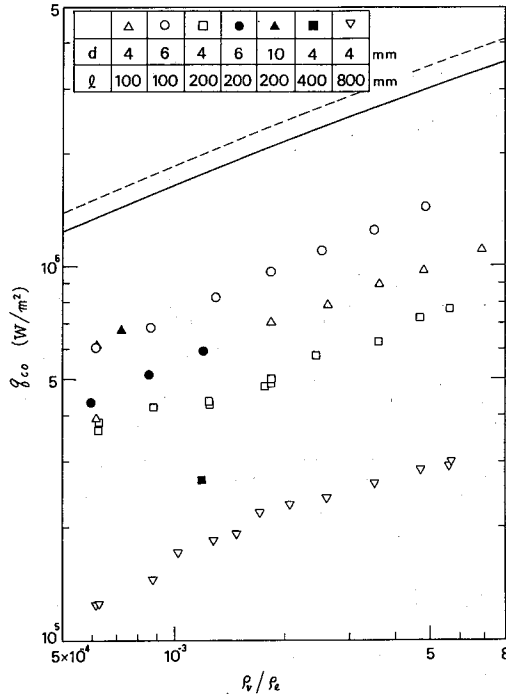


Fig. 4 Experimental data of CHF for water

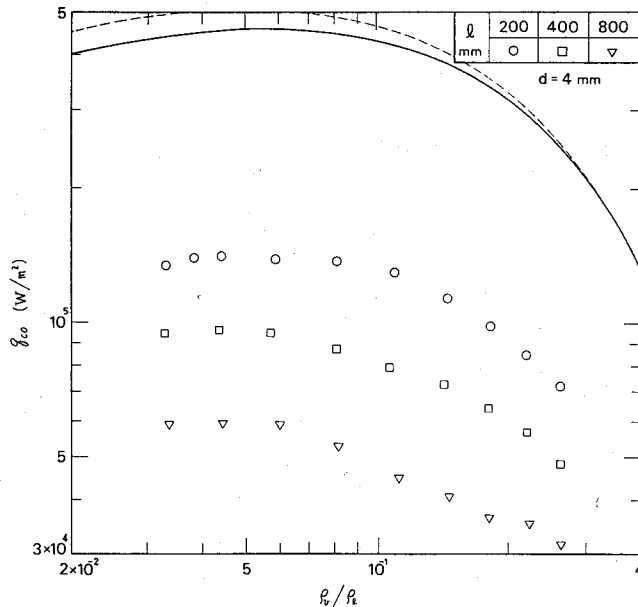


Fig. 5(a) Experimental data of CHF for R-12

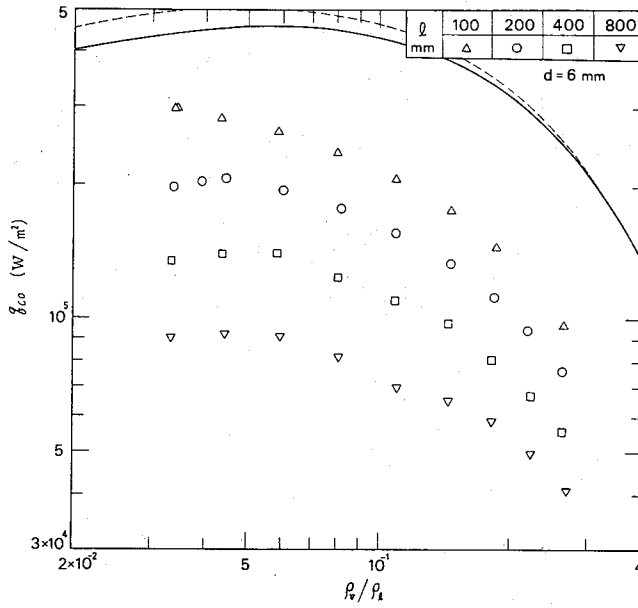


Fig. 5 (b) Experimental data of CHF for R-12 (continued)

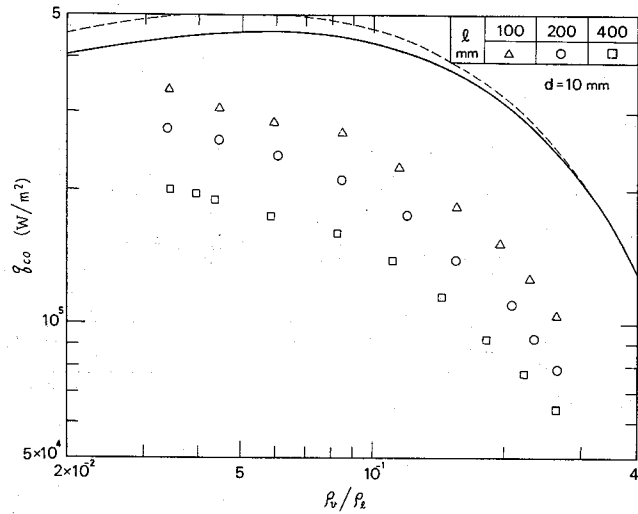


Fig. 5 (c) Experimental data of CHF for R-12 (continued)

$$\frac{q_{co}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.16 \quad (1)$$

and a broken line represents the correlation given by the hydrodynamic instability theory of Zuber (1959) with the modification of an involved constant from 0.13 to 0.18 by Rohsenow (1973):

$$\frac{q_{co}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.18 \left[\frac{1}{1 + (\rho_v / \rho_l)} \right]^{1/2} \quad (2)$$

In the above, H_{fg} is the latent heat of evaporation, σ the surface tension, and g the acceleration due to gravity.

It can be noticed from Figure 4 that the experimental q_{CO} data for water exhibit the trend similar to that of equation (1) and (2) in regard to the change of q_{CO} with l/d , and the magnitude of q_{CO} decreases with increasing l/d . In case of R-12, the same situation as above can be observed only except that in the region of small ρ_v/ρ_l , the data for $l=100$ mm in Figure 5(b) and the data for $l=100, 200, 400$ mm in Figure 5(c) deviate from the trend of equations (1) and (2). It is interesting to note here that the CHF of free convective flow in a vertical tube of Figure 1 can have a character similar to that of the pool boiling on a heated, infinite horizontal surface, to which Zuber's instability theory applies.

3.3 Dimensionless representation of data

Considering the relationship observed, in the preceding section, between the experimental data and two equations (1) and (2), the dimensionless group appearing on the LHS of the foregoing two equations is tentatively employed along with the length to diameter ratio l/d for correlating the data, resulting in Figure 6 for water and Figure 7 for R-12, where p denotes the nominal value of pressure for which the data are obtained. In the case of water, CHF data scatter to some extent, but it seems likely that the solid curve drawn in Figure 6 is capable of predicting the rough trend of data. In Figure 7 for R-12, however, the dispersion of data is considerably large, and what is awkward, it cannot be ascribed to the change of pressure.

4. Discussion

4.1 CHF in a single flow passage

- (i) Bogaardt et al. (1965) performed experiments of CHF for water at 2.0 to 30 bar flow-

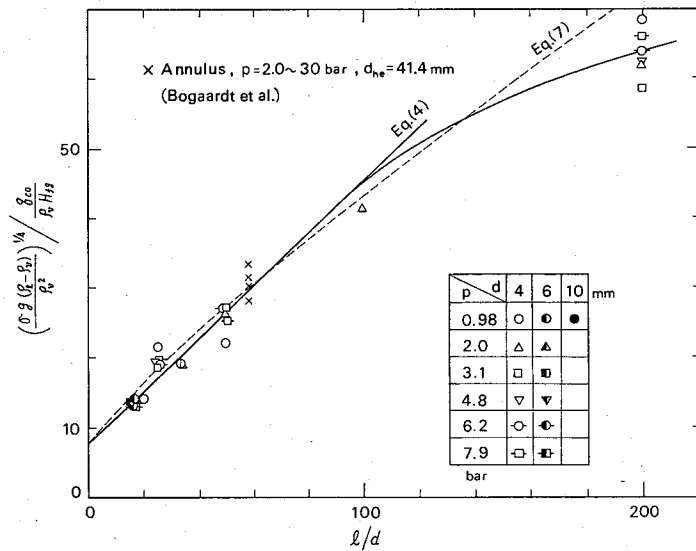


Fig. 6 Generalized graphic representation of q_{CO} data for water

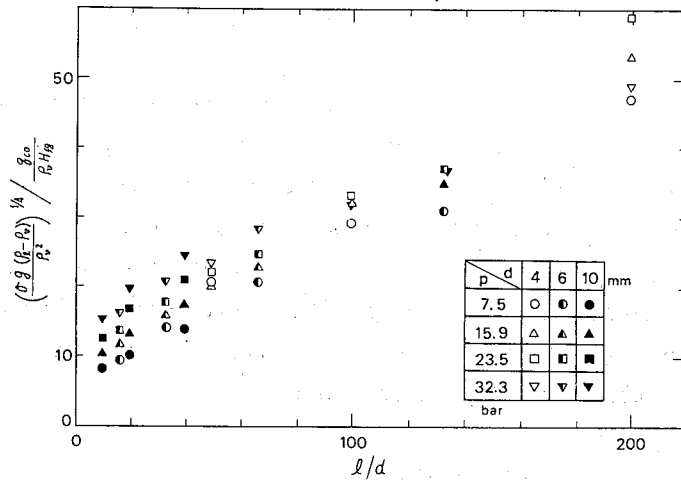


Fig. 7 Generalized graphic representation of q_{CO} data for R-12

ing through an internally heated vertical annulus of 33.8 mm in O.D. of heated rod, 50.4 mm in I.D. of unheated shroud, and 2400 mm in heated length. Unheated passages of lengths 40 mm and 188 mm were connected with the bottom and top end of heated channel respectively, but their effects on CHF are presumably not large. The data of Bogaardt et al. are plotted by the symbol x in Figure 6, for which d has been replaced by the heated equivalent diameter d_{he} defined as:

$$d_{he} = (4 \times \text{flow area}) / (\text{heated perimeter}) \quad (3)$$

One of the authors of the present paper has shown that the use of heated equivalent diameter instead of hydraulic equivalent diameter is an effective way for the generalized correlation of CHF of forced convection boiling in uniformly heated annuli (Katto 1979a, 1981a) and uniformly heated rectangular channels (Katto 1981b). Of course, it is unknown that this is true for the free convection boiling system also, but according to Figure 6, we have one example that the annulus data of Bogaardt et al. agree fairly well with the tube data if d_{he} is employed in place of d .

(ii) Existing data of CHF obtained for helium I at atmospheric pressure are plotted in Figure 8 in the same manner as in Figure 6 and 7. The data of Lehongre et al. (1968) are those obtained with tubes of diameter 1–5 mm and length 25–400 mm; Ogata et al. (1969) for rectangular channels with one side wall heating of heated width 10 mm, heated length 50–400 mm, and channel thickness 1–5 mm; and Johnnes and Mollard (1972) for rectangular channels with one side or two facing sides heating of heated width 40 mm, heated length 88–200 mm, and channel thickness 0.4–4.34 mm. Heated equivalent diameter d_{he} defined in equation (3) has been used in Figure 8 also to plott the preceding rectangular channel data. Furthermore, it may be of use to add that Bailey (1975) presented no experimental data points but the correlation curve given in his paper agrees fairly well with the data of Ogata et al. for $l/d_{he} > 20$. As for the study of Vishnev et al. (1974), experiments were made only for $l/d_{he} < 10.8$, so their

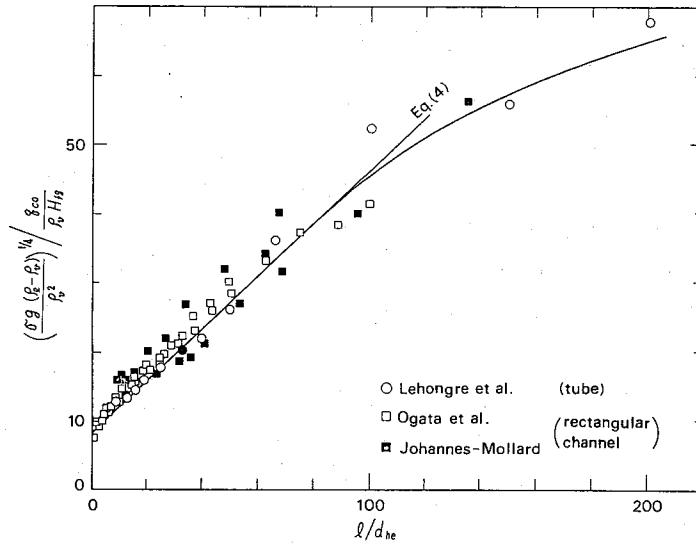


Fig. 8 Generalized graphic representation of q_{CO} data for helium I at atmospheric pressure

data are omitted from the presentation in Figure 8.

The solid curve drawn in Figure 8 is equal to that of Figure 6, and the CHF data of helium I shown in Figure 8 are found to exhibit nearly the same character as that of water in Figure 6. It must be pointed out here that such a result as above is obtained despite the great difference of physical properties between water and helium I.

(iii) The solid curve in Figure 6 constitutes a straight line in the range of $l/d < 90$, which is formulated as:

$$\frac{q_{CO}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.12 \frac{1}{1 + 0.047(l/d)} \quad (4)$$

Ogata et al. (1969) have presented the following empirical equation for their own data of helium at atmospheric pressure obtained in the range of $l/d_{he} < 100$:

$$q_{CO} = 6.0 \times 10^3 \frac{1}{1 + 0.057(l/d_{he})} \text{ W/m}^2 \quad (5)$$

For the effect of l/d on q_{CO} , equations (4) and (5) are noticed to have nearly the same function. Meanwhile, Lehongre et al. (1968) have presented the following empirical equation for the data of helium at atmospheric pressure in the range of $l/d_{he} = 0 - 200$:

$$q_{CO} = 5.9 \times 10^3 \frac{1}{1 + 0.0735(l/d_{he})^{0.88}} \text{ W/m}^2 \quad (6)$$

If the function of l/d on the RHS of equation (4) is replaced by that of equation (6), it gives

$$\frac{q_{CO}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.12 \frac{1}{1 + 0.0735(l/d)^{0.88}} \quad (7)$$

The prediction of equation (7) is illustrated by the broken line in Figure 6, showing that equation (7) predicts too high values for CHF in the range of $l/d > 140$ as compared with the solid curve obtained in the present study.

(iv) From a very rough view point, it may be said that Figure 7 obtained for R-12 is similar in character to those of Figure 6 for water and Figure 8 for helium. However, according to Figure 7, the dispersion of data is rather large especially in the vicinity of $l/d = 0$, and furthermore, the relationship between q_{co} and l/d seems to have a somewhat different trend from those in Figures 6 and 8.

As has been mentioned in Section 3.1, the density ratio ρ_v/ρ_l of R-12 is about 50 times as high as that of water in the experimental range of the present study. However, if compared with helium, it is found that the magnitude of ρ_v/ρ_l for R-12 ($\rho_v/\rho_l = 3 \times 10^{-2} - 3 \times 10^{-1}$) is in nearly the same order as that of helium at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 1.35 \times 10^{-1}$). Therefore, the foregoing peculiarities of R-12 in Figure 7 cannot be ascribed to the difference of the magnitude of ρ_v/ρ_l .

The mode of the outflow of vapor from the top end of heated tube to the upper liquid bath may be affected by the ratio between the tube diameter d and the critical wave length of horizontal liquid-vapor interface $\lambda_c = 2\pi \times \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$. However, the ratio d/λ_c does not differ in magnitude noticeably among the three fluids under the respective experimental conditions ($d/\lambda_c = 0.25 - 0.64$ for water, $d/\lambda_c = 0.79 - 4.45$ for R-12, and $d/\lambda_c = 0.51 - 2.59$ for helium), and accordingly it seems difficult to look for the reason of peculiarities of R-12 from this side.

In sum, the cause remains unexplained for the problem of R-12 exhibiting somewhat different characters from those of water and helium, and further studies in the future are of course needed.

(v) The viscosity of helium is quite different in magnitude from those of water for either phase of liquid and vapor. However, we have obtained similar results such as shown in Figures 6 and 8 for the CHF of these two different fluids independently of the difference of viscosity. This fact may suggest that like in pool boiling, viscosity can have only the secondary effect on CHF in free convection boiling passing through vertical channels.

(vi) The CHF data of liquid hydrogen and nitrogen obtained by Sydroriak and Roberts (1956) in the range of $l/d_{he} = 0 - 220$ exhibit rather different features from those of Figure 6 to 8. Their data, if plotted in the dimensionless form of Figure 6, give an independent correlation curve for every set of l (or d) and fluid, and besides have the trend of increasing the gradient of correlation curve with l/d_{he} . The similar trends are also observed in the experiment of Katto and Kurosaka (1979) on CHF of water. These two independent experiments happen to be the same in dealing with CHF in annular channels with outside heating, but it is unknown whether this is the cause or not. In addition, it must be noted that in the experiment of Katto and Kurosaka, cartridge heaters were spaced evenly around a large cylindrical copper block with a center bore of small diameter to make the heated shroud of annulus, with a possibility of deteriorating the uniformity of heat flux over the inner surface of the heated shroud.

4.2 Note on CHF in a natural circulation loop with throttle valves

Barnard et al. (1974) made measurements of CHF for an upward boiling flow of slightly subcooled R-113 near atmospheric pressure through a 17.2-mm I.D. verticl tube forming part of a natural circulation loop. This loop is quite different in nature from the system of Figure 2 in comprising two parallel flow passages just upstream of the heated tube, each of which is composed of a throttle valve and a flow meter of rotameter type. Among the total of 47 CHF data presented in their paper, 9 data are the special ones measured by closing both the foregoing two parallel valves, with counter-current flow in the test tube thus closed at the bottom end. The rest 40 data, measured with natural circulation in the loop, are plotted in Figure 9, where q_{co} and G are CHF and mass velocity respectively, and l is the boiling length, that is, the heated tube length minus the length necessary to bring the thermodynamic quality to zero (see Katto 1979b). Meanwhile, the lines drawn in Figure 9 represent the prediction of the generalized correlation equations presented previously by one of the authors (Katto 1980a) for CHF of forced convection boiling in tubes:

$$\frac{q_{co}}{CH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d}, \text{ with } C=0.25 \quad (8)$$

and

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1+0.0031 l/d} \quad (9)$$

where the constant C on the RHS of equation (8) is taken as 0.25 because $l/d \leq 55$ for the data shown in Figure 9 (see Katto 1980). Agreement between the measured and the predicted q_{co} is surprisingly well for $l/d \geq 17$, verifying the view of Barnard et al. that CHF with natural circula-

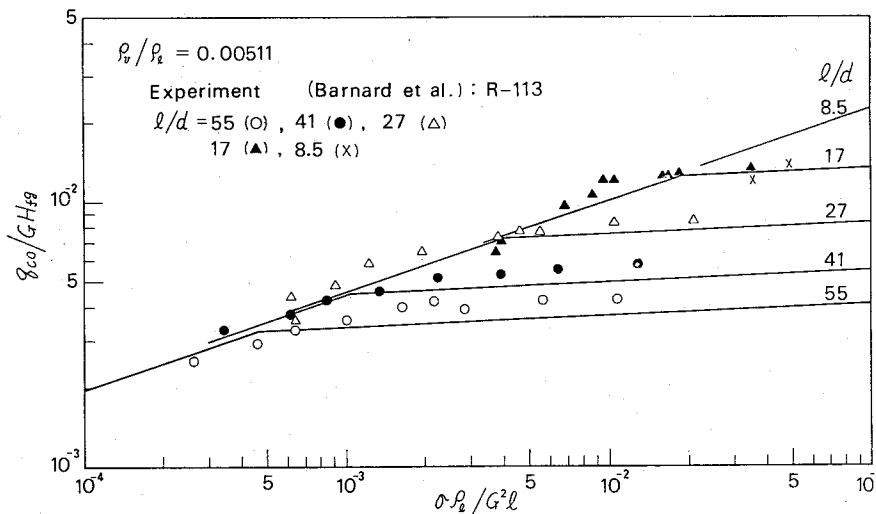


Fig. 9 Comparison between the measured and the predicted q_{co} for natural circulation loop with throttle valves

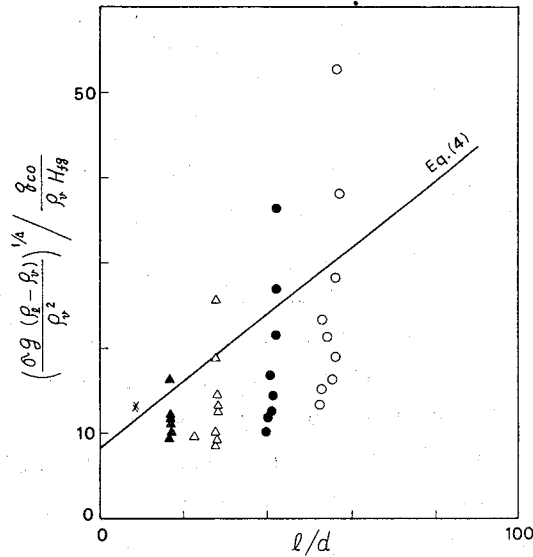


Fig. 10 Comparison between the prediction of equation (4) and the experimental q_{CO} of natural circulation loop with throttle valves (Barnard et al. R-113, $p \cong$ atmospheric pressure, $d = 17.2$ mm, l : boiling length)

tion appears to occur through forced convection CHF mechanism.

Now, if the above 40 data are compared with the prediction of equation (4) obtained in this study, it gives Figure 10. It is rather surprising to know that in spite of the natural circulation loop with a noticeable resistance due to throttle valves, there are many data points situated below the prediction line of equation (4), showing higher values of q_{CO} than the values predicted by equation (4) for CHF in a single passage held vertically in a saturated liquid bath. This fact suggests that the throttling given at or near the test tube inlet may have the ability to suppress the instability leading to the onset of ordinary free convective flow CHF.

5. Conclusions

Employing water and R-12, experiments are made on CHF of free convection boiling in uniformly heated tubes held vertically in a saturated liquid bath. CHF data of water thus obtained in the range of $\rho_v/\rho_l = 6 \times 10^{-4} - 7 \times 10^{-3}$ are correlated in a simple generalized form in Figure 6, showing similar characters to Figure 8 correlating the existing data of helium I at atmospheric pressure with $\rho_v/\rho_l = 1.35 \times 10^{-1}$. Meanwhile, the data of R-12 obtained in the range of $\rho_v/\rho_l = 3 \times 10^{-2} - 3 \times 10^{-1}$ have a likeness to water and helium in a very rough sense, but the variation of q_{CO} with l/d exhibits a somewhat different trend from that of water and helium, and the dispersion of data is greater than those observed for water and helium. Finally, the foregoing CHF data are compared with those obtained in a heated vertical tube forming part of a natural circulation loop with throttle valves (see Section 4.2), suggesting that the mechanism to generate CHF in the boiling system dealt with in this study differs from that of forced convection boiling.

Acknowledgement

The authors acknowledge the financial support given by the Ministry of Education, Science and Culture to this study [Special Project Research No. 411002 (1979)].

References

1. Bailey, R. L. (1975): Heat transfer to liquid helium. In Proc. 5th International Conference on Magnet Technology, pp. 582–589.
2. Barnard, D. A., Dell, F. R. and Stinchcombe, R. A. (1974): Dryout at low mass velocities for an upward boiling flow of Refrigerant-113 in a vertical tube. UKAEA, AERE-R 7726.
3. Bogaardt, M., Spigt, C. L., Dijkman, F. J. M. and Verheugen, A. N. J. (1965): On the heat transfer and fluid flow characteristics in a boiling channel under conditions of natural convection. Proc. Instan Mech. Engrs 180-3C, 77–87.
4. Johannes, C. and Mollard, J. (1972): Nucleate boiling of helium I in channels simulating the cooling channels of large superconducting magnets. Advances in Cryogenic Engineering 17, 332–341.
5. Katto, Y. (1979a): Generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated annuli. Int. J. Heat Mass Transfer 22, 575–584.
6. Katto, Y. (1979b): An analysis of the effect of inlet subcooling on critical heat flux of forced convection boiling in vertical uniformly heated tubes. Int. J. Heat Mass Transfer 22, 1567–1575.
7. Katto, Y. (1980): General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes with zero inlet subcooling. Int. J. Heat Mass Transfer 23, 493–504.
8. Katto, Y. (1981a): General features of CHF of forced convection boiling in vertical concentric annuli with a uniformly heated rod and zero inlet subcooling. Int. J. Heat Mass Transfer 24, 109–116.
9. Katto, Y. (1981b): General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated rectangular channels. Int. J. Heat Mass Transfer, 24, 1413–1419.
10. Katto, Y. and Kurosaka, T. (1979): Critical heat flux of natural convection boiling in vertical annular channels. In Proc. 16th National Heat Transfer Symposium of Japan, pp. 280–282.
11. Kutateladze, S. S. (1952): Heat transfer in condensation and boiling. AEC-tr-3770, USAEA.
12. Lehongre, S., Boissin, J.C., Johannes, C. and Harpe, A. de la. (1968): Critical nucleate boiling of liquid helium in narrow tubes and annuli. In Proc. 2nd International Cryogenic Engineering Conference, pp. 274–275. Heywood-Temple Industrial Publications, London.
13. Ogata, H., Kenmochi, M., Sato, S. and Kimura, H. (1969): Boiling heat transfer to liquid helium in long narrow channels. Cryog. Engng, Japan 4, 219–225.
14. Rohsenow, W. H. (1973): Boiling. In Handbook of Heat Transfer, Section 13, p. 32. McGraw-Hill, New York.
15. Sydroriak, S.G. and Roberts, T. R. (1956): Study of boiling in short narrow channels and its application to design of magnets cooled by liquid H_2 and N_2 . J. Appl. Phys. 28, 143–148.
16. Vishnev, I.P., Vinokur, Ya. G., Shaposhnikov, v. A. and Gorokhov, V. V. (1974): Nucleate boiling in crisis of helium in vertical channels with natural convection. Heat Transfer-Soviet Research 6 (1), 170–176.
17. Zuber, N. (1959): Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer. USAEC Rept. AECU-4439.

A COMPREHENSIVE STUDY OF CHF FOR FUNDAMENTAL SYSTEMS OF FORCED
CONVECTION BOILING WITH UNIFORM HEATING

Y. Katto

Dept. of Mech. Eng., Univ. of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

ABSTRACT

This paper summarizes the results of a comprehensive study made with a purpose of giving a broad perspective on the occurrence of the critical heat flux (CHF) of forced convection boiling. The study begins with the experiments of CHF made for basic systems of external flow boiling in order to find principal dimensionless groups governing the phenomenon concerned. Then, in the light of the results thus obtained, a large number of existing data of CHF in the boiling systems of stable forced flow through vertical channels such as tubes, annuli and rectangular channels with subcooled inlet conditions are analyzed to find generalized correlation equations. In the above analysis, four characteristic regimes of CHF are classified, and their relations to the flow patterns are also studied. Next, the state of CHF under the limiting conditions of the factors such as the vapor-to-liquid density ratio and the length-to-diameter ratio are investigated to clarify the natures of CHF on the outskirts of conditions. Finally, some experimental studies are made on CHF of free convection boiling in channels to get subsidiary informations relating to the CHF mechanism.

NOMENCLATURE

C = constant, equation (9)
 d = I.D. of heated tube, m
 d_{he} = heated equivalent diameter, equation (19)
 G = mass velocity, $\text{kg/m}^2\text{s}$
 H_{fg} = latent heat of evaporation, J/kg
 ΔH_i = enthalpy of inlet subcooling ($\Delta H_i > 0$ for subcooled inlet and $\Delta H_i < 0$ for mixed inlet), J/kg
 K = inlet subcooling coefficient, equation (5)
 L = length of heated surface or channel in direction of flow, m
 p = absolute pressure, bar
 q = heat flux, W/m^2
 q_c = critical heat flux, W/m^2
 q_{co} = q_c for saturated liquid flow, or q_c for $\Delta H_i = 0$ at the channel inlet, W/m^2
 u = velocity of liquid fed to the boiling system, m/s
 ρ_l = density of liquid, kg/m^3
 ρ_v = density of vapor, kg/m^3
 σ = surface tension, N/m
 x_{ex} = exit quality at CHF condition
 x_{ex} = limiting exit quality, figure 9

1. INTRODUCTION

The critical heat flux (CHF) of forced convection boiling is a very important phenomenon which is related to the design and the safety problem of nuclear reactors and also to other energy technologies. Accordingly, (i) a large

number of experimental studies on CHF have been made, (ii) not a few empirical correlation equations have been presented to predict CHF with high accuracies under specially designated conditions, (iii) the study of fluid-fluid modeling, that is, the method to relate the data obtained for different fluids, has been advanced, and (iv) the analytical study has been progressing, particularly for the CHF accompanying the two-phase flow with annular flow pattern.

However, a broad perspective on the circumstances of generating CHF has not yet been obtained, and consequently, it is often difficult or impossible to find mutual relations between individual studies or informations, delaying the systematic understanding of CHF phenomenon. In this paper, therefore, a comprehensive study is attempted dealing with generalized correlation equations of CHF such as applicable extensively over a very wide range of conditions for the fundamental systems of forced convection boiling.

2. CHF IN FUNDAMENTAL BOILING SYSTEMS OF EXTERNAL FLOW

As mentioned before, the main object of this paper is the CHF in the boiling systems of forced flow inside tubes, annuli and rectangular channels, for which two limiting states can be assumed as shown in figure 1, where tubes fed with saturated liquid are illustrated for the sake of simplicity. Figure 1(a) represents the CHF taking place with a high vapor quality at the tube exit, for which the dryout of a liquid film on the heated wall may be probably responsible, while figure 1(b) represents the CHF with a very low exit quality, for which the departure from nucleate boiling (DNB) in bubbly flow may be responsible. Therefore, before beginning work on the main subject, the CHF in the sat-

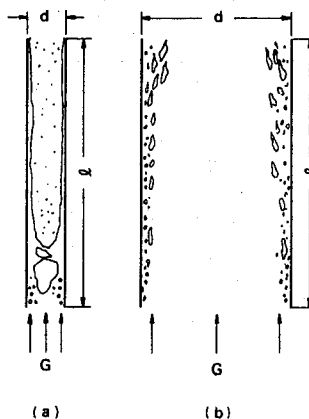


Figure 1 Limiting states of forced flow boiling in a tube fed with saturated liquid: (a) high l/d or low G , (b) low l/d or high G .

uration boiling systems of external flow having similar flow patterns to figure 1(a) and (b) is investigated below.

2.1 Rectangular heaters cooled by a film flow of liquid

This is a boiling system of feeding a liquid film flow to a uniformly heated rectangular surface through a plane jet of saturated liquid flowing out of a flat nozzle as shown in figure 2(a). In the study of reference [1], rectangular surfaces of length $l = 10 - 20$ mm in the direction of flow, which are provided by an end surface of a copper block heated by electric heaters, are cooled by a film flow of water, R-113 and trichloroethane at atmospheric pressure in the range of the inlet velocity of liquid to the heater $u = 1.5 - 15$ m/s. The data of CHF q_{∞} obtained are correlated fairly well by the following generalized equation;

$$\frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.0164 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right)^{1/3} \quad (1)$$

where $G = u\rho_l$. In equation (1), ρ_l and ρ_v are the densities of liquid and vapor respectively, and σ the surface tension. Experimental ranges of ρ_v/ρ_l and $\sigma\rho_l/G^2l$ extend from 0.000624 to 0.00525 and from 5×10^{-6} to 3×10^{-3} respectively.

Then, in the study of reference [2], rectangular surfaces of $l = 10 - 40$ mm offered by 0.5-mm thick stainless steel plates, which are heated by direct passage of a D.C. current, are cooled by a film flow of R-113 and water at atmospheric pressure, and the inlet velocity u is changed widely from 1.8 m/s to 65 m/s. Although the data of q_{∞} show some systematic deviations depending on l , they can be correlated on an average by

$$\frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.0106 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right)^{0.281} \quad (2)$$

The experimental range of $\sigma\rho_l/G^2l$ extends from 6×10^{-8} to 3×10^{-4} . The exponent of $\sigma\rho_l/G^2l$ on

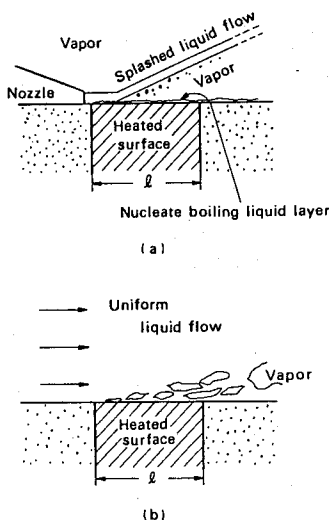


Figure 2 Forced flow boiling near CHF of saturated liquid: (a) film flow, (b) parallel flow.

the RHS of equation (2) is somewhat smaller than that of equation (1), but equation (2) may be regarded as close to equation (1).

Furthermore, in the study of reference [3], experiments of CHF are made for a 10-mm dia. disk heater cooled by a radial film flow of saturated R-12 at high pressures fed by a jet impinging on the disk center. The results suggest that the generalized correlation equations obtained at atmospheric pressure like equations (1) and (2) can apply up to very high pressures (say, $\rho_v/\rho_l < 0.17$).

2.2 Rectangular heaters cooled by a parallel flow of liquid

This is a boiling system of a uniformly heated rectangular surface submerged in a parallel flow of saturated liquid as shown in figure 2(b). In the study of reference [4], employing rectangular heated surfaces of $l = 10 - 20$ mm provided by an end surface of a copper block heated by electric heaters, experiments are made for water and R-113 at atmospheric pressure in the range of bulk liquid velocity $u = 1.5 - 10$ m/s, and q_{∞} obtained are correlated fairly well by

$$\frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.559} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right)^{0.264} \quad (3)$$

where $G = u\rho_l$, and the experimental value of $\sigma\rho_l/G^2l$ ranges between 1×10^{-5} and 3×10^{-3} . As compared with equations (1) and (2), the exponent of ρ_v/ρ_l is considerably great in equation (3). This difference may probably be attributed to the difference of hydrodynamic conditions between the flow of figure 2(a) and that of figure 2(b). At the present stage, however, it is more important to know that for both the limiting states of flow mentioned above, CHF can be correlated with common dimensionless groups as:

$$\frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = f\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right) \quad (4)$$

3. CHF IN FUNDAMENTAL BOILING SYSTEMS OF INTERNAL FLOW

3.1 Generalized correlation of CHF in uniformly heated vertical tubes

For flow boiling in uniformly heated vertical tubes, it is well known that if the inlet subcooling enthalpy ΔH_i is changed under conditions of fixing all other factors (p , l , d and G), the critical heat flux q_c changes with ΔH_i as illustrated in figure 3, where a straight line A represents the linear relationship between q_c and ΔH_i , while a curve B represents the nonlinear relationship. It is known that the former relationship is ordinarily observed, while the latter one takes place under restricted conditions. In any case, however, q_c can be written as:

$$q_c = q_{\infty} \left(1 + K \frac{\Delta H_i}{H_{fg}}\right) \quad (5)$$

where q_{∞} is the value of q_c at $\Delta H_i = 0$, and K the coefficient of inlet subcooling enthalpy. In case of the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship, K can be determined independently of $\Delta H_i/H_{fg}$.

On the q_{∞} for $\Delta H_i = 0$. When a family data of q_c vs. ΔH_i is available, an experimental value of q_{∞} on the RHS of equation (5) can be determined by extrapolation as $\Delta H_i \rightarrow 0$ (see figure 3). Then,

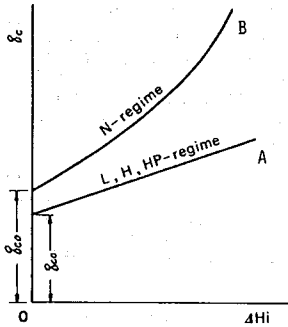


Figure 3 Critical heat flux q_c vs. inlet subcooling enthalpy ΔH_i for fixed p , l , d and G .

in the light of the result of equation (4) obtained for saturation boiling of external flow, there may be a good possibility that the experimental data of q_{∞} obtained above be correlated in the following form* :

$$\frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = r \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{\sigma_l}{G^2 l}, \frac{l}{d} \right) \quad (6)$$

where l/d is the length-to-diameter ratio of tube. Fortunately, this prospect has been confirmed in the studies of reference [5 to 7], and figure 4 shows a part of the results from the study [7], where existing data of CHF obtained for fourteen different fluids (water, ammonia, benzene, ethanol, helium, hydrogen, monoisopropylbiphenil, nitrogen, R-12, R-21, R-22, R-113, R-114 and potassium) are analyzed. In the above analysis, four characteristic regimes of CHF are classified as shown in figure 4, where the marks (L), (H), (N) and (HP) represent L-, H-, N- and HP-regime respectively. From the general trend of figure 4, it may be assumed that the CHF in L-regime, where G is low and $x_{e,x}$ is high, is of the nature of dryout, while the CHF in N-regime, where G is high and $x_{e,x}$ is low, is of the nature of DNB. H-regime is intermediate between L- and N-regime, and HP-regime is the regime which appears in place of N-regime at very high ρ_v/ρ_l ratios. As to the criterion for the onset of HP-regime, it is referred to the paper [8] owing to space limit.

On the inlet subcooling coefficient K . In the study of reference [5], experimental relations between q_c and ΔH_i are examined for each of the above-mentioned four characteristic regimes. As the result, it is found that the linear $q_c - \Delta H_i$ relationship refers to L-, H- and HP-regimes, while the nonlinear $q_c - \Delta H_i$ relationship refers to N-regime. In each diagram of figure 4, the vertical broken line designated by \textcircled{D} indicates the boundary between H- and N-regime, which has been determined empirically in [5] as:

$$\frac{\sigma_l}{G^2 l} = \left(\frac{0.77}{l/d} \right)^{2.70} \quad (7)$$

The above result suggests that K on the RHS of equation (5) can be determined independently of $\Delta H_i/H_{fg}$ for L-, H- and HP-regimes. In the study of reference [8], therefore, theoretical predic-

* The analysis of q_{∞}/GH_{fg} described in Chapter 2 of [5] is to be replaced by the present reasoning for the possibility of equation (6).

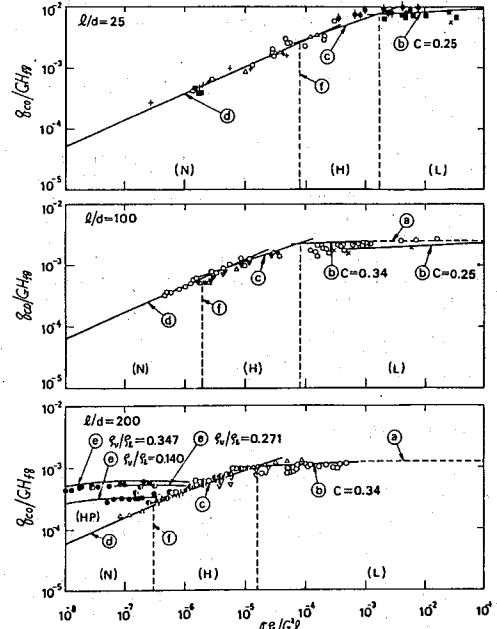


Figure 4 Generalized correlation of q_{∞} for vertical tubes (from [7]).

tion of K for the above-mentioned three regimes are attempted utilizing the correlation equation (6) of q_{∞} on the assumptions that (i) the concept of boiling length holds exactly in the vicinity of $\Delta H_i = 0$, and (ii) the critical heat flux q_c changes linearly with ΔH_i .

Correlation equations of q_{∞} and K . The author's correlation equations of q_{∞} and K thus obtained are listed below in their final forms as determined in [9]. First, the correlation equations of q_{∞} , which correspond to the lines marked with \textcircled{a} to \textcircled{e} in figure 4, are written as follows:

L-regime

$$\textcircled{a} : \frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.25 \frac{1}{l/d} \quad (8)$$

$$\textcircled{b} : \frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma_l}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \quad (9)$$

where $C = 0.25$ for $l/d < 50$, $C = 0.34$ for $l/d > 150$, and

$$C = 0.25 + \frac{(l/d) - 50}{150 - 50} (0.34 - 0.25) \text{ for } l/d = 50 - 150.$$

H-regime

$$\textcircled{c} : \frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (10)$$

$$\textcircled{d} : \frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (11)$$

N-regime

$$\textcircled{e} : \frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (11)$$

HP-regime

$$\textcircled{f} : \frac{q_{\infty}}{GH_{fg}} = 0.384 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.60} \left(\frac{\sigma_l}{G^2 l} \right)^{0.173} \frac{1}{1 + 0.280 \left(\frac{\sigma_l}{G^2 l} \right)^{0.231} l/d} \quad (12)$$

In the above, equation (11) applies to both H- and N-regimes, where the boundary between the two re-

gimes has been given by equation (7). Next, the predictions of K derived theoretically from equations (8) to (12) are written as follows:

L-regime

From eq. (8), $K = 1$ (13)

From eq. (9), $K = \frac{1.043}{4C(\sigma\rho_l/G^2l)^{0.043}}$ (14)

H-regime

From eq. (10), $K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133}(\sigma\rho_l/G^2l)^{1/3}}$ (15)

HP-regime

From eq. (12), $K = 1.12 \frac{1.52(\sigma\rho_l/G^2l)^{0.233} + d/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.60}(\sigma\rho_l/G^2l)^{0.173}}$ (16)

In the above, the prediction of K derived from equation (11) for H-regime has been omitted. According to the studies [10,11], where the experimental values of K are compared with the predicted K , the use of equation (15) is recommended for predicting K throughout H-regime.

Relation between characteristic regimes and flow patterns. In the study of reference [12], the characteristic regimes of CHF are compared with the flow patterns which have been measured by Bergles and Suo [13] and by Bennett et al. [14] at the exit end of uniformly heated vertical tubes. Figure 5 shows two examples from the results obtained, where thin curves illustrate the measured boundaries of each flow pattern, while thick lines marked with L, H and N respectively are the predicted conditions to generate CHF in L-, H- and N-regime [the vertical broken line is the boundary between H- and N-regime given by equation (7)]. In figure 5, the upper diagram refers to the result of [13] for water at 69 bar with $\Delta H_l/H_{fg} = 0.0799$, while the lower diagram the result of [14] for water at 69 bar with $\Delta H_l/H_{fg} = 0.0476$. From figure 5, the correspondence between the characteristic regime of CHF and the flow pattern may be assumed roughly as follows:

- L-regime --- Annular flow
- H-regime --- Spray (or wispy) annular flow
- N-regime --- Froth (and bubbly) flow.

As for HP-regime, there seems no studies reporting its flow pattern, and accordingly, studies on the flow pattern in HP-regime are needed.

Recently, the Heat Mass Transfer Section, Academy of Sciences, U.S.S.R. [15] published a standard table of the relation of q_c vs. x_{ex} for water boiling in uniformly heated 8-mm dia. tubes in the range of $p = 29.5 - 196$ bar and $G = 500 - 5000$ kg/m²s. In the study of reference [16], the standard table is compared with the q_c vs. x_{ex} predicted by equations (5) to (16), showing a fairly good agreement between them for the characters of CHF in each characteristic regime.

Prominent features of the author's correlation. The following features may be noted as to the author's generalized correlation equations of CHF.

(1) The reciprocal Weber number $\sigma\rho_l/G^2l$, which is composed with the length of heated surface l in the direction of flow, appears fairly effective in correlating CHF data for external flow as is seen in equations (1) to (3). Then, since similarities can be assumed between the external and internal flows such as shown in figures 1 and 2, $\sigma\rho_l/G^2l$ has been introduced to the case of forced flow in tubes, being attended with a fairly good result, though we have not yet known what physical meaning this type of Weber number has in each of the four characteristic

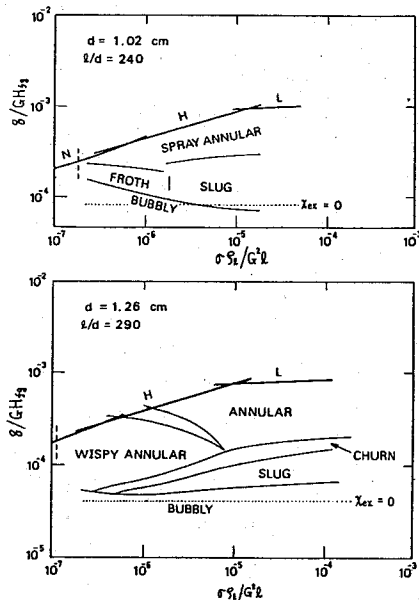


Figure 5 Relation between heat flux of heated tube and the flow pattern at tube exit for water at $p = 69$ bar (from [12]).

regimes.

(11) In a study accomplished by Ahmad [17] on fluid-fluid modeling, the following generalized relation has been derived:

$$\frac{q_c}{GH_{fg}} = r \left(\epsilon_{CHF}, \frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{l}{d}, \frac{\Delta H_l}{H_{fg}} \right) \quad (17)$$

where $\epsilon_{CHF} \equiv \frac{\sigma\rho_l}{(G^2d)} \left(\frac{Gd}{\rho_l} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{3/10}$

In equation (17), μ_l and μ_v are the dynamic viscosities of liquid and vapor respectively. It is noted that no thermal properties such as the thermal conductivity and the specific heat of fluid are included in equation (17), and this is the same as in the author's correlation. As for the effects of viscosities, it may be roughly assumed that the actual effect of μ_l in equation (17) is not large because of the exponent as small as 2/15 (= 0.133), and the effect of μ_v is also small because the viscosity of saturated vapor does not differ so much between different substances.

(11i) Recently, Shah [18,19] presented generalized correlations of CHF for tubes and annuli through a graphical method. Roughly speaking, Shah's and the author's correlations give rather similar predictions of CHF, but the former seems to give less well predictions for liquid helium. In the Shah's correlation, the following dimensionless group is employed along with q_c/CH_{fg} , l/d , p_r (reduced pressure in place of ρ_v/ρ_l) and $\Delta H_l/H_{fg}$:

$$Y = \left(\frac{G\rho_l d}{k_l} \right) \left(\frac{G^2}{\rho_l^2 g d} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.6} \quad (18)$$

where $c_p l$ is the specific heat of liquid, k_l the thermal conductivity of liquid, and g the gravi-

tational acceleration. A question may arise on the use of g for forced flow.

3.2 Generalized correlation of CHF in annuli and rectangular channels

Studies similar to the preceding section are also made for CHF in annuli [20,21] and in rectangular channels [22], revealing that if the diameter d is replaced by the heated equivalent diameter d_{he} :

$$d_{he} = (4 \times \text{flow area}) / (\text{heated perimeter}) \quad (19)$$

correlation equations with forms similar to those for tubes can be obtained. It should be noted, however, that in the case of annuli, for example, the inside and the outside heatings exhibit somewhat different characters from each other.

4. CHF ON THE OUTSKIRTS OF CONDITIONS

It has been mentioned in the preceding chapter that the critical heat flux q_c is correlated in the form of $q_c / GH_{fg} = f(\rho_v / \rho_l, \sigma \rho_l / G^2 L, l/d \text{ or } l/d_{he}, \Delta H_i / H_{fg})$. Now, it is desirable that we should have some knowledges of CHF in the extreme situation of the factors included in parentheses on the RHS of the above equation.

4.1 CHF at very high ρ_v / ρ_l ratios

For CHF at very high ρ_v / ρ_l ratios, existing data are not only few but also limited to those of water and helium*. Besides, it seems likely that the anomalous effects due to ultra-high mass velocities has not necessarily been clarified. Therefore, in the studies of reference [11,24], employing the apparatus shown schematically in figure 6, experiments are made for CHF of R-12 in uniformly heated vertical tubes up to $p = 34.3$ bar. ($\rho_v / \rho_l = 0.306$). In the study [11], $l/d = 200$ and $G \leq 8800$ kg/m²s, while in the study [24], $l/d = 50$ and $G \leq 6930$ kg/m²s. Figures 7 and 8 show the data of q_c obtained, from which the followings are found:

(i) The data points designated by \circ in figures 7 and 8 refer to the regular CHF, for which the CHF conditions are detected first at the exit end of the heated tube with an ordinary temperature excursion.

(ii) The data points designated by \bullet refer to the anomalous CHF, which is characterized by the start of CHF conditions upstream the tube exit. The axial position at which CHF is detected is shown by the figure written by each data point. The greater the figure is, the more the position shifts to upstream. In this case, the temperature rise to detect CHF appears low and slowly.

(iii) The data of regular CHF agree fairly well with the prediction of equations (5), (12) and (16) for HP-regime.

(iv) The data of anomalous CHF show a rather irregular relationship between q_c and ΔH_i . As increasing G , the region of anomalous CHF spreads invading the region of regular CHF, and this trend is more remarkable as l/d is increased.

A criterion for the occurrence of HP-regime in place of N-regime has been presented in [8], but the subsequent study [24] suggests the necessity to reexamine the criterion in the range of low l/d ratios, where liquid helium and R-12 give

* Very recently, Yoshida et al. [23] made experiments for R-22 up to $\rho_v / \rho_l = 0.52$ and for R-115 up to $\rho_v / \rho_l = 0.39$ in the range of $G \leq 1300$ kg/m²s.

the results conflicting with each other for this problem.

4.2 CHF for very low l/d or l/d_{he} ratios

For the sake of simplicity, the flow boiling

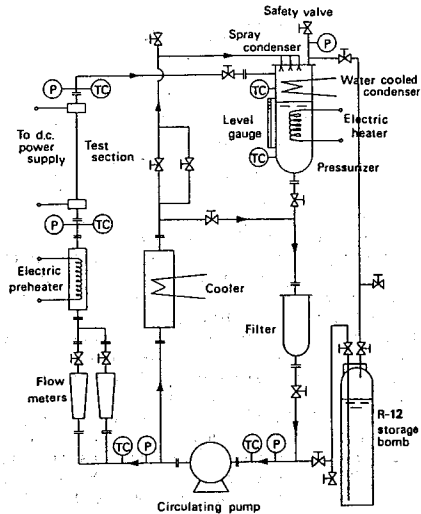


Figure 6 Experimental apparatus for CHF of R-12 in uniformly heated vertical tubes.

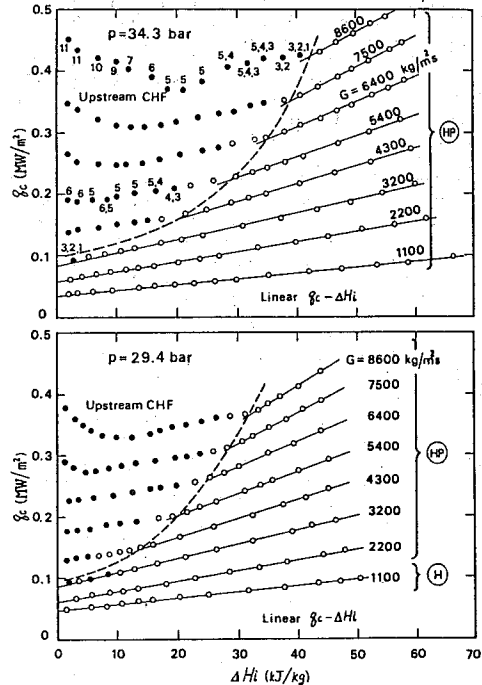


Figure 7 Critical heat flux q_c of R-12 for a tube of $d = 5$ mm and $l/d = 200$ (from [11]).

in channels with saturated inlet conditions is now assumed. Then, if l/d or l/\dot{d}_{he} is reduced extremely like figure 1(b), the flowing state will depart from the internal flow in channels, approaching the external flow boiling on a heated surface in a parallel flow of saturated liquid such as shown in figure 2(b). If so, the critical heat flux q_{co} should approach the prediction of equation (3) as l/d or l/\dot{d}_{he} is reduced, and a few examples of this fact have been shown in [4] for annuli and in [22] for rectangular ducts.

Generally speaking, however, the above transition of flowing state is not so simple, because it can be expected that not only l/\dot{d}_{he} but also other factors such as ρ_v/ρ_l , $\sigma\rho_l/G^2l$, χ_{ex} , etc. will affect the flow pattern. In addition, the ordinary concept of χ_{ex} defined for channel flows loses its physical meaning near the state of equation (3). In the study of reference [25], therefore, some experiments on CHF including the observations of flow patterns are made for annuli of very low l/\dot{d}_{he} , and tentative rules to predict the transition of flowing state are presented.

4.3 CHF for very high l/d or l/\dot{d}_{he} ratios

Limiting exit quality χ_{ex}^o . In the U.S.S.R., much interest has been centered around the idealized CHF curve as shown in figure 9(a), that is, the relation of q_c vs. χ_{ex} obtained under conditions of fixing p , d and G . In figure 9(a), the region II, where q_c changes with a constant value of exit quality χ_{ex}^o , can usually be measured under mixed inlet conditions ($\Delta H_i < 0$). More exactly, this is a phenomenon to be observed as a rapid fall of q_c in the vicinity of χ_{ex}^o as shown in figure 9(b), and therefore, χ_{ex}^o may be regarded as a somewhat ambiguous quantity.

In the study of reference [26], this limiting exit quality χ_{ex}^o is analyzed on the basis of the author's correlation equations of CHF described in

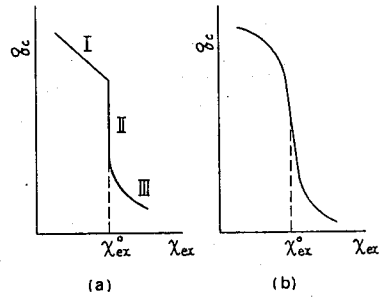


Figure 9 $q_c - \chi_{ex}$ curve and limiting exit quality χ_{ex}^o for fixed p , d and G .

Chapter 3. The results show that (i) the phenomenon of the limiting exit quality appears in H-regime, (ii) if experiments are made with subcooled inlet conditions, this phenomenon is to be observed in tubes of $l/d = 645$ or in annuli with inside heating of $l/\dot{d}_{he} = 432$, and (iii) χ_{ex}^o should be correlated by the following equations:

For tubes,

$$\chi_{ex}^o = 9.95 \left(\frac{p}{p_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2k_{rhe}d}\right)^{1/3} \quad (20)$$

For annuli with inside heating,

$$\chi_{ex}^o = 6.10 \left(\frac{p}{p_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2k_{rhe}}\right)^{1/3} \quad (21)$$

Figure 10 shows the comparison of the prediction of equation (20) with the data of χ_{ex}^o obtained for tubes with mixed inlet conditions. Figure 10(a) refers to the data for water obtained by Doroschuk et al. [27] along with a data for R-12 by Groeneveld [28], while figure 10(b) refers to the data for water by Morozov [29].

A special regime for extremely high l/d .

It is very difficult to make experiments of CHF for extremely long vertical tubes with subcooled inlet conditions. Fortunately, however, there are three valuable experimental studies performed by Hewitt [30], Campolunghi et al. [31] and Würtz [32] for vertical tubes of very high l/d ratios up to 800 to 983. Therefore, in the study of reference [26], the analysis of these data is made, disclosing that the author's correlation equations for CHF in H-regime cannot apply in the range of $l/d > 645$. It means that there is a special region of CHF for $l/d > 645$. Figure 11 is the CHF-regimes map given from the author's correlation equations for $\rho_v/\rho_l = 0.0484$, and the region above a horizontal broken line of $l/d = 645$ is the special region mentioned above (—, —, —, and — in figure 11 represent the range of experiments [30], [31] and [32]). It is

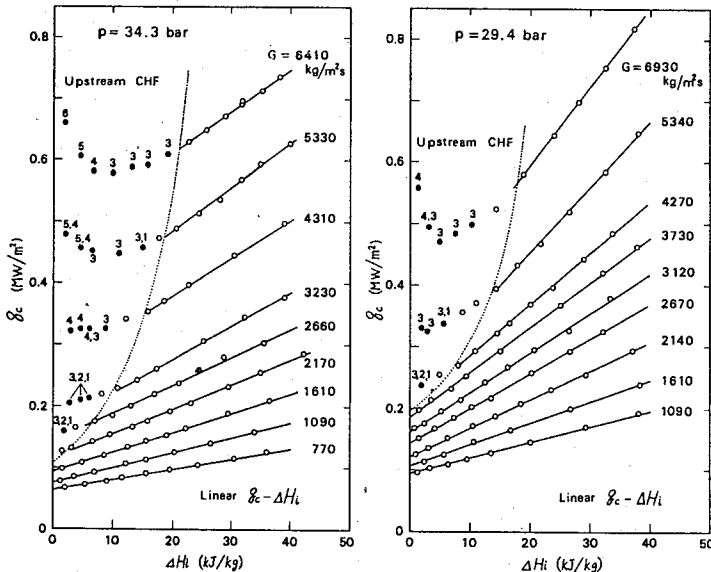


Figure 8 Critical heat flux q_c of R-12 for a tube of $d = 5$ mm and $l/d = 50$ (from [24]).

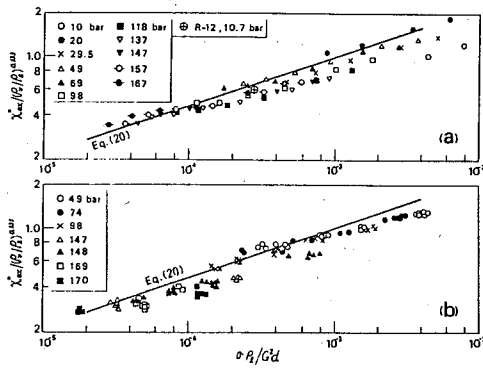


Figure 10 Comparison of the prediction of equation (20) with experimental data for χ_{ex} .

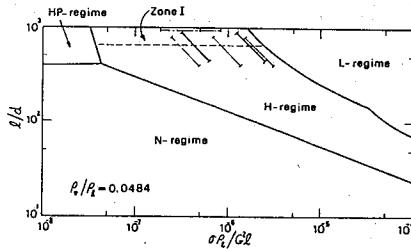


Figure 11 CHF-regime map for tubes in case of $\rho_v / \rho_l = 0.0484$.

of interest to note that this region presumably coincides with the region called by Hewitt [30] as 'zone I'. According to Bennett et al. [33], zone I is the region rarely entered, except with mixed inlet conditions, though it could be approached with very long tubes. This character is just the same as that of the special region mentioned above.

5. CHF IN FREE CONVECTION BOILING SYSTEMS OF INTERNAL FLOW

Finally, in order to get subsidiary informations relating to CHF mechanism, a few studies are made on CHF of free convection boiling in the uniformly heated channels submerged in a pool of saturated liquid [34-37]. From the results, the following conclusions may be drawn:

(i) As is well known, instabilities of flow are apt to take place in free boiling systems of internal flow.

(ii) However, in the special case such as that a heated vertical channel forms part of a close loop having throttle valves or orifices so as to suppress the flow instability, the mechanism to generate CHF is presumed to be the same as in the case of stable forced convection boiling (see the middle diagram of figure 11 in [25] referring to the data obtained by Barnard et al. [38] with a natural circulation loop).

(iii) On the other hand, when a heated vertical channel is submerged in a large pool of saturated liquid, the state of CHF seems quite different from that of (ii), exhibiting the behavior similar to the CHF in pool boiling. The data of CHF, which are obtained in the study of reference [37] for free convection boiling of water through

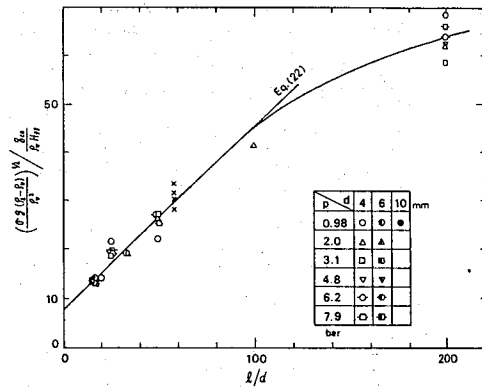


Figure 12 Generalized correlation of critical heat flux q_{CO} of saturated water of free convection through vertical tubes (from [37]).

vertical tubes, are plotted in figure 12. The straight line to correlate the data in the range of $l/d < 90$ is written as:

$$\frac{q_{CO}}{\rho_l \gamma_w} / \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} = 0.12 \frac{1}{1 + 0.048 l/d} \quad (22)$$

As l/d is reduced, equation (22) approaches the form similar to Kutateladze or Zuber correlation of CHF in pool boiling. According to [37], the data of helium boiling in vertical channels at and near atmospheric pressure are in fair agreement with the correlation curve in figure 12.

(iv) At the present stage, however, further studies are needed before the result of figure 12 becomes useful, because there are some data obtained for other fluids or for other geometries showing some deviations from the result of figure 12.

6. CONCLUSIONS

A comprehensive study of CHF has been made, giving a perspective upon CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical channels over a wide range of conditions, which will serve for advancing the systematic understanding of CHF.

REFERENCES

1. Katto, Y. and Ishii, K., Burnout in a high heat flux boiling system with a forced supply of liquid through a plane jet, in *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, vol. 1, pp. 435-440, 1978.
2. Katto, Y. and Haramura, Y., Effect of velocity (Weber number) on CHF of boiling on heated plates cooled by a plane jet, *18th National Heat Transfer Symp., Japan*, pp. 383-384, 1981.
3. Katto, Y. and Shimizu, M., Upper limit of CHF in the saturated forced convection boiling on a heated disk with a small impinging jet, *J. Heat Transfer, ASME*, vol. 101, pp. 265-269, 1979.
4. Katto, Y. and Kurata, C., Critical heat flux of saturated convective boiling on uniformly heated plates in a parallel flow, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 6, pp. 575-582, 1980.
5. Katto, Y., A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boil-

- ing in vertical uniformly heated round tubes, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.21, pp.1527-1542, 1978.
6. Katto, Y., A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes—a supplementary report, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.22, pp.783-794, 1979.
 7. Katto, Y., General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes with zero inlet subcooling, Int.J. Heat Mass Transfer, vol.23, pp.493-504, 1980.
 8. Katto, Y. An analysis of the effect of inlet subcooling on critical heat flux of forced convection boiling in vertical uniformly heated tubes, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.22, pp.1567-1575, 1979.
 9. Katto, Y., Critical heat flux of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes (Correlation of CHF in HP-regime and determination of CHF-regime map), Int.J.Heat Mass Transfer, vol.23, pp.1573-1580, 1980.
 10. Katto, Y., Toward the systematic understanding of CHF of forced convection boiling (Case of uniformly heated round tubes), in Heat Transfer in Energy Problems, Japan-U.S. Heat Transfer Joint Seminar, pp.53-60, 1980.
 11. Katto, Y. and Yokoya, S., CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes: Experimental study of HP-regime by the use of Refrigerant 12, to be published in Int. J. Multiphase Flow.
 12. Katto, Y., On the relation between critical heat flux and outlet flow pattern of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.24, pp.541-544, 1981.
 13. Bergles, A.E. and Suo, M., Investigation of boiling water flow regimes at high pressure, in Proceedings of the 1966 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, pp.79-99, 1966.
 14. Bennett, A.W., Hewitt, G.F., Kearsy, H.A., Keelys, R. K.F. and Lacey, P.M., Flow visualization studies of boiling at high pressure, Proc Instn Mech. Engrs, vol.180(3C), pp.260-270, 1965-66.
 15. Heat Transfer Section, Scientific Council, Academy of Sciences, U.S.S.R., Tabular data for calculating burnout when boiling water in uniformly heated round tubes, Thermal Engng, vol.23(9), pp.77-79, 1977.
 16. Katto, Y., On the heat-flux/exit-quality type correlation of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes, Int.J. Heat Mass Transfer, vol.24, pp.533-539, 1981.
 17. Ahmad, S.Y., Fluid to fluid modeling of critical heat flux: a compensated distortion model, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.16, pp.641-662, 1973.
 18. Shah, M.M., A generalized graphical method for predicting CHF in uniformly heated vertical tubes, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.22, pp.557-568, 1979.
 19. Shah, M.M., A general correlation for critical heat flux in annuli, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.23, pp.225-234, 1980.
 20. Katto, Y., Generalized correlations of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated annuli, Int. J. Heat Mass Transfer, vol.22, pp.575-584, 1979.
 21. Katto, Y., General features of CHF of forced convection boiling in vertical concentric annuli with a uniformly heated rod and zero inlet subcooling, Int.J.Heat Mass Transfer, vol.24, pp.109-116, 1981.
 22. Katto, Y., General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated rectangular channels, Int.J.Heat Mass Transfer, vol. 24, pp.1413-1419, 1981.
 23. Yoshida, S., Nishikawa, K., Yamada, A. and Ohno, M., Heat transfer to Freon near the critical pressure flowing in tubes (1st Report, Critical heat flux at high subcritical pressure), Prepr. JSME, No.810-17, pp.54-61, 1981.
 24. Katto, Y. and Ashida, S., CHF in high-pressure regime for forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes of low length-to-diameter ratio, to be published in Proc.7th Int.Heat Transfer Conf., 1982.
 25. Katto, Y. and Sanada, A., Critical heat flux for uniformly heated vertical channels with small heated length to heated equivalent diameter ratios, Prepr. JSME, No.810-12, pp.43-50, 1981.
 26. Katto, Y., A study on limiting exit quality of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical channels, to be published in J.Heat Transfer, ASME.
 27. Doroschuk, V.E., Levitan, L.L. and Lantzman, F.P., Investigation into burnout in uniformly heated tubes, ASME-Paper 75-WA/HT-22, 1975.
 28. Groeneveld, D.C., The occurrence of upstream dryout in uniformly heated channels, in Proc. 5th Int.Heat Transfer Conf., vol. IV, pp.265-269, 1974.
 29. Morozov, V.G., Investigation of limiting vapor qualities in the second boiling crisis, Heat Transfer-Soviet Research, vol.10(2), pp.58-69, 1977.
 30. Hewitt, G.F., Experimental studies on the mechanism of burnout in heat transfer to steam-water mixtures, in Proc.4th Int.Heat Transfer Conf., vol. VI, B6.6, 1970.
 31. Campolunghi, F., Cumo, M., Ferrari, G., Leo, R. and Vaccaro, G., Burn-out power in once-through tubular steam generators, in Proc.5th Int. Heat Transfer Conf., vol. IV, pp.280-284, 1974.
 32. Wurtz, J., An experimental and theoretical investigation of annular steam-water flow in tubes and annuli at 30 to 90 bar, Risø National Laboratory, Risø Report No.372, 1978.
 33. Bennett, A.W., Hewitt, G.F., Kearsy, H.A., Keelys, R. K.F. and Pulling, D.J., Studies of burnout in boiling heat transfer, Trans. Instn Chem. Engrs, vol.45, pp.T319-T333, 1967.
 34. Katto, Y., Generalized correlations of critical heat flux in natural convection boiling within confined channels, Trans. JSME, vol.44, pp.3908-3911, 1978.
 35. Katto, Y. and Koshi, Y., Critical heat flux of saturated natural convection boiling in a space bounded by two horizontal co-axial disks and heated from below, Int.J. Multiphase Flow, vol.5, pp.219-224, 1979.
 36. Katto, Y. and Kurosaka, T., Critical heat flux of natural convection boiling in vertical annular channels, 16th National Heat Transfer Symp., Japan, pp.280-282, 1979.
 37. Katto, Y. and Kawamura, S., Critical heat flux of saturated free convection boiling through uniformly heated vertical tubes, to be published in Trans. JSME, vol.47-B, No.423, 1981.
 38. Barnard, D.A., Dell, F.R. and Stinchcombe, R.A., Dryout at low mass velocities for an upward boiling flow of Refrigerant-113 in a vertical tube, UKAEA, AERE-R 7726, 1974.

CHF IN HIGH-PRESSURE REGIME FOR FORCED CONVECTION BOILING IN UNIFORMLY HEATED VERTICAL TUBES OF LOW LENGTH-TO-DIAMETER RATIO

Y. Katto and S. Ashida

Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo
Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

ABSTRACT

An experimental study is attempted on the critical heat flux (CHF) of flow boiling of R-12 in a 5-mm dia. tube under somewhat particular conditions of vapor/liquid density ratios $\rho_v/\rho_l = 0.305$ - 0.109 and a length-to-diameter ratio $l/d = 50$ such as encountered in the studies of helium boiling. The mass velocity G ranges from 700 to 7000 kg/m²s and the inlet subcooling enthalpy ΔH_i from 0 to 40 kJ/kg. Anomalous, upstream CHF is observed at high pressures in a limited range of low inlet subcooling when the mass velocity is very high. As for the CHF of regular type originating CHF conditions at the exit end of heated tube, the data obtained suggest the availability of both generalized correlations recently proposed by Katto and by Shah, but further studies are needed, particularly on the criterion for the onset of high-pressure regime in the range of low length-to-diameter ratios.

1. INTRODUCTION

At extraordinarily high pressures, critical heat flux (CHF) of the flow boiling in a tube with high mass velocities exhibits different characters from those observed at moderate and low pressures. This fact was found through the pioneer studies of Peskov et al. [1], Becker et al. [2] and others, and correlation equations capable of predicting CHF with high accuracy for boiling water in high-pressure regime have been presented by Peskov [1], Lee [3], Becker [2], and Bowling [4].

Meanwhile, two generalized correlations of CHF were recently proposed by Katto [5-7] through a formulation method and by Shah [8] through a graphic method, including the above-mentioned high-pressure regime. In the former, it is assumed that within the region on the RHS of a heavy line in figure 1, if $\sigma \rho_l / G^2 l$ (where σ : surface tension, G : mass velocity, and l : heated tube length) is less than the indicated value, then CHF in high-pressure regime takes place (the basis of this criterion will be described later in Chapter 4), while in the latter, high-pressure regime is assumed to appear at the reduced pressure $p_r > 0.6$ ($p > 133$ bar, or $\rho_v/\rho_l > 0.13$, in case of water).

As for the existing data of CHF at high pressures, they are mostly concerned with water [1,2,9-13] and helium [14-16], and if the range of $\rho_v/\rho_l > 0.14$ is now considered, it may be noted from

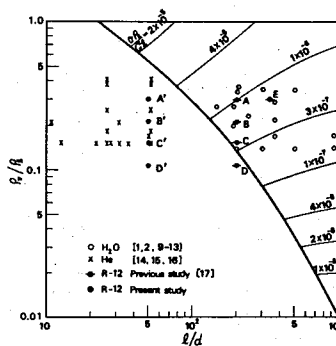


Figure 1 Experimental conditions

figure 1 that water data denoted by \circ are confined to the range of length-to-diameter ratio $l/d > 100$, while helium data denoted by \times to the range of $l/d \leq 50$ (Peskov et al. [1] presented water data for $l/d < 100$, but they are not systematic data as to the effects of G and inlet subcooling enthalpy ΔH_i on CHF). Besides, the helium data mentioned above do not exhibit the special character such as that of water in high-pressure regime.

Recently, Katto and Yokoya [17], making experiments of flow boiling of R-12 under the conditions of A, B, C, D and E in figure 1, reported that (i) when G is very high, an anomalous, upstream CHF takes place near $\Delta H_i = 0$, extending its territory as ρ_v/ρ_l increases, and (ii) the regular CHF, which generates CHF conditions at the tube exit, agrees fairly well with the predictions of the Katto and the Shah correlations.

In this study, with a purpose to get CHF data of R-12 in the range of low l/d ratios, experiments are made under the conditions of A', B', C' and D' in figure 1 ($l/d = 50$, $\rho_v/\rho_l = 0.306$, 0.214 , 0.153 and 0.109), employing a 5-mm ID test tube with $G = 700$ - 7000 kg/m²s.

2. EXPERIMENTAL APPARATUS AND CHF DATA OBTAINED

Experimental apparatus. Figure 2 illustrates schematically the experimental apparatus, which is nearly the same as that employed in the previous study [17]. A part of the test liquid flowing out of a circulating pump, passes through flow meters

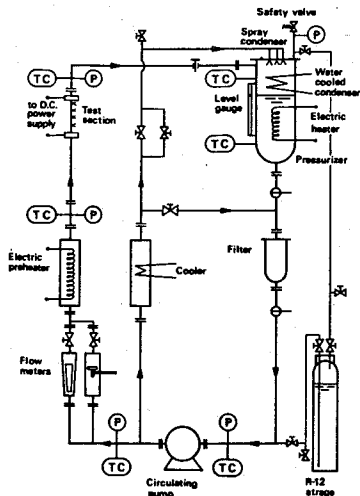


Figure 2 Experimental apparatus (P: pressure gauge, and TC: thermocouple)

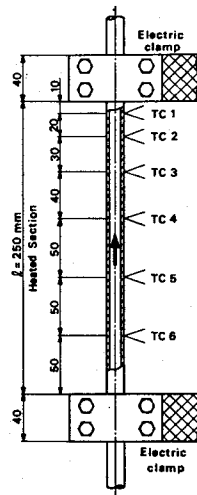


Figure 3 Positions of thermocouples on the heated section of the test tube.

and an electric preheater successively to enter the test section with a prescribed subcooling, and the vapor and liquid leaving the test section are condensed and cooled by the spray and the water cooled condensers equipped in a pressurizer. The system pressure is kept at a prescribed value by adjusting the temperature of the saturated liquid in the pressurizer.

The test tube employed is a stainless steel tube of ID 5 mm, wall thickness 1 mm, length about 1000 mm, and insulated outside by glass wool. The

downstream quarter (length 250 mm) of the test tube is heated by direct passage of a D.C. current. As is seen in figure 2, a thermocouple (TC) and a pressure gauge (P) are equipped near the entrance of the test tube, and the temperature and pressure drops over the unheated section from this position to the inlet of the heated section are estimated to be less than 0.5°C and less than 2.2 % of the system pressure respectively within the experimental range. Therefore, the readings of the above-mentioned thermocouple and pressure gauge are taken for the values at the inlet of the heated section.

On the outer wall of the heated section, 0.1-mm dia. Chromel-Alumel thermocouples are mounted at the six positions shown in figure 3. A CHF-detector is set to operate automatically for shutting off the D.C. current when the thermocouple TC1 near the exit end of heated section detects the wall temperature rise higher than the saturation temperature plus 60°C. In addition, temperatures of thermocouples TC2-TC6 are also measured to detect upstream CHF when it occurs.

Experimental data of CHF. All the CHF data obtained are presented in figure 4a and 4b, showing the variation of critical heat flux q_c with inlet subcooling enthalpy Δh_i for fixed p and G ($p = 34.3, 29.4, 24.5$ and 19.6 bar correspond to $\rho_D/\rho_L = 0.306, 0.214, 0.153$ and 0.109 respectively for R-12).

In figure 4, the data point denoted by o (or partly by ϕ to avoid confusion) represents the regular CHF, which is always detected by the thermocouple TC1 near the exit end of test tube, while the data point denoted by \bullet represents the anomalous, upstream CHF, which generates its CHF conditions at a position upstream the tube exit. The number of the thermocouple (see figure 3), with which critical conditions are detected first, is indicated just above the \bullet data point.

Solid lines in each diagram of figure 4 show the linear relationship found between q_c and Δh_i for fixed G , and the left ends of these lines are bounded by a dotted curve. Since the anomalous, upstream CHF takes place in the region on the LHS of the dotted curve, this region will be called the anomalous region in contrast with the regular region occupying the remaining part. In the regular region, broken curves ($G = 1100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ at $p = 24.5$ bar, and $G = 1100\text{-}4420 \text{ kg/m}^2\text{s}$ at $p = 19.6$ bar) represent the family of data characterized by its nonlinear relationship between q_c and Δh_i .

3. ANOMALOUS CHF (UPSTREAM CHF)

Slow mode of wall temperature rise. For the variation of steady-state wall temperature T_w measured when heat flux q is raised gradually step by step until the onset of CHF conditions, typical examples are shown in figure 5.

First, (a) in figure 5 refers to the case of regular CHF, where T_w is the wall temperature measured by the thermocouple TC1. As q is increased, a gradual rise of T_w continues until q arrives at the point A, when a very rapid, unsteady, temperature excursion takes place exceeding $T_w - T_s = 60^\circ\text{C}$ to start the CHF-detector. Next, (b) in figure 5 shows an example observed for anomalous CHF.

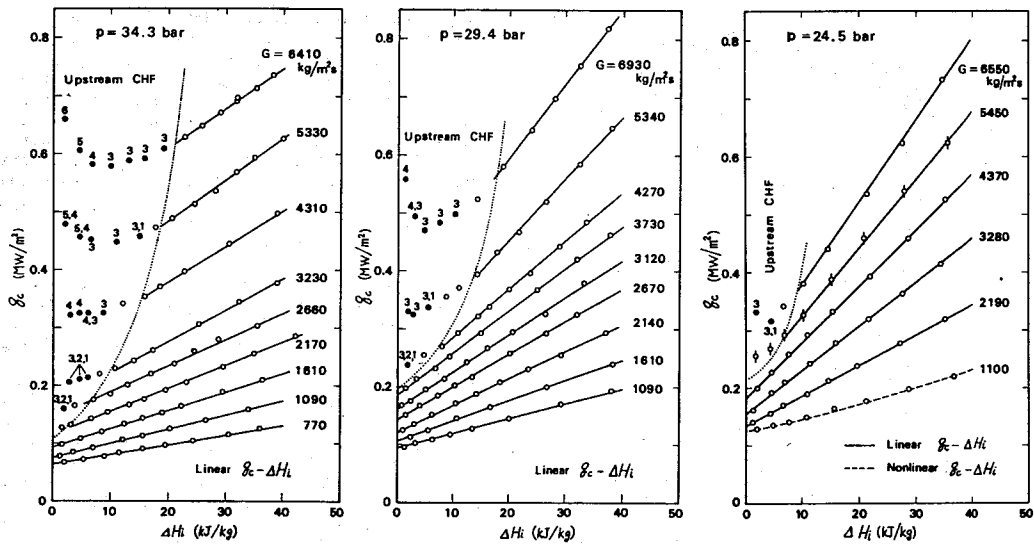


Figure 4a Experimental results of CHF (R-12, $d = 5$ mm, $l = 250$ mm).

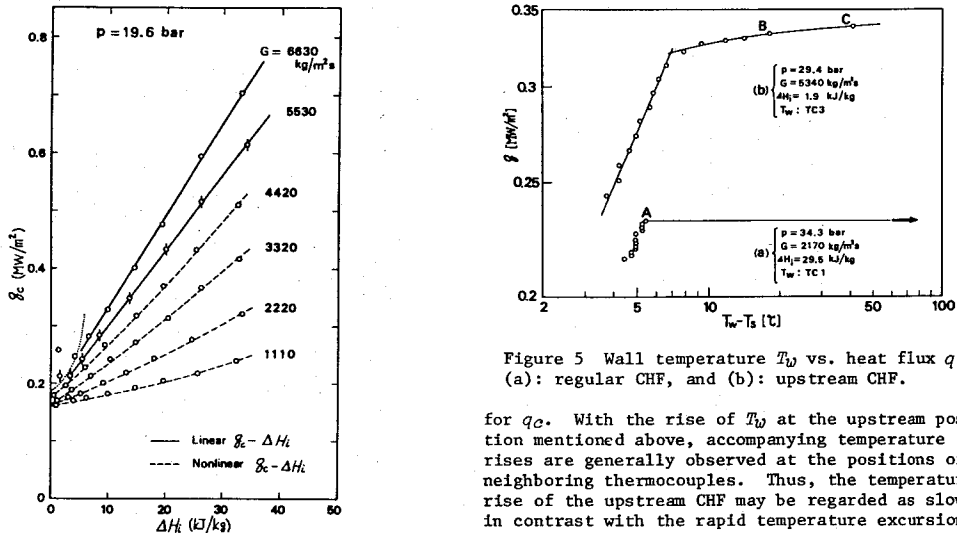


Figure 4b Experimental results of CHF (R-12, $d = 5$ mm, $l = 250$ mm).

Figure 5 Wall temperature T_w vs. heat flux q_c . (a): regular CHF, and (b): upstream CHF.

where T_w is the reading of the thermocouple TC3 located 60 mm upstream from the tube exit. In this case, the first stage with a gradual rise of T_w is followed by the second stage with a very rapid rise of T_w passing points B and C. However, even at the points B and C with very high magnitude of $T_w - T_s$, no temperature excursion takes place, and accordingly, we are obliged to determine the value of CHF with certain ambiguities. In this study, the heat flux at the point B has been temporarily taken

for q_c . With the rise of T_w at the upstream position mentioned above, accompanying temperature rises are generally observed at the positions of neighboring thermocouples. Thus, the temperature rise of the upstream CHF may be regarded as slow in contrast with the rapid temperature excursion of the regular CHF, although the mechanism is not yet revealed.

Extent of anomalous region. Having an anomalous and a regular region, the experimental results of figure 4 are similar to those obtained in the previous study [17] for flow boiling of R-12 in a 5-mm ID tube with $l/d = 200$ under conditions of A, B, C and D of figure 1. However, as compared with the case of $l/d = 200$, the extent of the anomalous region in figure 4 is considerably small and reduces very rapidly with decreasing pressure. Thus, it may be concluded that the upstream CHF observed at high ρ_D/ρ_L and G with sub-cooled inlet condition weakens as l/d is reduced.

4. DATA ANALYSIS OF REGULAR CHF

Apparent character of CHF data. Critical heat flux q_c for an inlet subcooling enthalpy ΔH_i is now written as

$$q_c = q_{\infty} \left(1 + K \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right) \quad (1)$$

where H_{fg} is the specific latent heat of evaporation. q_{∞} and K on the RHS of equation (1) can be evaluated for each family of data with a linear $q_c - \Delta H_i$ relationship in figure 4. For the data group with a nonlinear relationship, q_{∞} is evaluated by the extrapolation as $\Delta H_i \rightarrow 0$, and K can be determined approximately through an average gradient because of weak nonlinearity in the case of figure 4. For q_{∞} and K , the following three trends are readily observed from figure 4: (i) q_{∞} increases with G at high p , while it is nearly constant independently of G at low p , (ii) K hardly changes with G at high p , while it increases with

G at low p , and (iii) the relationship between q_c and ΔH_i is linear at high p , but it turns into nonlinear as p is reduced.

Comparison with Katto correlation. In the Katto generalized correlation [7], q_{∞} on the RHS of equation (1) is empirically correlated by classifying CHF into four characteristic regimes called L, H, N and HP. Broadly speaking, L-, H- and N-regime correspond to dispersed (or annular), spray annular, and froth (or bubbly) flow at tube exit respectively, and HP-regime is the high-pressure regime which invades N-regime as $\rho v/\rho_l$ increases. Next, K on the RHS of equation (1) is derived theoretically from the above-mentioned correlation equations of q_{∞} by employing the boiling length concept, except for N-regime which is characterized by nonlinear $q_c - \Delta H_i$ relationship (cf. [5]).

From the correlation equations of q_{∞} and K thus determined, those necessary below are listed in table 1, and figure 6 illustrates the mutual relations between equations (2) to (5) for fixed $\rho v/\rho_l$ and l/d . Equation (3) crosses equation (2) at an open circle point, while equation (5) crosses equation (2) at a solid circle point P. For a given l/d ratio, equation (4) fixes the value of $\sigma p_l/G^2 l$ or the lateral position of the vertical broken line A-A, and thereby the prediction of equation (3) is divided into two parts, H- and N-regime. Generally, the point P is located on the RHS of A-A for high $\rho v/\rho_l$ ratios (see the upper diagram of figure 6), while the point P

Table 1 Correlation equations of q_{∞} and K .

H- and N-regime :

$$\frac{q_{\infty}}{G l} = 0.10 \left(\frac{\rho v}{\rho_l} \right)^{0.133} \frac{\sigma p_l^{1/3}}{(G^2 l)} \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (2)$$

$$\frac{q_{\infty}}{G l} = 0.098 \left(\frac{\rho v}{\rho_l} \right)^{0.133} \frac{\sigma p_l^{0.433}}{(G^2 l)^{0.27}} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (3)$$

Boundary dividing Eq. (3) into H- and N-regime is given by

$$\frac{\sigma p_l}{G^2 l} = \left(\frac{0.77}{l/d} \right)^{2.70} \quad (4)$$

HP-regime :

$$\frac{q_{\infty}}{G l} = 0.0384 \left(\frac{\rho v}{\rho_l} \right)^{0.60} \frac{\sigma p_l^{0.173}}{(G^2 l)} \frac{1}{1 + 0.280 \frac{\sigma p_l^{0.233} l}{G^2 l}} \quad (5)$$

From Eq. (2), $K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(\rho v/\rho_l)^{0.133} (\sigma p_l/G^2 l)^{1/3}} \quad (6)$

From Eq. (5), $K = 1.12 \frac{1.52 (\sigma p_l/G^2 l)^{0.233} + d/l}{(\rho v/\rho_l)^{0.60} (\sigma p_l/G^2 l)^{0.173}} \quad (7)$

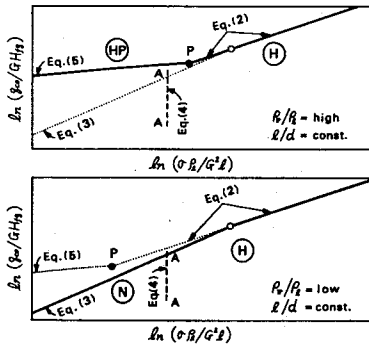


Figure 6 Criterion for the onset of HP- and N-regime.

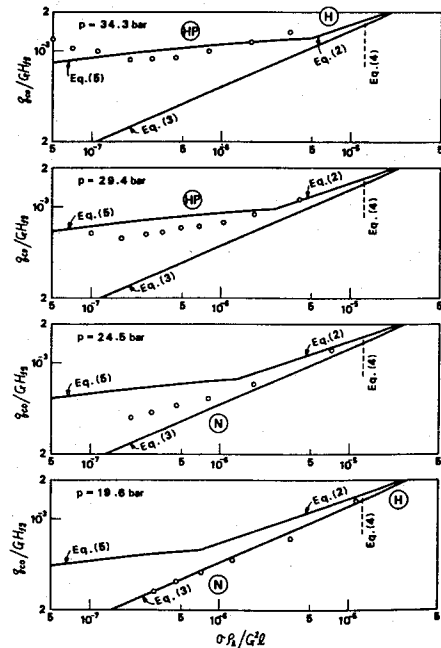


Figure 7 Comparison between the measured and predicted q_{∞} (regular CHF, R-12, $d = 5$ mm, $l = 250$ mm).

moves to the LHS of A-A for low ρ_0/ρ_L ratios (see the lower diagram). Then, it is assumed in Katto correlation that under the upper diagram condition, HP-regime of equation (5) is realized [the dotted line of equation (3) is imaginary], while under the lower diagram condition, N-regime of equation (3) appears [the dotted line of equations (2) and (5) is imaginary]. The boundary line of HP-regime shown in figure 1 has been determined from the condition of coincidence of lateral coordinates between P and A-A in figure 6.

Now, figure 7 shows the comparison between the measured q_{CO} and the prediction of equations (2) to (5) in the same form as in figure 6. It is noted that data points appear near the prediction of equation (5) for HP-regime at $p = 34.3$ bar, while they agree with the prediction of equation (3) for N-regime at $p = 19.6$ bar, with a transitional trend between HP- and N-regime at intermediate pressures. Next, figure 8 shows the comparison between the measured K and the prediction of equations (6) and (7). It is noted again that data points are near the prediction of equation (7) for HP-regime at $p = 34.3$ bar, and have a trend to approach N-regime with reducing pressure. It may be of use to add that according to the previous study [17], if $q_C - \Delta h_i$ relationship is approximately linear in N-regime, the data of K have a trend to appear near the prediction of equation (6).

A question. The results of figures 7 and 8 indicate that the trends of CHF data (i) and (ii) pointed out at the beginning of this chapter can be

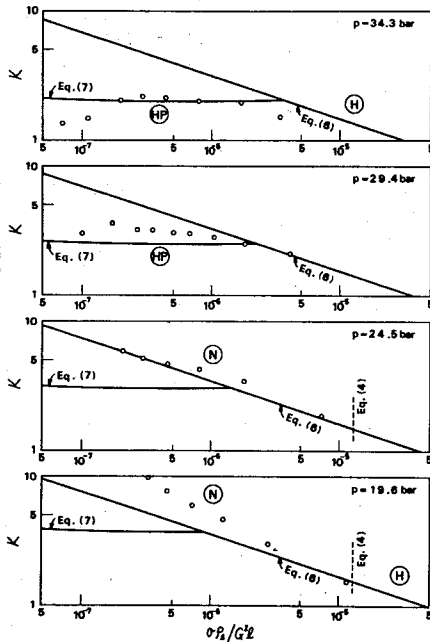


Figure 8 Comparison between the measured and predicted K (regular CHF, R-12, $d = 5$ mm, $l = 250$ mm).

explained satisfactorily by the correlation equations (3) and (5) for q_{CO} , and (6) and (7) for K . In addition, the fact disclosed in figures 7 and 8 that N-regime becomes predominant as p is reduced, agrees well with the trend (iii), because N-regime is the regime characterized by nonlinear $q_C - \Delta h_i$ relationship.

However, there remains a question. At $p = 34.3$ bar in figure 7, the intersecting point of equations (2) and (5) is situated on the LHS of the lateral position of the vertical broken line [equation (4)], and nevertheless, the measured q_{CO} exhibits the character of HP-regime, contradicting the criterion for the onset of HP-regime that P must be located on the RHS of A-A in figure 6. Meanwhile, for the experiments of liquid helium made under conditions denoted by x in figure 1, the measured q_{CO} is compared with the prediction of equations (2) to (5) giving the results of figure 9, where data points are located near the prediction of equation (3) for N-regime in accord with the criterion of figure 6. Accordingly, fur-

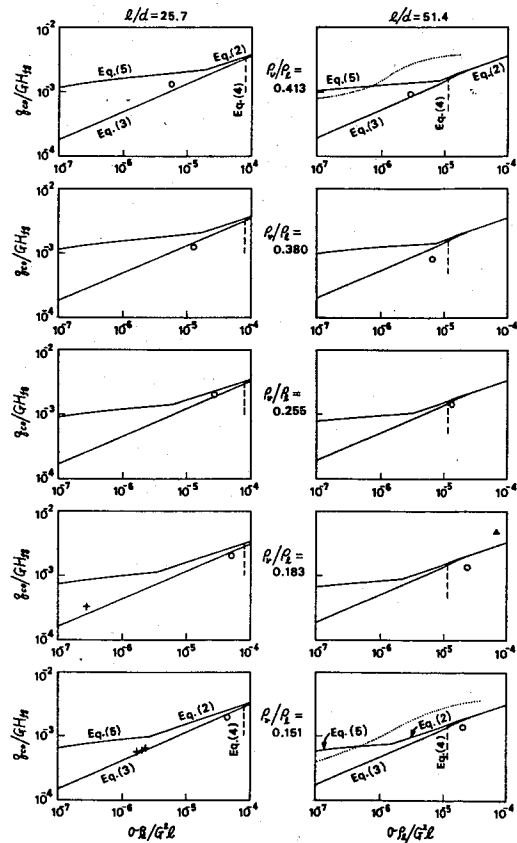


Figure 9 Comparison between q_{CO} data obtained for helium (\circ [14], $+$ [15], Δ [16]) and the prediction (—: Katto [7],: Shah [8]).

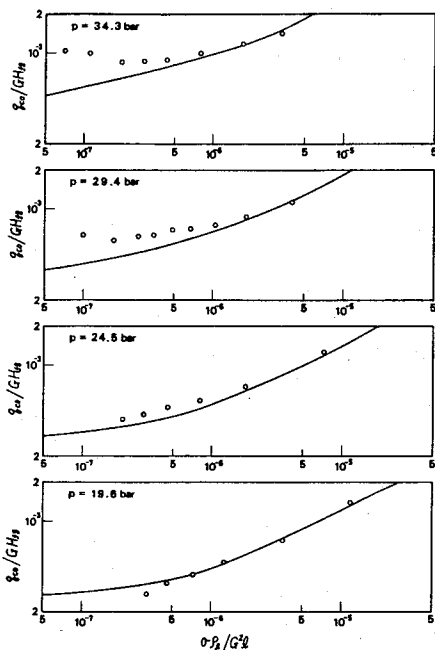


Figure 10 Comparison of the measured q_{00} with the prediction of Shah correlation (regular CHF, R-12, $d = 5$ mm, $l = 250$ mm).

ther studies are needed particularly on the criterion for the onset of HP- and N-regime.

Comparison with Shah correlation. In figure 10, solid curves represent the prediction of q_{00} derived from Shah graphic correlation for R-12, $d = 5$ mm, $l = 250$ mm and $\Delta H_i = 0$, while the data points are quite the same as those in figure 7. In Shah correlation, the region of reduced pressure $p_r > 0.6$ is regarded as high-pressure regime, and it corresponds to $p > 24.5$ bar in the case of figure 10. It is noted from figure 10 that the experimental results agree fairly well with the prediction. To see more minutely, however, differences in trend are noticed between the data points and the prediction in the range of low $\sigma_l / G^2 l$, not only at high pressures (see $p = 34.3$ bar) but also at low pressures (see $p = 19.6$ bar). In addition, Shah correlation, established with no data of helium, predicts q_{00} for helium as shown by dotted curves in figure 9. Therefore, further studies seem to be necessary in this case too.

REFERENCES

1. Peskov, O.L., Subbotin, V.I., Zenkevich, B.A. and Sergeyev, N.D., The Critical Heat Flux for the Flow of Steam-Water Mixtures through Pipes, in Progress of Heat Transfer and Hydraulics of

- Two-Phase Media, ed. S.S. Kutateladze, pp.48-62, Pergamon Press, Oxford, 1969.
2. Becker, K.M., Djursing, D., Lindberg, K., Eklind, O. and Österdahl, C., Burnout Conditions for Round Tubes at Elevated Pressure, in Progress in Heat and Mass Transfer, vol.6, pp.55-74, Pergamon Press, Oxford, 1972.
3. Lee, D.H., Studies of Heat Transfer and Pressure Drop Relevant to Sub-Critical Once-Through Evaporators, IAEA-SM-130/56, Int. Atomic Energy Agency, Vienna, 1970.
4. Bowling, R.W., A Simple but Accurate Round Tube Uniform Heat Flux, Dryout Correlation over the Pressure Range 0.7-17 MN/m² (100 - 2500 psia), AEEW-R 789, 1972.
5. Katto, Y., A Generalized Correlation of Critical Heat Flux for the Forced Convection Boiling in Vertical Uniformly Heated Round Tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, vol.21, pp.1527-1542, 1978.
6. Katto, Y., General Features of CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes with Zero Inlet Subcooling, Int. J. Heat Mass Transfer, vol.23, pp.493-504, 1980.
7. Katto, Y., Critical Heat Flux of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes (Correlation of CHF in HP-regime and Determination of CHF-regime Map), Int. J. Heat Mass Transfer, vol.23, pp.1573-1580, 1980.
8. Shah, M.M., A Generalized Graphical Method for Predicting CHF in Uniformly Heated Vertical Tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, vol.22, pp.557-568, 1979.
9. Thompson, B. and Macbeth, R.V., Boiling Water Heat Transfer Burnout in Uniformly Heated Round Tubes: A Compilation of World Data with Accurate Correlations, AEEW-R 356, 1964.
10. Chojnowski, B. and Wilson, P.W., Critical Heat Flux for Large Diameter Steam Generating Tubes with Circumferentially Variable and Uniform Heating, Heat Transfer 1974, vol. IV, pp.260-264, 1974.
11. Watson, G.B. and Lee, R.A., Critical Heat Flux in Inclined and Vertical Smooth and Ribbed Tubes, Heat Transfer 1974, vol. IV, pp.275-279, 1974.
12. Campolunghi, F., Cumo, M., Ferrari, G., Leo, R. and Vaccaro, G., Burn-out Power in Once-Through Tubular Steam Generators, in Heat Transfer 1974, vol. IV, pp.280-284, 1974.
13. Doroshuk, V.E., Levitan, L.L. and Lantzman, F.P., Investigation into Burnout in Uniformly Heated Tubes, ASME-Paper No.75-WA/HT-22, 1975.
14. Ogata, H. and Sato, S., Critical Heat Flux for Two-Phase Flow of Helium I, Cryogenics, vol.13, pp.610-611, 1976.
15. Giarratano, P.J., Hess, R.C. and Jones, M.C., Forced Convection Heat Transfer to Subcritical Helium I, Adv. Cryogen. Engng., vol.19, pp.404-416, 1974.
16. Keilin, V.E., Kovalev, I.A., Likov, V.V. and Pozonkov, Forced Convection Heat Transfer to Liquid Helium I in the Nucleate Boiling Region, Cryogenics, vol.15, pp.141-145, 1975.
17. Katto, Y. and Yokoya, S., CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes: Experimental Study of HP-regime by the Use of Refrigerant 12, Int. J. Multiphase Flow, to be published.

CRITICAL HEAT FLUX IN FORCED CONVECTIVE FLOW

Y. Katto

Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

ABSTRACT

With a long-range target to get a coherent understanding of CHF phenomenon, a brief review of the recent studies on CHF is attempted laying emphasis on the CHF mechanism. In this paper, boiling is divided into two main types, that is, external and internal flow boilings. Current knowledges of CHF mechanism are then outlined through a most outstanding fundamental boiling system for each of the two main types: (a) CHF on a uniformly heated horizontal cylinder in the cross flow of a saturated liquid; and (b) CHF in a forced flow through a uniformly heated vertical tube with subcooled inlet.

NOMENCLATURE

C = droplet concentration in vapor core flow
 C_{eq} = value of C at hydrodynamic equilibrium
 d = diameter
 d_{he} = heated equivalent diameter of annulus
 D = droplet deposition rate
 E = droplet entrainment rate
 g = gravitational acceleration
 G = $u\rho_l$, or average mass velocity in tube
 G_{LF} = superficial mass velocity of liquid film flow
 H_{fg} = latent heat of evaporation
 ΔH_i = inlet subcooling enthalpy (positive for subcooled inlet)
 k_d = deposition mass transfer coefficient
 l = length of heated section
 q = heat flux
 q_c = critical heat flux
 q_{co} = value of q_c for saturated boiling or $\Delta H_i = 0$
 u = bulk liquid velocity in external flow
 u_l = liquid velocity
 u_v = vapor velocity
 z = distance along tube axis
 δ = liquid film thickness
 λ = wave length
 ρ_l = density of liquid
 ρ_v = density of vapor
 σ = surface tension
 τ_i = interfacial shear stress
 χ = local quality at z
 χ_{ex} = exit quality at CHF condition
 χ_{ex}^* = limiting exit quality

INTRODUCTION

Critical heat flux (CHF) is a phenomenon that is practically important for many industrial devices such as nuclear reactors, steam generators, superconducting magnets, electronic equipments, rocket engines and so on. Accordingly, among the studies which have been published since Nukiyama's discovery of this phenomenon (1), those on internal flow CHF far outnumber those on external flow CHF. As a necessary consequence, there are many review papers or books (2-12) on the former studies, but almost nothing on external flow CHF except those of Cambill (13) and Bergles (14) associated with pool boiling CHF. However, this one-sided trend seems

unsound causing the delay of the scientific elucidation of CHF mechanism.

In this paper, a critical review of recent studies will be presented with special reference to the fundamental mechanism of CHF. For the sake of clarity as well as due to space limitation, the description will be made through a horizontal cylinder in the cross flow of a saturated liquid, chosen as a most outstanding system of external flow boiling, and a forced flow in a vertical tube with subcooled inlet, chosen as a representative system of internal flow. Uniform heating, steady flow, and sufficient wall thickness are also assumed.

EXTERNAL FLOW (CYLINDER IN CROSS FLOW)

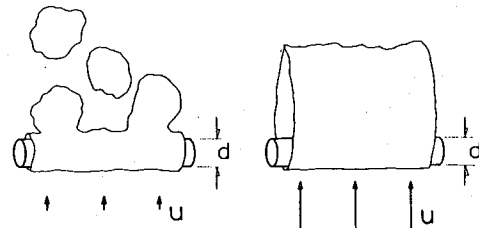
EXPERIMENTAL FACTS

Cochran and Andracchio (15) observed that with increasing the bulk liquid velocity u , two typical flow patterns illustrated in Fig.1 appear in relation to the removal of vapor. McKee and Bell (16) suggested that the decrease of the heater diameter d , fixing u , also causes the flow pattern transition from (a) to (b) in Fig.1. Hasan, M.Z. et al. (17) performed experiments for $u < 0$ as well as $u > 0$, showing that CHF becomes equal for $u \lesssim 0$ at high $|u|$. Hasan, M.M. et al. (18) measured CHF on a heated cylinder with unheated satellite cylinders in various arrangements, clarifying that CHF at very low u is nearly equal to that of a single cylinder; and CHF at high u only differs from that of a single cylinder when the heated cylinder is in the wake of an unheated cylinder.

Hasan, M.Z. et al. (17) correlated CHF data measured at high u for $\rho_v/\rho_l = 0.000624 - 0.00489$ to give the following generalized correlation:

$$\frac{q_{co}}{G_{LF}} = 0.000292 + 0.00477 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} \quad (1)$$

where $G = u\rho_l$. Yilmaz and Westwater (19) measured CHF at high u for $\rho_v/\rho_l = 0.00489$, showing the relation:



(a) Pool and intermediate flow boiling with bubble-like escape flow of vapor
 (b) Forced convective boiling with sheet-like escape flow of vapor

Fig.1 Saturated boiling near CHF.

$$\frac{q_{CO}}{GH_{FB}} = \left(\frac{\sigma_l}{\rho_l^2 d}\right)^{0.26} \quad (2)$$

It is added here that Katto and Kurata (20) measured CHF on a heated plate in a parallel flow for $\rho_v/\rho_l = 0.000624$ and 0.00489 , yielding the correlation:

$$\frac{q_{CO}}{GH_{FB}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.559} \left(\frac{\sigma_l}{\rho_l^2 l}\right)^{0.264} \quad (3)$$

where l is the length of the heated plate.

PRESUMABLE MECHANISM OF CHF

Some different mechanism have been postulated for the CHF in forced convective boiling. For CHF in the case of Fig.1(a), Cochran and Andracchio (15) assume the additive effect of forced convection heat transfer on pool boiling CHF. For the case of Fig.1(b), Vliet and Leppert (21) assume the deficiency of liquid at the rear portion of the cylinder covered with a two-phase boundary layer flow. Lienhard and Eichhorn's mechanical energy stability criterion (22) will be referred to later. Kutateladze and Leont'ev (23) propose a CHF mechanism based on the analogy to the transpired boundary layer separation.

On reflection, however, pool boiling takes place with external flow. Thus we can have two different standpoints for CHF on cylinders in a cross flow: one assuming a mechanism different from that of pool boiling, and the other assuming a common cause. Now, the possibility of the latter view will be examined briefly by extending the Kutateladze's view (24) that the CHF in saturated pool boiling is of hydrodynamic origin. The physical quantities to be considered at present are the vapor velocity $q_{CO}/\rho_v H_{FB} g$, the liquid velocity u , the cylinder diameter d , the densities ρ_v and ρ_l connected with inertial force, the dynamic viscosities μ_v and μ_l connected with viscous force, the surface tension σ connected with interfacial force, and the buoyancy $g(\rho_l - \rho_v)$ connected with gravitational force. Thus dimensional analysis yields

$$\frac{q_{CO}}{\rho_v H_{FB} u} = f\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{\rho_l u^2 d}{\sigma}, \frac{\mu(\rho_l - \rho_v)d}{\rho_l \mu^2}, \frac{\mu_v}{\mu_l}, \frac{\rho_l u d}{\mu_l}\right) \quad (4)$$

If one considers the case of negligibly small effects of viscosity for simplicity's sake, equation (4) results in **Pool boiling** by eliminating u from equation (4)

$$\frac{q_{CO}}{\rho_v H_{FB}} \sqrt{\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v}} = f\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, d'\right) \quad (5)$$

Intermediate flow boiling

$$\frac{q_{CO}}{\rho_v H_{FB}} \sqrt{\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v}} = f\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, d', u'\right) \quad (6)$$

Forced flow boiling by eliminating g from equation (4)

$$\frac{q_{CO}}{GH_{FB}} = f\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{G^2 d}{\sigma \rho_l}\right) \quad (7)$$

where $d' = d/\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$, $u' = u/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2}$, and $G = u\rho_l$. Equation (5) is similar in form to the Kutateladze correlation of pool boiling CHF, while equation (7) seems likely to accord with empirical equations (1)-(3) of forced flow CHF.

EXTENSION OF POOL BOILING CHF MODEL TO FORCED FLOW

According to Disselhorst et al. (25), existing models of pool boiling CHF are classified into two main concepts: hydrodynamic instability model and vapor blanketing model. Roughly speaking, the latter model

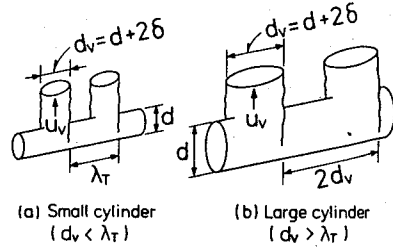
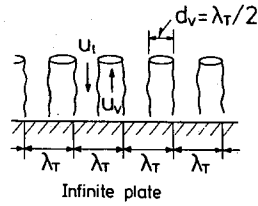


Fig.2 Vapor removal configuration assumed near CHF.

has some difficulties in theoretical treatment, while the former one seems elegant theoretically and most widely accepted.

Helmholtz Instability

As is well known, the wave motion of wavelength λ on an interface of a vapor and liquid with a relative velocity $u_v + u_l$ travels with the following velocity c :

$$c = + \sqrt{\frac{1}{\rho_l + \rho_v} \frac{2\sigma}{\lambda} - \frac{\rho_l \rho_v}{(\rho_l + \rho_v)^2} (u_v + u_l)^2} \quad (8)$$

and the so-called critical wavelength λ_H for $c = 0$ is

$$\lambda_H = 2\sigma \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{1}{\rho_v}\right) \frac{1}{(u_v + u_l)^2} \quad (9)$$

Thus the following theorems¹ come out of these two equations:

Theorem I (for a given $u_v + u_l$)

(i) If there is a stable interface for a given $u_v + u_l$, it must be constrained to be subject to the disturbance of wavelength $\lambda < \lambda_H$.

(ii) If an interface is subject to the disturbance of wavelength $\lambda > \lambda_H$, it is always unstable, possibly collapsing with the most dangerous wavelength.

Theorem II (for a given λ_0)

If an interface is subject to the disturbance of wavelength λ_0 , it is stable when $u_v + u_l$ is less than, and unstable when $u_v + u_l$ is higher, than the value predicted by equation (9) with $\lambda_H = \lambda_0$.

Instability Model For Pool Boiling

The upper picture of Fig.2 shows the configuration of escape vapor paths of diameter d_v assumed by Zuber (26) on an infinite horizontal plate. He then postulates that the interface becomes unstable to cause CHF when the relative velocity $u_v + u_l$ increasing with heat flux reaches the critical value of $u_v + u_l$ predicted by equation (9) with

$$\lambda_H = \pi d_v \quad (10)$$

¹The same theorems hold for the Taylor instability if $u_v + u_l$ and λ_H are replaced by g and λ_T respectively.

The condition of equation (10) has been imposed from the Rayleigh instability that a circular gas jet in a liquid is unstable for the disturbance whose wavelength is longer than the circumference of the gas jet. Thus this model can be regarded as associated with the foregoing Theorem II, including a duplication of Helmholtz and Rayleigh instabilities. The magnitude of d_p is postulated to be half the Taylor instability wavelength λ_T .

The foregoing Zuber model has been extended by Lienhard and Dhir (27) to pool boiling on an infinitely long horizontal cylinder. As is shown in Fig.2(a) and (b), the escape vapor path diameter d_p is assumed to be $d_p = d + 2\delta$, being somewhat larger than the cylinder diameter d . In this case, however, d can give the state of $d_p > \lambda_T$ (Taylor instability wavelength). Accordingly Lienhard and Dhir divide cylinders into small and large ones as shown in Fig.2(a) and (b), and modify equation (10) as follows:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_H &= \pi d_p & \text{for } d_p < \lambda_T \\ \lambda_H &= \lambda_T & \text{for } d_p > \lambda_T \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

A broken line in Fig.3 represents the CHF prediction based on the critical conditions of equations (9) and (11), showing a good agreement with the range of about 900 data points.

Mechanical Energy Stability Criterion

As a next step, Lienhard and Eichhorn (22) attempted to extend the foregoing instability model to the forced flow configuration of Fig.1(b). In this case, however, there is no way to fix the value of λ_H for equation (9) because of a plane interface. In order to escape from this dilemma, they notice the mechanical energy used in creating new vapor/liquid interfaces, proposing a criterion (28):

"The vapor-escape wake system in a boiling process remains stable as long as the net mechanical energy transfer to the system is negative."

This "mechanical energy stability criterion" has been applied to forced flow CHF (28,29), equation (1) being one of the semi-empirical results, and also to pool boiling CHF in reference (30), insisting that there is no contradiction between the criterion and the hydrodynamic instability model. Principally speaking, however, the foregoing criterion does not need any wave motion on the interface, and accordingly, has no relation to equations (8) and (9), the basis of the hydrodynamic instability theory.

EXTENSIVE INSTABILITY MODEL BASED ON THEOREM I

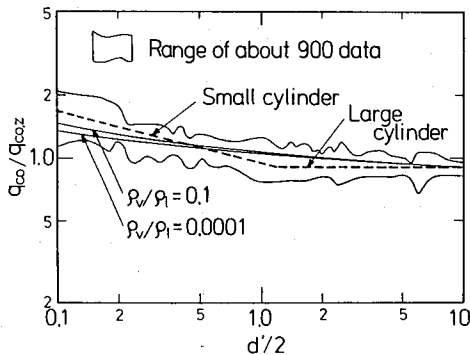


Fig.3 CHF for saturated pool boiling from horizontal cylinders (see equation (5) for d').

In nucleate boiling, the whole surface of a heater must be wet with liquid in either pool or forced flow boiling. According to Gaertner and Westwater (31,32), a fluid configuration such as illustrated in Fig.4(a) appears near the heater surface in saturated pool boiling at high heat fluxes (that is Zuber's interference region (33)), where the vapor flowing out of numerous tiny vapor stems is stored in a massive bubble covering the heated surface.

Due to violent fluid motion, the interface of the vapor stems must be subject to the disturbance of various wavelength λ . Thus, these vapor stems (more generally, any type of vapor jet in a liquid) are always unstable due to Theorem I mentioned in the preceding section. According to Haramura and Katto (34,35), however, the solid wall, on which the vapor stems stand, may possibly have the ability to suppress the collapse of the vapor stems up to a certain distance δ_c from the wall (see Fig.4(a)), and the magnitude of δ_c is probably a quarter of the unstable least wavelength λ_H . If so, the conservations of mass and energy together with equation (9) determine δ_c as:

$$\delta_c = \frac{\lambda_H}{4} = \frac{\pi}{2} \alpha \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{1}{\rho_v} \right) \left(\frac{A_p}{A_w} \right)^2 \left(\frac{\rho_v H}{q} \right)^2 \quad (12)$$

where A_p/A_w is the ratio of the total cross-sectional area of vapor stems to the heated surface area, which is determined empirically for ordinary surfaces as:

$$A_p/A_w = 0.0584 (\rho_v/\rho_l)^{0.2} \quad (13)$$

Equation (12) should hold for any heat flux q within the Zuber's interference region. In the case of pool and intermediate flow boiling of Fig.1(a), it can be postulated that CHF occurs when a liquid film of the initial thickness δ_c dries out during a hovering period of a vapor store bubble. Thus the CHF for Fig.1(a) is predicted by this means without the use of adjustable constants; and the result for $u = 0$ (pool boiling) is illustrated by two thin lines in Fig.3 for $\rho_v/\rho_l = 0.1$ and 0.0001.

For forced convection boiling of Fig.1(b), the flow model illustrated in Fig.4(b) is assumed, where CHF is caused by the dryout of the liquid fed to the heater surface through the inlet at the front stagnation point. In this case, the liquid inflow rate is $\rho_l u \delta_c$ to half the heater surface, then equation (12) gives directly the following prediction via heat balance:

$$\frac{q_{c00}}{GH_{fg}} = 0.151 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_v H}{q} \right)^{1/3} \quad (14)$$

Equation (14) is in fairly good agreement with existing experimental data (34,35).

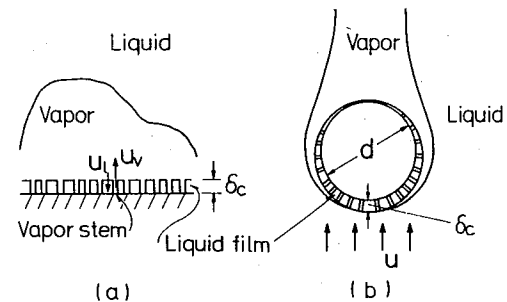


Fig.4 Vapor and liquid configuration near CHF: (a) pool boiling; and (b) forced convection boiling.

On The Effect Of Viscosity

Inamura (36) has measured CHF for the boiling system of Fig.5, where a nearly saturated liquid is fed through a nozzle with sufficiently high velocities $u = 1.7-12$ m/s. As is illustrated in Fig.5, a greater part of liquid is splashed away from near the top end of the heater, and the remaining liquid flows down wetting the heated surface. Though under limited conditions, CHF has been observed to occur when the liquid film flow rate at the bottom end of the heater reduces to zero. Measured CHF data are plotted in Fig.6 in a regular manner despite the wide change of l , suggesting no appreciable effects of liquid viscosity on CHF. This is a natural result if the liquid inflow rate to the heater surface is determined at the heater top end in a similar manner to Fig.4(b), because the liquid film can reach the heater bottom end due to the effect of gravity. The data shown in Fig.6 are correlated by

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.023 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.19} \left(\frac{\sigma}{\rho_l u_{mc}^2 l}\right)^{0.34} \quad (15)$$

In the case of upflow as in Fig.4(b), if d is very large, it may cause a state that the liquid film flow cannot reach the rear stagnation point due to the effects of viscosity and gravity. However, existing data for cylinders in the cross flow at high velocities have been obtained so far with very small cylinders.

Liquid Film Separation Model

Ueda et al.(37) also made experiments of CHF for a boiling system similar to Fig.5 ($l = 180$ mm only) with extremely low inflow velocities u . Their data in the highest velocity region are correlated by

$$\frac{q_{co}}{\rho_l u_{mc} H_{fg}} = 0.0135 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.08} \left(\frac{\sigma}{\rho_l u_{mc}^2 l}\right)^{1/3} \quad (16)$$

where u_{mc} is the liquid film velocity at the bottom end of the heater. u_{mc} is positive at CHF condition, then the liquid film separation model is postulated. The reason why the heater length l is included on the RHS of equation (16) is not so definite though an explanation has been given.

Since there is a wide division between Inamura (36) and Ueda et al.(37), careful studies are needed for CHF conditions. It may be of use to note that u of Ueda et al. is so low that u/u_{mc} is nearly unity ($u/u_{mc} = 1.1-2.2$), then, if u is used instead of u_{mc} , such a correlation as equation (16) is possible with a similar accuracy (compare equation (16) with equation (15)).

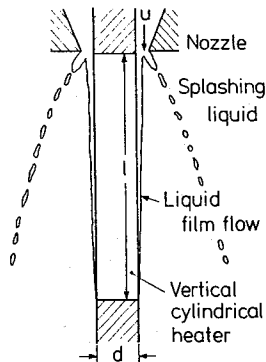


Fig.5 A uniformly heated vertical cylinder fed with a saturated liquid.

COUNTERCURRENT FLOW IN CLOSED-END TUBE (FLOODING)

Liquid film downflow along a vertical heated surface as in Fig.5 takes place also in a closed-end vertical tube submerged in a saturated liquid. In addition, for very short lengths of closed-end tube, a pool boiling type of CHF mechanism might be expected to occur (Barnard et al.(38)). Thus, one may feel affinities with external flow boiling.

However, when l/d is sufficiently high, CHF mechanism differs much from that of external flow boiling, because the liquid inflow is interrupted by the vapor outflow as well as by the pressure gradient along the tube, generating the flooding type of CHF. The most commonly used Wallis correlation (44), which characterizes a balance of inertial force and hydrostatic force, is written as:

$$(j_v^*)^{1/2} + m (j_l^*)^{1/2} = c \quad (17)$$

where $j_l^* = \rho_l^{1/2} j_l / \sqrt{g d (\rho_l - \rho_v)}$ (j_l : superficial velocity of vapor or liquid, d : tube diameter), $m = 1.0$, and c is a constant. For this type of CHF, there are studies of Kusuda and Imura (39), Nejat (40,41), and Tien et al.(42,43).

INTERNAL FLOW (FORCED FLOW IN VERTICAL TUBE)

The forced flow through a uniformly heated vertical tube with subcooled inlet conditions ($\Delta H_i \geq 0$) will be dealt with below. In this case, the quality χ at the distance z from the tube inlet is given via heat balance as:

$$\chi = \frac{4q_c z}{GH_{fg} d} - \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \quad (18)$$

CHF, which is identified with a temperature excursion taking place generally at the tube exit for uniform heating, is roughly divided into two groups by the exit quality $\chi = \chi_{ex}$ at $z = l$: (a) Subcooled and very low quality CHF; (b) Higher quality CHF.

DIMENSIONAL ANALYSIS AND GENERALIZED CORRELATION

There are many empirical correlations of CHF data of water with high accuracies for design purposes: for example, CISE, Biasi, Bowring (45,46,47) based on local conditions hypothesis, Hewitt (48) based on boiling length concept, Becker (49) at very high pressures, and U.S.S.R. (50) in a tabular form. However, studies on dimensional analysis, fluid modeling, and generalized

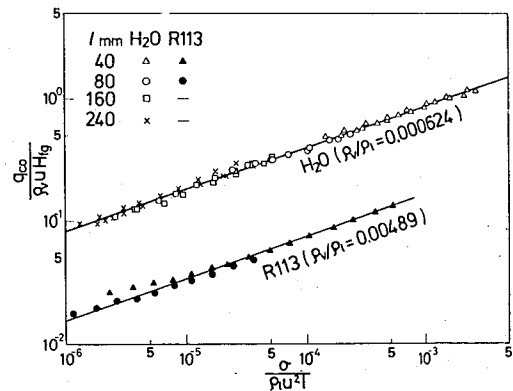


Fig.6 CHF data for the heater of Fig.5 ($d = 10$ mm).

correlation of CHF data are important in giving a firm basis for the systematic investigation of the CHF mechanism. Functional relationship involved in those studies seems to be divided into two groups. For instance,

Group 1 composed of hydrodynamic factors except $\Delta H_i / H_{fg}$.

$$\text{Ahmad (51)} : \frac{q_c}{GH_{fg}} = f \left[\frac{Gc_p}{G^2 d^2 \nu_l} \left(\frac{\nu_l}{v} \right)^{0.5} \left(\frac{\nu_l}{v} \right)^{0.3}, \frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{l}{d}, \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right]$$

$$\text{Katto (52) and Nishikawa et al. (53)} : \frac{q_c}{GH_{fg}} = f \left(\frac{Gc_p}{G^2 l}, \frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{l}{d}, \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right)$$

Group 2 including other factors.

$$\text{Shah (54)} : \frac{q_c}{GH_{fg}} = f \left[\frac{Gc_p}{k_l} \left(\frac{G^2}{\rho_l^2 g d} \right)^{0.4} \left(\frac{\nu_l}{v} \right)^{0.6}, Pr, \frac{l}{d}, \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right]$$

$$\text{Green and Lawther (55, 56)} : \frac{q_c}{GH_{fg}} \frac{Gd}{\nu} = f \left(\frac{\rho_v \nu v^d}{\nu}, \frac{\rho_v}{\rho_l}, Pr, \frac{G}{\rho_v d H_{fg}}, \frac{l}{d}, \frac{Gc_p}{\rho_l \nu l H_{fg}}, \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right)$$

where ν : viscosity, c_p : specific heat, k : thermal conductivity, Pr : reduced pressure, Pr : Prandtl number (suffix. l : liquid, v : vapor).

Notes On Dimensionless Groups

(i) The two-phase flow associated with the internal flow CHF is a flow changing its state along the tube. In case of annular flow, for instance, the liquid film becomes so thin with approaching the CHF point that it can hardly flow there, resulting in the midway termination of the roles of dimensionless groups related to ν_l (see (57)).

(ii) Even in a single-phase flow, the state of flow often changes along the flow direction as in the boundary layer on a plate or the entrance region in a tube; and these flows are controlled by dimensionless groups such as $u_z z / \nu$ and $zv/d^2 u$ composed of the distance z in the direction of flow. Thus it is not necessarily absurd if the Weber number $G^2 l / \rho l \sigma$ composed of l is adopted.

(iii) CHF may possibly assume a purely hydrodynamic aspect when a saturated liquid is fed to the tube ($\Delta H_i = 0$), and even in the case of $\Delta H_i > 0$ as well if it is under the condition where the boiling length concept is applicable.

Generalized Division Of Characteristic Regime

CHF is classified into four regimes (L, H, N and HP) in the Katto correlation (52), and it has been shown (57) that L regime at low mass velocity is close to a simple evaporation of liquid within a tube, H regime at intermediate mass velocity corresponds to the spray annular flow, and N regime at high mass velocity to the froth or bubbly flow. HP regime, the regime at very high pressures and high mass velocities, will be discussed later in an independent section.

The generalized division of CHF mentioned above may not be a complete one, but studies along such a line seems useful to avoid the formidable confusions as encountered in comparing the CHF data obtained with a variety of conditions.

CHF AT SUBCOOLED OR VERY LOW QUALITY (\sim N REGIME)

This type of CHF occurs under the condition of very low l/d and high G for $\Delta H_i \geq 0$; and as a consequence, the CHF mechanism is presumably rather close to that of external forced flow. The commonly postulated three mechanisms, which have been discussed by Tong and Hewitt (58), Bergles (6), and Hewitt (9), are

- (1) Local overheating at a nucleation site.
 - (2) Near-wall bubble crowding and vapor blanketing.
 - (3) Dryout of liquid film under vapor clot or slug.
- Now it will be noticed that there is something similar between the third mechanism and the state of Fig.4 for external flow boiling. Fiori and Bergles (59) have provided support for this mechanism on the basis of their experiments performed for $l/d_{he} = 3-7$ and $G = 680-10200 \text{ kg/m}^2\text{s}$, and Van der Molen and Galijee (60) suggest that CHF is triggered by the fast evaporation of a thin liquid film under a bubble layer or vapor slug, on the basis of their experiments made for $l/d_{he} = 1-13$ and $G = 1000-2500 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

For this mechanism, there is a disproving evidence mentioned by Tong and Hewitt (58) that the trend of CHF to decrease with increasing pressure at high pressures having a reduced pressure greater than 0.4 is inconsistent with the dryout of liquid film underneath a vapor clot in which the shrinking hotpatch at high pressure is supposed to improve CHF. However, there is a defence that a very rapid reduction of the liquid film thickness is suggested by equation (12) in the same pressure range as mentioned above.

CHF IN ANNULAR FLOW (\sim H REGIME AND PARTLY L REGIME)

This kind of CHF occurs usually in tubes of moderate and high l/d and in the intermediate range of G . For this type of CHF, Tong and Hewitt (58) emphasize the importance of the integral entrainment-deposition model leading to zero liquid film flow rate at the point of CHF.

Theoretical Analysis

A number of theoretical analyses based on the above-mentioned model or the like have been presented² (see (9)). In most cases, the core flow is dealt with as a mixed flow of vapor and liquid droplets (e.g. Whalley et al. (62,63), Wurtz (64), and Levy et al. (65)), while there is a multi-fluid modeling proposed by Saito et al. (66), where vapor and droplets are dealt with as a discrete part respectively.

The mass balance equation of liquid film is

$$\frac{dC_{LF}}{dz} = \frac{1}{z} (D - E - \frac{q_{co}}{H_{fg}}) \quad (19)$$

where D , E and q_{co}/H_{fg} are the local rates of deposition, entrainment and evaporation respectively. When the deposition mass transfer coefficient k_d is introduced, $D = k_d C$ and $E = k_d C_{eq}$, where C (kg/m^3) is the liquid mass contained in a unit volume of the core flow, and C_{eq} is the value of C at the hydrodynamic equilibrium state of flow. Thus utilizing χ of equation (18) with $\Delta H_i = 0$ at $z = 0$ (then q_c is written as q_{co}); equation (19) is rewritten in a dimensionless form as:

$$\frac{d(G_{LF}/G)}{dx} = \frac{(k_d \rho_l / G)}{(q_{co} / GH_{fg})} \left(\frac{C}{\rho_l} - \frac{C_{eq}}{\rho_l} \right) - 1 \quad (20)$$

C/ρ_l is given theoretically as a function of ρ_v/ρ_l , G_{LF}/G , and χ . Therefore, the local values of k_d and C_{eq} are necessary to integrate equation (20).

Deposition Rate (k_d or D)

Whalley et al. (62) have given empirical values of k_d for water, R12 and liquid nitrogen at some discrete pressures, which are expressed as an approximate function of σ . These values, or near values, seem to be utilized widely in the analysis of CHF.

²Madejski (61) is probably the only one who attempted to predict CHF on the basis of what follows in post-dryout region.

Studies on the deposition of particles from the core flow to the wall is being advanced (67,68,69), and a generalized correlation of the existing k_d data of uniformly sized particles is given by McCoy and Hanratty (67). However, those results are unavailable in the analysis of CHF, because the behavior of the droplets originating from a liquid layer have some particular problems.

In the case of heated tubes, if the vapor flow effusing from the liquid film is sufficiently high, the deposition rate D must be diminished. According to Wurtz (64), however, when the liquid film is thick, the foregoing vapor effect reduces because the droplets can be captured by the wave, so that the following modification of the deposition rate D is proposed:

$$\left. \begin{aligned} D &= 0 && \text{for } v_i e^{-\delta/\delta_0} \geq k_d \\ D &= (k_d - v_i e^{-\delta/\delta_0})C && \text{for } v_i e^{-\delta/\delta_0} < k_d \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

where δ is the film thickness in μm , $\delta_0 = 50 \mu\text{m}$, and $v_i = q/\rho_v H_{fg}$ (see Nomenclature for k_d and C).

Entrainment Rate (C_{eq} or E)

Hatchinson et al. (70,62) correlate C_{eq} data in the form of $C_{eq} = f(\tau_i \delta/\sigma)$, where τ_i is the interfacial shear stress and δ the film thickness. On the other hand, Wurtz (64) recommends the following entrainment rate $E (= k_d C_{eq})$:

$$E = 2.0 (\tau_i k_g / \sigma) \cdot (\bar{u}_c v_i / \sigma) \quad \text{kg/m}^2\text{s}$$

where k_g is the equivalent sand roughness given as a function of δ , and \bar{u}_c the mean velocity of the core flow.

Recently, Levy and Healzer (71) have performed an analytical study on the annular flow taking into account a transition wavy layer between the liquid film and the core flow, giving the generalized prediction of C_{eq} :

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_{eq}}{v_i} &= \frac{\rho_v}{\rho_l} \left/ \left\{ 1 - \frac{x_{eq}}{1 - x_{eq}} \frac{(\rho_l/\rho_v)^{1/8}}{(\rho_l/\rho_v)^{1/8}} + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right\} \right. \\ \text{where } x_{eq} &= 1 - (G_{IF}/G)/(1 - \sqrt{1/B}) && \text{for } y_f^+ \geq 30 \\ x_{eq} &= 1 - (G_{IF}/G)/(1 - \sqrt{1/B^*}) && \text{for } y_f^+ < 30 \\ \text{with } B &= 1 + \sqrt{\frac{2\sigma}{k_d} \frac{\rho_l}{(\rho_l/\rho_v)^{1/8}} \left[\frac{\rho_l}{\rho_v} \right]^{1/8} - 1} \\ B^* &= 1 + \sqrt{2} (B - 1) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

where y_f^+ is the dimensionless film thickness, and k the mixing length constant.

The inception criteria of entrainment is given by Ishii and Grolmes (72,73) with physical models based on two dominant entrainment mechanisms, that is, the shearing off of a roll-wave crest and the undercutting of a liquid film.

At very high heat fluxes, the bursting of bubbles etc. may cause the increment of the entrainment, but Wurtz (64) says that this enhancement is presumably negligible for the moderate heat flux less than 2 MW/m^2 .

CHF Condition At Low Exit Qualities

Recently, Ueda and Isayama (74) measured the liquid film flow rate Γ at the tube exit as a function of heat flux (R113 at 3.2 bars, $l = 1.5 \text{ m}$, $l/d = 150$, and $G = 350\text{--}1700 \text{ kg/m}^2\text{s}$), arriving at a conclusion that CHF occurs with $\Gamma > 0$ for $x_{ex} = 0.23\text{--}0.5$ against the widely accepted condition of $\Gamma = 0$. Meanwhile, Leung et al.

(75) showed a contrastive result that their own data of CHF obtained for $x_{ex} = 0.14\text{--}0.28$ (water at 97 bars, $l = 4.88 \text{ m}$, $l/d_{he} = 499$, and $G = 2000\text{--}5000 \text{ kg/m}^2\text{s}$) are compared satisfactorily with the analytical predictions based on the CHF condition of $\Gamma = 0$.

CHF AT VERY HIGH PRESSURE AND HIGH MASS VELOCITY (\sim HP)

This type of CHF seems to occur in tubes of comparatively high l/d if $\Delta H_i > 0$. One of the noticeable characters of this type in connection with the CHF mechanism, is the occurrence of a CHF-like condition at a location upstream of the tube exit. In Figs. 7 and 8, for example, solid symbols represent the data points of the upstream CHF, while open symbols show the regular CHF with an ordinary temperature excursion at or near the tube exit.

There are several reports making no mention of the upstream CHF at very high pressures. However, it is presumably due to either of the two reasons: (a) no CHF detectors were set up at upstream positions, and (b) the mass velocity was not raised up to sufficiently high values. Even in the experiments made at a somewhat lower pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.049$), if the above two requirements are satisfied, the upstream CHF seems to be observed (78,79,80).

Groeneveld (81,82), who observed the upstream CHF in a tube with two-phase mixed inlet conditions (R12

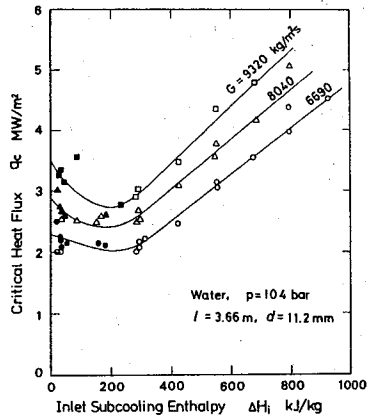


Fig. 7 CHF data for water, $\rho_v/\rho_l = 0.085$ and $l/d = 327$ from Waters et al. (76).

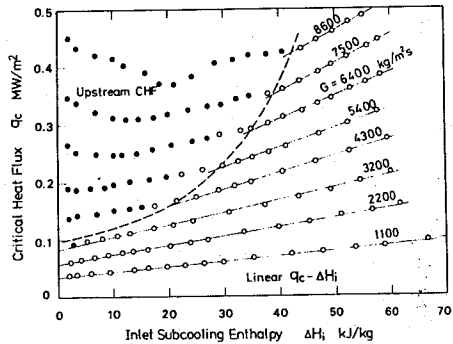


Fig. 8 CHF data for R12, $\rho_v/\rho_l = 0.31$ and $l/d = 200$ from Katto and Yokoya (77).

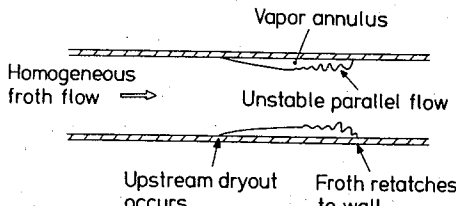


Fig. 9 A model for upstream CHF.

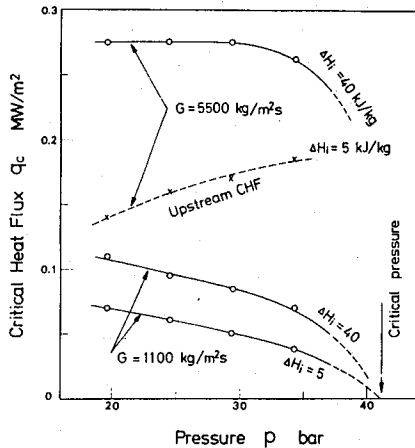


Fig. 10. CHF variation with pressure for R12, $l/d = 200$ from Katto and Yokoya (77).

$\rho_v/\rho_l = 0.031-0.073$, $l/d = 177$), postulated that the upstream CHF occurs as a consequence of deterioration of the heat transfer near the wall in the high mass velocity froth flow regime. Violent mixing motion will make the froth more like a homogeneous foam as compared to the more slug-like flow at lower velocity flows. As a consequence, vapor void fraction near the wall is raised, and the accompanying deterioration of the heat transfer causes a local dryout of the wall in such a way as shown in Fig. 9. This froth flow model is effective in the present case as well, and the rise of the pressure will accelerate the above-mentioned uniforming behavior increasingly due to the change of $\rho_v/\rho_l \rightarrow 1$ and $\sigma \rightarrow 0$.

Finally it must be noted that the regular CHF at high mass velocities is also different in character from the CHF at moderate pressures. Fig. 10 shows the q_c-p relationships near critical pressure. The trend of the regular CHF to increase unlimitedly with G (Figs. 7 and 8) may also be explained along the line of the foregoing froth flow model.

LIMITING QUALITY AND CHF MECHANISM

Doroschuk et al. (83) and other Soviet investigators (84) are interested in the form of the CHF curve shown in Fig. 11, being related to the data of water, and recently it has been extended to liquid helium as well (85,86). This curve is a $q_c-\chi_{ex}$ relationship obtained by changing l and Δh_i under fixed p , d and G . It is said that region I is related to DNB and regions II and III to dryout. In the region II, the deposition to the

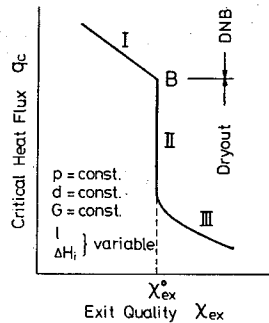


Fig. 11 CHF versus exit quality.

liquid film is suppressed by a strong vapor effusion due to high heat fluxes³, so that q_c can take various values for a fixed quality, that is, the limiting quality χ_{ex}^* . In the region III, however, the deposition controls CHF because of low q_c , changing the $q_c-\chi_{ex}$ character from that of region II. In references (84,87) are found recommended values of χ_{ex}^* for water and $d = 8$ mm, along with an approximate relation of $\chi_{ex}^* \approx d^{-0.15}$. Recently Levitan et al. (88) have revised the values of χ_{ex}^* in reference (87), and also recommended a new relation:

$$\chi_{ex}^* \approx d^{-0.25} \quad (23)$$

It must be noted that most of the U.S.S.R. experiments in this area are made with tubes of $l/d < 380$, and the data falling on the regions II and III are mostly those obtained under mixed inlet conditions ($\Delta h_i < 0$).

Case Of Subcooled Inlet Conditions

In the meantime, Fig. 12 shows the results associated with the CHF of water for subcooled inlet conditions ($\Delta h_i \geq 0$). The symbol \oplus represents the experimental data obtained by Wurtz (64) for uniformly heated tubes of $l/d = 202-800$ with $\Delta h_i > 0$. Though not shown in Fig. 12, the data obtained by Hewitt (89) for uniformly heated tubes of l/d ranging up to 893 also show the similar trend. Meanwhile, a thick solid curve in Fig. 12 represents the $q_c-\chi_{ex}$ relation ($\Delta h_i = 0$ for simplicity's sake) predicted by the Katto correlation for H regime (spray annular flow region) with values of l/d indicated by directed lines.

The foregoing results will suggest that (a) the concept of χ_{ex}^* becomes rather ambiguous in the case of $\Delta h_i > 0$, but there seems a hook point more or less similar to the point B in Fig. 11; and (b) the region corresponding to the region II in Fig. 11 seems to extend over $\chi_{ex} = 0.4$ to 0.5 in the case of Fig. 12. According to (90), the $q_c-\chi_{ex}$ curve predicted by the Katto correlation for H regime has a general character of infinite gradient at $l/d = 645$, and then if this limiting value of χ_{ex} at $l/d = 645$ is defined to be χ_{ex}^* , it gives the following generalized expression:

$$\chi_{ex}^* = 9.95 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \quad (24)$$

Equation (24) predicts χ_{ex}^* roughly in accord with the χ_{ex}^* recommended by Doroschuk et al. (83).

³If equation (21) holds, the liquid film must be sufficiently thin even near the point B in order to realize the state of no deposition $D = 0$.

Support From The Side Of $\Delta H_i > 0$

Kitto (91) has recently presented a detailed review of the world literature for the limiting quality phenomenon of water, with a conclusion that this phenomenon does exist over some range of operating parameters. He refers to the data of Roko et al. (92), Kitto (93) and Belyakov et al. (94) as evidences of showing this phenomenon in the case of $\Delta H_i > 0$. Also France et al. (95) provide support for this phenomenon with their own data obtained for $\Delta H_i > 0$. Strictly speaking, however, the concept of the limiting quality χ_{2ex} defined in Fig.11 seems to be supported only by the data of Roko et al. ($l/d = 972$) and France et al. ($l/d = 1297$), and their data are obtained with "nonuniform heating". Therefore, it seems too early to say the scientific verification of the limiting quality phenomenon from the side of $\Delta H_i > 0$.

Transition Of CHF Mechanism At Hook Point

It is important to note that χ_{2ex} is not an independent variable because of being connected with q_c via heat balance equation (18). Thus it is rather dangerous to discuss the CHF mechanisms on the basis of the $q_c - \chi_{2ex}$ curve, and accordingly, it requires circumspection in dealing with the problem whether or not an abrupt change of CHF mechanism takes place near the hook point B in Fig.11. In connection with this problem, there are some contrastive results at present.

Employing a tube with nonuniform heating ($l/d = 1297$), France et al. (96) measured the fluctuations of the wall temperature at two points with the same axial position ($z/l = 891$ only) and 180° apart in the azimuthal direction. A sharp increase of the statistical relation between the two temperature fluctuations, which is caused by the entry of the fixed position to the post-dryout state, is observed at a critical heat flux near the point B, proving the abrupt change of the flow structure near the point B.

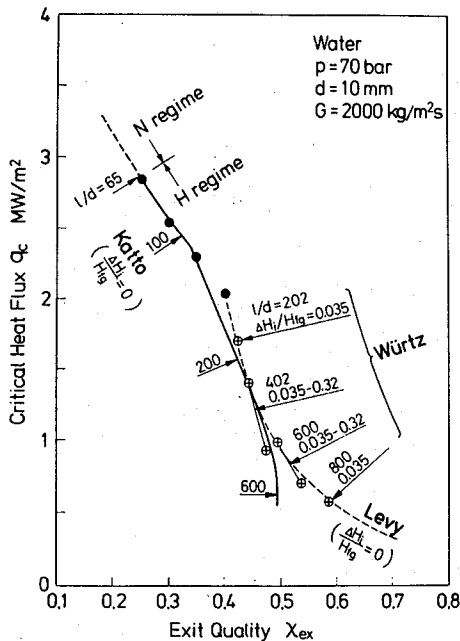


Fig.12 CHF versus exit quality for subcooled inlet conditions (● and ⊙: experimental data).

A thin broken curve in Fig.12 represents the $q_c - \chi_{2ex}$ relation predicted theoretically by Levy et al. (65) employing $k_d = 0.0124$ m/s and C_{eq} of equation (22); and their paper says that CHF is dominated by vaporization of the liquid film on the left sharply dropping part of the curve.

Hori and Iashiki (97,98) have recently made studies on the generalized correlation as well as the analytical prediction of CHF in region I based on the supposition that the region I is related to annular mist flow, while the regions II and III to mist flow.

Finally, as is seen in Fig.12, the Katto correlation curve has no change of CHF regime at the hook point of the curve. It poses a question to the supposition of the change between DNB and dryout at the point B in Fig.11.

CONCLUSION

In this paper, current knowledges of the basic mechanism of CHF have been outlined through a most typical boiling system chosen for each of the external and the internal flow boilings.

REFERENCES

1. Nukiyama, S., "The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure," *Journal of JSME*, Vol.37, 1934, pp.367-374.
2. Tong, L.S., *Boiling Heat Transfer*, John Wiley & Sons, New York, 1965, pp.135-200.
3. Macbeth, R.V., "The Burn-Out Phenomenon in Forced-Convection Boiling," *Advances in Chemical Engineering*, Vol.7, Academic Press, New York, 1968, pp.207-293.
4. Gambill, W.R., "Burnout in Boiling Heat Transfer-Part II: Subcooled Forced-Convection Systems," *Nucl. Safety*, Vol.9, 1968, pp.467-480.
5. Hewitt, G.F. and Hall-Taylor, N.S., *Annular Two-Phase Flow*, Pergamon, Oxford, 1970, pp.219-252.
6. Bergles, A.E., "Burnout in Boiling Heat Transfer. Part II: Subcooled and Low Quality Forced-Convection Systems," *Two-Phase Flows and Heat Transfer*, Vol.II (Kakaç, S. and Veziroglu, T.N., ed.), Hemisphere, Washington, 1976, pp.693-720.
7. Butterworth, D. and Hewitt, G.F., ed., *Two-Phase and Heat Transfer*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1977, pp.252-322.
8. Marinelli, V., "Critical Heat Flux: A Review of Recent Publications," *Nuclear Technology*, Vol.34, 1977, pp.135-171.
9. Hewitt, G.F., "Critical Heat Flux in Flow Boiling," *Proc. 6th International Heat Transfer Conference*, Toronto, Vol.6, 1978, pp.143-171.
10. Theofanous, T.G., "The Boiling Crisis in Nuclear Reactor Safety and Performance," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.6, 1980, pp.69-95.
11. Collier, J.C., *Convective Boiling and Condensation*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1981, pp.248-313.
12. Hewitt, G.F., "Burnout," *Handbook of Multiphase Systems* (Metsroni, G., ed.), Hemisphere, Washington, 1982, pp.6.66-6.141.
13. Gambill, W.R., "Burnout in Boiling Heat Transfer-Part I: Pool-Boiling Systems," *Nucl. Safety*, Vol.9, 1968, pp.351-362.
14. Bergles, A.E., "Burnout in Boiling Heat Transfer. Part I: Pool Boiling Systems," *Two-Phase Flows and Heat Transfer*, Vol.II (Kakaç, S. and Veziroglu, T.N., ed.), Hemisphere, Washington, 1976, pp.671-692.
15. Cochran, T.N. and Andracchio, C.R., "Forced-Convection Peak Heat Flux on Cylindrical Heaters in Water and Refrigerant 113," *NASA D-7553*, 1974.
16. McKee, H.R. and Bell, K.J., "Forced Convection Boiling from a Cylinder Normal to the Flow," *AIChE Symp. Ser.*, Vol.65, No.92, 1969, pp.222-230.

17. Hasan, M.Z., Hasan, M.M., Eichhorn, R. and Lienhard, J.H., "Boiling Burnout During Crossflow over Cylinders, Beyond the Influence of Gravity," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 103, 1981, pp. 478-484.
18. Hasan, M.M., Eichhorn, R. and Lienhard, J.H., "Burnout During Flow Across a Small Cylinder Influenced by Parallel Cylinders," Proc. 7th International Heat Transfer Conference, Munich, Vol. 4, 1982, pp. 285-290.
19. Yilmaz, S. and Westwater, J.W., "Effect of Velocity on Heat Transfer to Boiling Freon-113," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 102, 1980, pp. 26-31.
20. Katto, Y. and Kurata, C., "Critical Heat Flux of Saturated Convective Boiling on Uniformly Heated Plates in a Parallel Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 6, 1980, pp. 575-582.
21. Vliet, G.C. and Leppert, G., "Critical Heat Flux for Nearly Saturated Water Flowing Normal to a Cylinder," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 86, 1964, pp. 59-67.
22. Lienhard, J.H. and Eichhorn, R., "Peak Boiling Heat Flux on Cylinders in a Cross Flow," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 19, 1976, pp. 1135-1142.
23. Kutateladze, S.S. and Leont'ev, A.I., "Some Applications of the Asymptotic Theory of the Turbulent Boundary Layer," Proc. 3rd International Heat Transfer Conference, Chicago, Vol. III, 1966, pp. 1-6.
24. Kutateladze, S.S., "A Hydrodynamic Theory of Changes in Boiling Process under Free Convection," Isv. Ak. Nauk., Vol. 4, 1951, pp. 529-536.
25. Disselhorst, T., Grigull, U. and Hähne, E., "Hydrodynamic and Surface Effects on the Peak Heat Flux in Pool Boiling," Heat Transfer in Boiling (Hähne, E. and Grigull, U., ed.), Academic Press, New York, 1977, pp. 99-135.
26. Zuber, N., "Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer," AEC Report No. AECU-4439, 1959.
27. Lienhard, J.H. and Dhir, V.K., "Hydrodynamic Prediction of Peak Pool Boiling Heat Fluxes from Finite Bodies," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 95, 1973, pp. 152-158.
28. Lienhard, J.H. and Eichhorn, R., "On Predicting Boiling Burnout for Heaters Cooled by Liquid Jets," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, 1979, pp. 774-776.
29. Lienhard, J.H. and Hasan, M.Z., "Correlation of Burnout Data for Disk Heaters Cooled by Liquid Jets," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 101, 1979, pp. 383-384.
30. Lienhard, J.H. and Hasan, M.Z., "On Predicting Boiling Burnout with the Mechanical Energy Stability Criterion," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 101, 1979, pp. 276-279.
31. Gaertner, R.F. and Westwater, J.W., "Population of Active Sites in Nucleate Boiling Heat Transfer," Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., Vol. 46, No. 30, 1960, pp. 39-48.
32. Gaertner, R.F., "Photographic Study of Nucleate Pool Boiling on a Horizontal Surface," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 87, 1965, pp. 17-29.
33. Zuber, N., "Nucleate Boiling. The Region of Isolated Bubbles and the Similarity with Natural Convection," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 6, 1963, pp. 53-78.
34. Haramura, Y. and Katto, Y., "A New Hydrodynamic Model of Critical Heat Flux, Applicable Widely to Both Pool and Forced Convection Boiling on Submerged Bodies in Saturated Liquid," Int. J. Heat Mass Transfer, To be published.
35. Katto, Y. and Haramura, Y., "Critical Heat Flux on a Uniformly Heated Horizontal Cylinder in an Upward Cross Flow of Saturated Liquid," Int. J. Heat Mass Transfer, To be published.
36. Inamura, H., "Critical Heat Flux on a Uniformly Heated Vertical Cylinder Cooled by a Liquid Film Flow," MSc. Thesis, 1982, Dept. of Mech. Eng., University of Tokyo.
37. Ueda, T., Inoue, M. and Nagatome, S., "Critical Heat Flux and Dryout Entrainment Rate in Boiling of Falling Liquid Films," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, 1981, pp. 1257-1266.
38. Barnard, D.A., Dell, F.R. and Stinchcombe, R.A., "Dryout at Low Mass Velocities for an Upward Boiling Flow of Refrigerant-113 in a Vertical Tube," AERE-R 7726, 1974, UKAEA.
39. Kusuda, H. and Imura, H., "Stability of a Liquid Film in a Countercurrent Annular Two-Phase Flow," Bulletin of JSME, Vol. 17, 1974, pp. 1613-1618.
40. Nejat, Z., "Maximum Heat Flux for Countercurrent Two Phase Flow in a Closed End Vertical Tube," Proc. 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, Vol. 1, 1978, pp. 441-444.
41. Nejat, Z., "Effect of Density Ratio on Critical Heat Flux in Closed End Vertical Tubes," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, 1981, pp. 321-327.
42. Tien, C.L. and Chung, K.S., "Entrainment Limit in Heat Pipes," AIAA J., Vol. 17, 1979, pp. 643-646.
43. Lin, C.P., McCarthy, G.E. and Tien, C.L., "Flooding in Vertical Gas-Liquid Countercurrent Flow through Multiple Short Paths," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, 1982, pp. 1301-1312.
44. Wallis, G.B., One Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, New York, 1969, pp. 336-345.
45. Bertolotti, S., et al., "Heat Transfer Crisis with Steam-Water Mixtures," Energia Nucleare, Vol. 12, 1965, pp. 121-172.
46. Biasi, L. et al., "Studies on Burnout, Part 3," Energia Nucleare, Vol. 14, 1967, pp. 530-536.
47. Bowring, R.W., "A Simple but Accurate Round Tube Uniform Heat Flux, Dryout Correlation over the Pressure Range 0.7-17 MN/m²," AEEW-R 789, 1972, UKAEA.
48. Hewitt, G.F., Kearsley, H.A. and Collier, J.G., "Correlation of Critical Heat Flux for the Vertical Flow of Water in Uniformly Heated Channels," AERE-R 5590, 1970.
49. Becker, K.M., Djuarsing, D., Lindberg, K., Eklind, O. and Osterdahl, C., "Burnout Conditions for Round Tubes at Elevated Pressures," Progress in Heat and Mass Transfer, Vol. 6, Pergamon, Oxford, 1972, pp. 55-74.
50. Heat Mass Transfer Section, Scientific Council, Academy of Sciences, U.S.S.R., "Tabular Data for Calculating Burnout when Boiling Water in Uniformly Heated Round Tubes," Thermal Engineering, Vol. 23, No. 9, 1977 pp. 77-79.
51. Ahmad, S.Y., "Fluid to Fluid Modeling of Critical Heat Flux," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, 1973, pp. 641-662.
52. Katto, Y., "A Comprehensive Study of CHF for Fundamental Systems of Forced Convection Boiling with Uniform Heating," Research on Effective Use of Energy, Vol. 1, 1982, pp. 167-174.
53. Nishikawa, K., Yoshida, S., Yamada, A. and Ohno, M., "Experimental Investigation of Critical Heat Flux in Forced Convection Boiling of Freon in a Tube at High Subcritical pressure," Proc. 7th International Heat Transfer Conference, Munich, Vol. 4, 1982, pp. 321-326.
54. Shah, M.M., "A Generalized Graphical Method for Predicting CHF in Uniformly Heated Vertical Tubes," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, 1979, pp. 557-568.
55. Green, W.J. and Lawther, K.R., "A Flow Boiling Burnout Correlation for Water and Freon-12," Nuclear Engineering and Design, Vol. 67, 1981, pp. 13-25.
56. Green, W.J. and Lawther, K.R., "Application of a General Critical Heat Flux Correlation for Coolant Flows in Uniformly Heated Tubes to High Pressure Water and Liquid Nitrogen," Proc. 7th International Heat Transfer Conference, Munich, Vol. 4, 1982, pp. 279-284.
57. Katto, Y., "An Analytical Investigation on CHF of Flow Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes with Special Reference to Governing Dimensionless Groups," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, 1982, pp. 1353-1361.
58. Tong, L.S. and Hewitt, G.F., "Overall Viewpoint of Flow Boiling CHF Mechanism," ASME-Paper No. 72-HT-54, 1972.

59. Fiori, M.P. and Bergles, A.E., "Model of Critical Heat Flux in Subcooled Flow Boiling," Proc. 4th International Heat Transfer Conference, Paris, Vol. VI, 1970, B6.3.
60. Van der Molen, S.B. and Galjee, F.W.B.M., "The Boiling Mechanism during Burnout Phenomena in Subcooled Two-Phase Water Flows," Proc. 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, Vol. 1, 1978, pp.381-385.
61. Madejski, J., "A New Criterion of Dry-Out in Two-Phase Flow," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, 1981, pp.1657-1665.
62. Whalley, P.B., Hutchinson, P. and Hewitt, G.F., "The Calculation of Critical Heat Flux in Forced Convection Boiling," Proc. 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo, Vol. IV, 1974, pp.290-294.
63. Whalley, P.B., Hutchinson, P. and James, P.W., "The Calculation of Critical Heat Flux in Complex Situations Using an Annular Flow Model," Proc. 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, Vol. 5, 1978, pp.65-70.
64. Würtz, J., "An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam-Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 bar," Risø Report No.372, 1978, Risø National Lab., Denmark.
65. Levy, S., Healzer, J.M. and Abdollahian, D., "Prediction of Critical Heat Flux for Annular Flow in Vertical Pipes," NP-1619, 1980, EPRI, Palo Alto, Calif. USA.
66. Saito, T., Hughes, E.D. and Carbon, M.W., "Multi-Fluid Modeling of Annular Two-Phase Flow," Nuclear Engineering and Design, Vol. 50, 1978, pp.225-271.
67. McCoy, D.D. and Hanratty, T.J., "Rate of Deposition of Droplets in Annular Two-Phase Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, 1977, pp.319-331.
68. Ganić, E.N. and Mastanaiah, K., "Investigation of Droplet Deposition from a Turbulent Gas Stream," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, 1981, pp.401-422.
69. Lee, S.L. and Durst, F., "On the Motion of Particles in Turbulent Dust Flows," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 8, 1982, pp.125-146.
70. Hutchinson, P. and Whalley, P.B., "A Possible Characterisation of Entrainment in Annular Flow," Chem. Eng. Science, Vol. 28, 1973, pp.974-975.
71. Levy, S. and Healzer, J.M., "Application of Mixing Length Theory to Wavy Turbulent Liquid-Gas Interface," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 103, 1981, pp.492-500.
72. Ishii, M. and Grolmes, M.A., "Inception Criteria for Droplet Entrainment in Two-Phase Concurrent Film Flow," AIChE J. Vol. 21, 1975, pp.308-318.
73. Ishii, M., "One-Dimensional Drift Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes," ANL-77-47, 1977.
74. Ueda, T. and Isayama, Y., "Critical Heat Flux and Exit Film Flow Rate in a Flow Boiling System," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, 1981, pp.1267-1276.
75. Leung, A., Banerjee, S. and Groeneveld, D.C., "Investigation of the Effects of Heater Characteristics on CHF Performance of a Long Vertical Annulus in High Pressure Water," Proc. 7th International Heat Transfer Conference, Munich, Vol. 4, 1982, pp.303-308.
76. Waters, E.D., Anderson, J.K., Throne, W.L. and Batch, J.M., "Experimental Observations of Upstream Boiling Burnout," Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., Vol. 61, No. 57, 1964, pp. 230-237.
77. Katto, Y. and Yokoya, S., "CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes: Experimental Study of HP-Regime by the Use of Refrigerant 12," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 8, 1982, pp.165-181.
78. Matzner, B., Moeck, E.O., Casterline, J.E. and Wikhammer, G.A., "Critical Heat Flux in Long Tubes at 1000 psi with and without Swirl Promoters," ASME-Paper 65-WA/HT-30, 1965.
79. Merilo, M., "Critical Heat Flux Experiments in a Vertical and Horizontal Tube with Both Freon-12 and Water as Coolant," Nuclear Engineering and Design, Vol. 44, 1977, pp.1-16.
80. Merilo, M. and Ahmad, S.Y., "Experimental Study of CHF in Vertical and Horizontal Tubes Cooled by Freon-12," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 5, 1979, pp.463-478.
81. Groeneveld, D.C., "The Occurrence of Upstream Dryout in Uniformly Heated Channels," Proc. 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo, Vol. IV, 1974, pp.265-269.
82. Groeneveld, D.C., "The Thermal Behavior of a Heated Surface at and beyond Dryout," AECL-4309, 1972, Atomic Energy of Canada, Ltd.
83. Doroschuk, V.E., Levitan, L.L. and Lantzman, F.P., "Recommendations for Calculating Burnout in Uniformly Heated Tubes," Teplotenergetika, Vol. 22, No. 12, 1975, pp.66-70.
84. Scientific Council, U.S.S.R. Academy of Sciences, "Recommendation on Calculating Burnout when Boiling Water in Uniformly Heated Round Tubes," BTD, OKB IVTAN, Moscow, 1975.
85. Deev, V.I., Petrovichev, V.I., Pridantsev, A.I., Gordeev, Yu.V., Arkhipov, V.V. and Parygin, V.V., "Hydraulic Resistance and Burnout with Helium Boiling in Tubes," Thermal Engineering, Vol. 26, No. 1, 1979 pp.45-47.
86. Subbotin, V.I., Deev, V.I. and Arkhipov, V.V., "Critical Heat Flux in Flow Boiling of Helium," Proc. 7th International Heat Transfer Conference, Munich, Vol. 4, 1982, pp.357-361.
87. Doroschuk, V.E., Levitan, L.L. and Lantzman, F.P., "Investigations into Burnout in Uniformly Heated Tubes," ASME-Paper 75-WA/HT-22, 1975.
88. Levitan, L.L., Lantzman, F.P. and Dedneva, E.I., "Study of Influence of Tube Diameter upon the Crisis of Heat Transfer of the Second Kind," Teplotenergetika, Vol. 28, No. 7, 1981, pp.40-44.
89. Hewitt, G.F., "Experimental Studies on the Mechanism of Burnout in Heat Transfer to Steam-Water Mixtures," Proc. 4th International Heat Transfer Conference, Paris, Vol. VI, 1970, B6.6.
90. Katto, Y., "A Study on Limiting Exit Quality of CHF of Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Channels," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 104, 1982, pp.40-47.
91. Kitto, Jr., J.B., "Critical Heat Flux and the Limiting Quality Phenomenon," AIChE Symp. Ser., Vol. 76, No. 199, 1980, pp.57-78.
92. Roko, K., Takitani, K., Yoshizaki, A. and Shiraha, M., "Dryout Characteristics at Low Mass Velocities in a Vertical Straight Tube of a Steam Generator," Proc. 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, Vol. 1, 1978, pp.429-434.
93. Kitto, Jr. J.B., "Effect of Contaminants on Critical Heat Flux at Low Pressures," ASME-Paper 79-HT-72, 1979.
94. Belyakov, I.I., Kuznetsov, A.N., Romanov, D.F. and Sokolov, V.V., "Investigating the Boundary System Contents in Steam Generating Tubes at High Pressures," Teplotenergetika, Vol. 23, No. 10, 1976, pp.69-71.
95. France, D.M., Carlson, R.D., Chiang, T. and Minkowycz, W.J., "Critical Heat Flux Experiments and Correlation in a Long, Sodium-Heated Tube," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 103, 1981, pp.74-80.
96. France, D.M., Chiang, T., Carlson, R.D. and Priemer, R., "Experimental Evidence Supporting Two-Mechanism Critical Heat Flux," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, 1982, pp.691-698.
97. Hori, M. and Isshiki, N., "Critical Heat Flux Characteristics in a Uniformly Heated Vertical Upflow," Trans. JSME, Vol. 46B, 1980, pp.1731-1741.
98. Isshiki, N. and Hori, M., "Theoretical Consideration on Critical Heat Flux of Uniformly Heated Vertical Upflow," Trans. JSME, Vol. 46B, 1980, pp.2170-2178.

* * * * *

A NEW HYDRODYNAMIC MODEL OF CRITICAL HEAT FLUX, APPLICABLE WIDELY TO BOTH POOL AND FORCED CONVECTION BOILING ON SUBMERGED BODIES IN SATURATED LIQUIDS

Y. HARAMURA and Y. KATTO

Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

(Received 23 May 1982)

Abstract In this paper, Helmholtz instability is imposed on the vapor-liquid interface of columnar vapor stems distributed in a liquid layer wetting a heated surface. This vapor-liquid system is collapsed wholly by the instability, but due to the suppression of the solid surface, a thin liquid film including vapor stems is left stable on the surface with a certain definite thickness relating to the Helmholtz critical wavelength. A vapor blanket, thus formed on the liquid film, restricts the feed of liquid from the bulk region to the film, resulting in the disappearance of liquid from the heated surface, that is, the appearance of critical heat flux (CHF). Based on the foregoing concept, a new hydrodynamic model is developed, and analyses of CHF in fundamental boiling systems are exemplified not only for pool boiling but also for forced convection boiling, suggesting the validity of the physical structure of this model.

NOMENCLATURE

- A_v , cross-sectional area of vapor stems [m^2];
- A_w , area of heated surface [m^2];
- d , diameter of cylinder or disk [m];
- G , mass velocity of liquid, $\rho_1 u_1$ [$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$];
- g , acceleration due to gravity [$m\ s^{-2}$];
- H_{fg} , latent heat of evaporation [$J\ kg^{-1}$];
- H , vertical dimension of horizontal ribbon [m];
- H' , dimensionless height, $H/[\sigma/g(\rho_1 - \rho_v)]^{1/2}$;
- k , factor for liquid addition due to inflow;
- l , length of flat plate [m];
- q , heat flux [$W\ m^{-2}$];
- q_{c0} , critical heat flux in saturated boiling [$W\ m^{-2}$];
- $q_{c0,Z}$, q_{c0} , predicted by Zuber's equation (1) [$W\ m^{-2}$];
- R' , dimensionless radius, $(d/2)/[\sigma/g(\rho_1 - \rho_v)]^{1/2}$;
- t , time [s];
- u , velocity of uniform liquid flow [$m\ s^{-1}$];
- u_l , velocity of liquid [$m\ s^{-1}$];
- u_v , velocity of vapor [$m\ s^{-1}$];
- v_1 , volumetric growth rate of bubble [$m^3\ s^{-1}$].

Greek symbols

- δ_c , critical thickness of liquid film [m];
- λ , wavelength [m];
- λ_c , Taylor critical wavelength [m];
- λ_D, λ_D' , most susceptible (or dangerous) Taylor wavelength [m];
- λ_H , Helmholtz critical wavelength [m];
- ρ_l , density of liquid [$kg\ m^{-3}$];
- ρ_v , density of vapor [$kg\ m^{-3}$];
- σ , surface tension [$N\ m^{-1}$];
- τ_b , hovering period of bubble [s].

1. INTRODUCTION

FOR CRITICAL heat flux in pool boiling, a number of models have been proposed, but the one that seems to

have been most widely accepted is that presented by Zuber [1] for the boiling on an infinite, upward-facing, horizontal, flat plate [2]. This model postulates that the vapor generated at the flat plate accumulates to form a continuous columnar escape flow of diameter $\lambda_c/2$ at intervals of Taylor critical wavelength λ_c , and that CHF takes place when the vapor-liquid interface of the escape passage becomes unstable due to Helmholtz instability. However, the magnitude of the Helmholtz critical wavelength λ_H is indefinite, so it is determined as $\lambda_H = \pi\lambda_c/2$ from the Rayleigh stability limit of a circular gas jet in a liquid, and a few approximations such as $3/\sqrt{2\pi} \approx 1$ are made to give the critical heat flux $q_{c0,Z}$ as

$$\frac{q_{c0,Z}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.131. \quad (1)$$

As is well known, equation (1) has the same form as the older equation of Kutateladze [3] correlating experimental data through dimensional analysis.

Extending Zuber's model to include finite bodies such as illustrated in Fig. 1, Lienhard and co-workers [4-7] carried out a number of studies about CHF with many valuable results. Furthermore, Lienhard and others [8-11] attempted to explain CHF in forced convection boiling as well as in pool boiling, by replacing hydrodynamic instability analyses with a very simple concept of "mechanical energy stability criterion", which considers a balance between the kinetic energy of the vapor flow and the surface energy necessary to develop the vapor-liquid interface.

However, it must be noted that in the case of infinite plates, the vapor outflow and the incoming liquid flow become unstable simultaneously because of the counter flow pattern. This is not so in Fig. 1, where the incoming liquid flow can remain stable even if the vapor escape passage has collapsed. In addition, as Chang pointed out [12], the continuous vapor escape passages such as

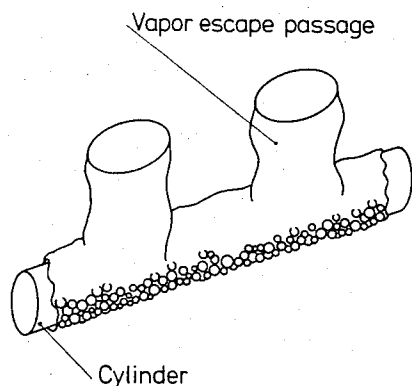


FIG. 1. Pool boiling at high heat fluxes on a horizontal cylinder.

illustrated in Fig. 1, to which Helmholtz instability is applied, are quite different in nature from the actual flow aspects involving vapor slugs with unsteady-state behavior.

Meanwhile, for nucleate boiling at high heat fluxes, Gaertner and Westwater [13, 14] reported the following facts from the experiments of pool boiling of saturated water at atmospheric pressure: (i) as illustrated in Fig. 2, the heated surface is wetted with a liquid film, which includes numerous, continuous, columnar vapor stems, (ii) the massive vapor bubble, sitting on the liquid film and being nourished with vapor from the underlying vapor stems, rises away from the liquid film when it grows enough, and after a bubble leaves the liquid film, a new one is immediately established in its place, (iii) as for vapor stems, the population density increases while the diameter decreases as heat flux is increased, and the total cross-sectional area of vapor stems remains constant independently of heat flux, and (iv) the height to diameter ratio of vapor stem is kept constant independently of heat flux, which means that the height of vapor stem (thickness of liquid film) decreases with increasing heat flux.

For the massive vapor bubbles generated successively on the liquid film, the following quantitative behaviors have been reported by Katto and Yokoya [15]. First, the heat transferred constantly from the heated surface is absorbed by latent heat in the liquid film, and consequently the bubble volume V increases in proportion to the time t after the commencement of growth as

$$V = v_1 t \quad (2)$$

where v_1 is the volumetric growth rate of bubble. Second, the hovering* behavior of the massive bubble growing on the liquid film can be analyzed by utilizing

* This massive bubble hovers on the liquid film mainly due to the hydrodynamic action, because the surface tension of vapor stems is generally much weaker than the buoyancy force.

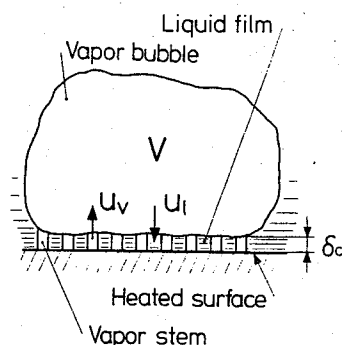


FIG. 2. Vapor structure near heated surface at high heat fluxes.

the theory of Davidson and others [16, 17] for the periodic formation of bubble due to the flow of gas into a liquid, where the upward motion of a growing bubble is determined by a balance between the buoyancy force and the upward mass acceleration of the two-phase fluid. Thus, the hovering period for a bubble of volumetric growth rate v_1 is given as

$$\tau_d = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/5} \left[\frac{4(\xi\rho_l + \rho_v)}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{3/5} v_1^{1/5}, \quad \xi = \frac{11}{16} \quad (3)$$

where ξ , the volumetric ratio of the accompanying liquid to the moving bubble, can be assumed to be 11/16 for the present purpose. Equations (2) and (3) can predict a relationship between the bubble formation frequency and the bubble diameter, agreeing well with the empirical relationship obtained by Ivey [18] from the data of high heat flux boiling [15].

In the present study, therefore, a new hydrodynamic model will be created so as to include not only Helmholtz instability effect but also the actual fluid behaviors such as mentioned above, and the validity of this model will be tested for forced convection boiling as well as for pool boiling.

2. A NEW HYDRODYNAMIC MODEL

2.1. Thickness of liquid film δ_c

Consider the case that the liquid film shown in Fig. 2 is sufficiently thick,† so the heat transferred from the heated surface is absorbed by latent heat near the base of vapor stems, inducing the upward vapor velocity u_v in the stems and the corresponding downward liquid velocity u_l . In this case, first, it is well known that the wave velocity c in the vapor-liquid interface of stems is given theoretically by

$$c = \pm \left[\frac{1}{\rho_l + \rho_v} \frac{2\pi\sigma}{\lambda} - \frac{\rho_l \rho_v}{(\rho_l + \rho_v)^2} (u_v + u_l)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

Second, the heat balance $qA_w = \rho_v u_v A_v H_{fg}$ gives

$$u_v = (q/\rho_v H_{fg}) / (A_v/A_w) \quad (5)$$

† The thickness of liquid film determined in this chapter will be used as the initial thickness (maximum value) of liquid film in the subsequent analyses of CHF.

where q is the heat flux, A_v the cross-sectional area of the vapor stems, and A_w the area of the heated surface. Third, the continuity equation $\rho_v u_v A_v = \rho_l u_l (A_w - A_v)$ gives

$$u_l/u_v = (\rho_v/\rho_l)(A_v/A_w)/[1 - (A_v/A_w)]. \quad (6)$$

Equation (6) reveals that u_l/u_v is far less than unity, because $\rho_v/\rho_l < 1$, and also A_v/A_w is much less than unity as will be found in Section 2.3. Therefore, using u_v of equation (5), and ignoring u_l as compared with u_v , equation (4) with $c = 0$ gives the critical wavelength λ_H for Helmholtz instability as

$$\lambda_H = 2\pi\sigma \frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l \rho_v} \left(\frac{A_v}{A_w}\right)^2 \left(\frac{\rho_v H_{fg}}{q}\right)^2. \quad (7)$$

However, we must not forget that the wave motion is suppressed by the solid surface, and its effect must extend to a certain distance from the surface. In other words, a liquid film including vapor stems (causes of instability) can exist stably up to the distance δ_c from the heated surface. The exact value of δ_c is unknown at the present time, but it must depend on the unstable wavelength, being probably somewhere between $\delta_c = 0$ and $\delta_c = \lambda_H/2$. In the present paper, therefore, δ_c is assumed tentatively to be the middle value:

$$\delta_c = (0 + \lambda_H/2)/2 = \lambda_H/4,$$

when δ_c can be determined through equation (7) as follows

$$\delta_c = \frac{\lambda_H}{4} = \frac{\pi}{2} \sigma \frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l \rho_v} \left(\frac{A_v}{A_w}\right)^2 \left(\frac{\rho_v H_{fg}}{q}\right)^2 \quad (8)$$

2.2. CHF on a horizontal, infinite flat plate

Equation (8) includes an unknown quantity A_v/A_w , but the CHF on an infinite, horizontal flat plate will be analyzed before proceeding to the evaluation of A_v/A_w , for the sake of convenience.

Figure 3 illustrates the configuration of the nucleate boiling on an infinite plate corresponding to Gaertner and Westwater's observations (i) and (ii) mentioned in Section 1. The interval λ_D between bubbles is determined by Taylor instability, and according to the studies of Lienhard and others [7, 4], we must take the

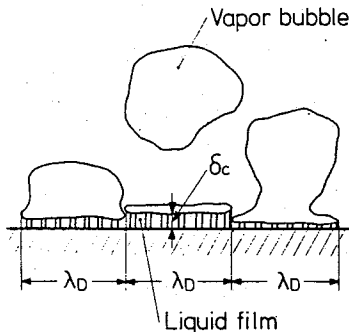


FIG. 3. Pool boiling at high heat fluxes on a horizontal, infinite flat plate.

most susceptible (or dangerous) wavelength instead of critical wavelength, thus

$$\lambda_D = 3^{1/2} 2\pi [\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}. \quad (9)$$

Now, the unit heater area participating in the growth of one vapor bubble is λ_D^2 [19, 20], and therefore, if the heat flux is q , the volumetric growth rate of bubble v_1 in equation (2) is given as

$$v_1 = \lambda_D^2 q / (\rho_v H_{fg}) \quad (10)$$

and the corresponding hovering time of bubble τ_d is given by equation (3).

Now, if the liquid film on the heated surface is not fed with liquid from the bulk region during the hovering period of bubble τ_d , then it can be postulated that CHF appears when the liquid film evaporates away at the end of the hovering time, for which the heat balance is written as

$$\tau_d q A_w = \rho_l \delta_c (A_w - A_v) H_{fg} \quad (11)$$

where δ_c is the initial thickness of the liquid film at the start of bubble growth, and it has been given by equation (8). Thus, solving equations (2), (3) and (8)–(11) for the critical heat flux q , and writing q as $q_{c0,z}$ gives

$$\begin{aligned} \frac{q_{c0,z}}{\rho_v H_{fg}} &= \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \\ &= \left(\frac{\pi^4}{2^{11} \cdot 3^2} \right)^{1/16} \left(\frac{A_v}{A_w} \right)^{5/8} \left(1 - \frac{A_v}{A_w} \right)^{5/16} \\ &\quad \times \left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) / \left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) \right]^{3/5 \cdot 5/16}. \quad (12) \end{aligned}$$

2.3. Evaluation of A_v/A_w

For Zuber's model described at the beginning of Section 1, Lienhard *et al.* [6] advocate that the interval λ_c between the escape passages should be λ_D of equation (9), and that Helmholtz unstable wavelength λ_H determined as $\lambda_H = \lambda_D$ is preferable to Zuber's $\lambda_H = \pi \lambda_c/2$, resulting in the increase of the constant on the RHS of equation (1) by 14%. Examining the data of critical heat flux q_{c0} obtained for finite, horizontal, flat plates with vertical side walls to prevent induced convection effect (i.e. to simulate the condition of infinite plates), Lienhard *et al.* regarded the foregoing result of $q_{c0}/q_{c0,z} = 1.14$ as appropriate. However, the data points of $q_{c0}/q_{c0,z}$ plotted in Fig. 8 of ref. [6] are statistically somewhat below 1.14 in the range of $L/\lambda_D > 3$, where L is the representative length of the finite plate. Also, the data listed in Table 1 of ref. [6] give average $q_{c0}/q_{c0,z} = 1.07$ for $L/\lambda_D > 3$, and average $q_{c0}/q_{c0,z} = 1.06$ for $L/\lambda_D > 9.8$. In the present paper, therefore, it will be assumed, for simplification purposes, that Zuber's original equation (1) applies to the CHF of infinite flat plates.

Now, we can postulate that the RHS of equation (12) equals that of equation (1), and if the assumption of

$A_v/A_w \ll 1$ in Section 2.1 is used again, it yields

$$\frac{A_v}{A_w} = 0.0654 \left[\left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right)^{3/5} / \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) \right]^{1/2} \quad (13)$$

For $\rho_v/\rho_l \ll 1$, equation (13) can be reduced to

$$A_v/A_w = 0.0584(\rho_v/\rho_l)^{0.2} \quad (14)$$

The values of A_v/A_w calculated by equations (13) and (14) are compared in Fig. 4, suggesting that equation (14) will be enough to predict A_v/A_w up to $\rho_v/\rho_l = 1$ if only minor errors are ignored near $\rho_v/\rho_l = 1$. Equation (14) is in accord with Gaertner and Westwater's observation (iii) mentioned in Section 1, that A_v/A_w is kept constant independently of q for fixed ρ_v/ρ_l . In addition, Fig. 4 shows that the magnitude of A_v/A_w is rather unchangeable, and is much less than unity. This explains well the empirical fact that when wetted with a liquid film, the heated surface is cooled in spite of the existence of numerous vapor stems in the liquid film. Substituting A_v/A_w of equation (14) into the RHS of equation (5) gives

$$u_v = 17.1(q/\rho_v H_{fg})/(\rho_v/\rho_l)^{0.2}$$

For water boiling at atmospheric pressure and at the critical heat flux q as given by equation (1), the above equation predicts $u_v = 61.5 \text{ m s}^{-1}$. If compared with the sonic velocity of steam 473.5 m s^{-1} at 0.1 MPa and 100°C , the value of 61.5 m s^{-1} is relatively very low (Mach number 0.13), suggesting that there are no serious problems associated with sonic velocity.

Finally, the thickness of liquid film δ_c can be determined by substituting A_v/A_w of equation (14) into the RHS of equation (8) as follows:

$$\frac{\delta_c(q/H_{fg})^2}{\sigma\rho_v} = 0.00536 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \quad (15)$$

Equation (15) predicts a character that δ_c varies in proportion to $1/q^2$ under the condition of fixed pressure, which accords with Gaertner and Westwater's observation (iv) mentioned in Section 1. For water boiling at atmospheric pressure with a heat flux of

$q = 0.946 \text{ MW m}^{-2}$, equation (15) predicts $\delta_c = 0.056 \text{ mm}$, while Gaertner [14] measured the average height of vapor stems as $\delta_c = 0.12 \text{ mm}$ at the periphery of a horizontal 50.8 mm dia. disk heater. The measured δ_c is about twice as thick as the predicted δ_c , but the liquid film must have a greater thickness in the peripheral region than in the interior, because of the straight-forward exposure to the bulk liquid. Therefore, the assumption of $\delta_c = \lambda_H/4$ for the relationship between δ_c and λ_H made in Section 2.1 will be left as it is.

3. CHF FROM FINITE BODIES IN POOL BOILING

In order to test the validity of the model derived in Section 2, a few typical analyses of CHF in pool boiling will be made.

3.1. Infinitely long, horizontal cylinder

The configuration of high heat flux boiling on an infinitely long, horizontal cylinder of a comparatively small diameter d (actually, the length to diameter ratio must be greater than, say, 20) is shown in Fig. 5(a). In this case, a liquid film of thickness δ_c including vapor stems appears on the cylindrical surface as illustrated in Fig. 5(b). Thus, the heat balance associated with the total evaporation of a liquid film in an hovering period of bubble τ_d is given by the following equation, instead of equation (11),

$$\tau_d q A_w = \rho_l \delta_c (A_w - A_v + A_w \delta_c/d) H_{fg} \quad (16)$$

But, excluding the case of excessively small diameter, the normal condition of cylinder will be considered below, where δ_c/d is far less than unity, and hence the third term in the parentheses on the RHS of equation (16) can be ignored as compared with the first term.

According to the study of Lienhard and Wong [7], the most susceptible wavelength λ_b for the horizontal, cylindrical vapor-liquid interface is given by the following equation, instead of equation (9), due to the additional effect of surface tension along the curvature

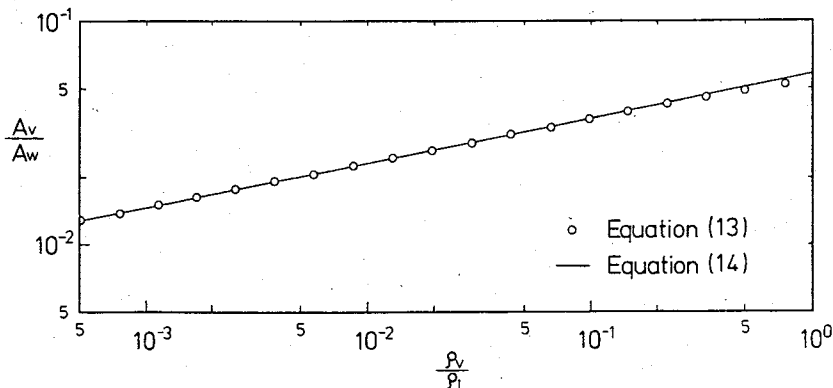


FIG. 4. Magnitude of A_v/A_w .

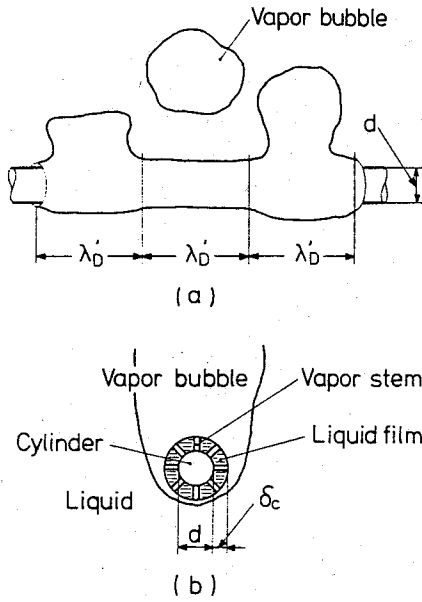


FIG. 5. Pool boiling at high heat fluxes on a horizontal cylinder.

in the transverse direction:

$$\lambda'_D = 3^{1/2} \cdot 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \left[1 + \frac{2\sigma}{d^2 g(\rho_l - \rho_v)} \right] \right\}^{1/2} \quad (17)$$

Since the unit heater area participating to the growth of one vapor bubble is now $\pi d \lambda'_D$ as is noticed from Fig. 5(a), the volumetric growth rate of bubble v_1 is

$$v_1 = \pi d \lambda'_D q / (\rho_v H_{fg}) \quad (18)$$

Thus, solving equations (2), (3), (8) and (16)–(18) for q under the above-mentioned condition of $\delta_c/d \ll 1$, and

writing the q as q_{co} result in

$$\begin{aligned} \frac{q_{co}}{\rho_v H_{fg}} &= \left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \\ &= \left(\frac{\pi^4}{2^{11} \cdot 3^2} \right)^{1/16} \left(\frac{A_v}{A_w} \right)^{5/8} \left(1 - \frac{A_v}{A_w} \right)^{5/16} \\ &\quad \times \left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) / \left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) \right]^{3/5} \left[\frac{\sqrt{3}}{R'} \right]^{1/16} \left[1 + \frac{1}{2(R')^2} \right]^{1/32} \end{aligned} \quad (19)$$

where $R' = (d/2) / [\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}$. Comparison of equation (19) for cylinders with equation (12) for infinite plates gives the following relation:

$$\frac{q_{co}}{q_{co,z}} = \left(\frac{\sqrt{3}}{R'} \right)^{1/16} \left[1 + \frac{1}{2(R')^2} \right]^{1/32} \quad (20)$$

where the value of $q_{co,z}$ is given by Zuber's equation (1).

In Fig. 6, the value predicted by equation (20) is compared with the range of about 900 experimental data points collected by Sun and Lienhard [5], and shows a fairly good agreement. For caution's sake, it is noted that if all the terms on the RHS of equation (16) are taken into account along with the conditions that A_v/A_w is given by equation (14) and $A_v/A_w \ll 1$, then the following equation is derived instead of equation (20):

$$\begin{aligned} \frac{q_{co}}{q_{co,z}} &= \left(\frac{\sqrt{3}}{R'} \right)^{1/16} \left[1 + \frac{1}{2(R')^2} \right]^{1/32} \\ &\quad \times \left[1 + 0.156 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \frac{1}{R'(q_{co}/q_{co,z})^2} \right]^{5/16} \end{aligned} \quad (20a)$$

Values of $q_{co}/q_{co,z}$ predicted by equation (20) are compared with those of equation (20a) in Table 1, suggesting that with decreasing R' , some slight

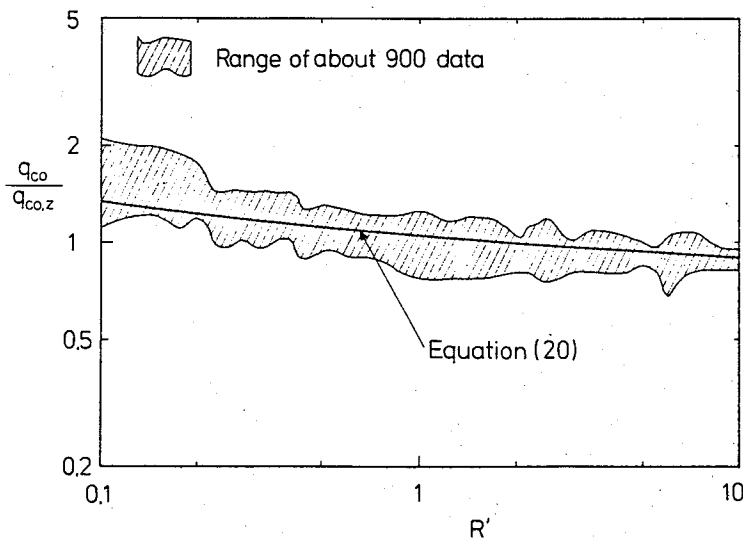


FIG. 6. Critical heat flux in pool boiling for horizontal cylinders.

Table 1. Values of $q_{co}/q_{co,z}$ predicted by equations (20) and (20a)

R'		0.1	0.2	0.5	1.0	10
$q_{co}/q_{co,z}$ by equation (20)		1.351	1.241	1.118	1.048	0.896
$q_{co}/q_{co,z}$ by equation (20a)	$\rho_v/\rho_l = 0.0001$	1.360	1.246	1.120	1.049	0.896
	$\rho_v/\rho_l = 0.001$	1.373	1.253	1.123	1.051	0.896
	$\rho_v/\rho_l = 0.01$	1.402	1.270	1.131	1.055	0.897
	$\rho_v/\rho_l = 0.1$	1.472	1.313	1.153	1.067	0.898
	$\rho_v/\rho_l = 1.0$	1.699	1.470	1.243	1.123	0.906

dispersions appear according to the change of ρ_v/ρ_l , particularly when R' is near 0.1 and ρ_v/ρ_l is very high.

3.2. *Infinitely long, horizontal ribbon oriented vertically*

Consider next the case of an infinitely long, horizontal, thin and flat ribbon heater with the broad side oriented vertically and with both sides heated. At the present time, the exact value of the most susceptible wavelength for Taylor instability is unknown. However, if the vertical dimension H of horizontal ribbon is sufficiently small, a rough estimation of CHF may possibly be made by substituting a cylinder of equal heated surface area for the ribbon. Various effects of the thickness of ribbon are now ignored for simplification purposes. Thus, the equivalent diameter d , defined by

$$\pi d = 2H \tag{21}$$

is substituted into equation (20) to give

$$\frac{q_{co}}{q_{co,z}} = \left(\frac{\sqrt{3}\pi}{H'} \right)^{1/16} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{H'} \right)^2 \right]^{1/32} \tag{22}$$

where $H' = H/[\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}$. Figure 7 shows a comparison of the value predicted by equation (22) with the experimental data listed in Table 1 of Lienhard and Dhir's paper [4]. Agreement is not so good as in Fig. 6, but it seems rather natural because of the use of various broad approximations.

3.3. *Upward-facing horizontal small disk*

When the diameter d of an upward-facing horizontal disk is much smaller than the most susceptible

wavelength λ_D of Taylor instability, one vapor bubble is formed successively on the disk as illustrated in Fig. 8. In this case, the heated surface area for the formation of one bubble is $\pi d^2/4$, independent of λ_D , and the volumetric growth rate of bubble v_1 is

$$v_1 = (\pi d^2/4)q/(\rho_v H_{fg}) \tag{23}$$

Furthermore, it must be noted that in the preceding cases of Figs. 3 and 5, the inflow of liquid across the periphery of the base of a bubble is blocked up by adjoining vapor bubbles, but now the whole periphery of a small disk is exposed straightforwardly to the bulk liquid as seen in Fig. 8. Besides, according to the experimental study of Katto and Kikuchi [21], the vapor pressure within the bubble, averaged for a hovering period, is lower than the surrounding liquid pressure at the disk heater level due to the buoyant effect. Therefore, an inflow of liquid to the liquid film from the surrounding can take place even in the hovering period of bubble. Hence, in order to take the inflow effect into account, equation (11) is now modified as follows:

$$\tau_d q A_w = \rho_l \delta_s (A_w - A_v)(1+k)H_{fg} \tag{24}$$

where k is the factor for the liquid addition due to inflow. Katto and Kunihiro [22] have shown that CHF in pool boiling can be raised by artificial addition of liquid to the disk heater through a very thin tube. Hence, equations (2), (3), (8), (23) and (24) are solved for the critical heat flux q_{co} , and the comparison of q_{co} with

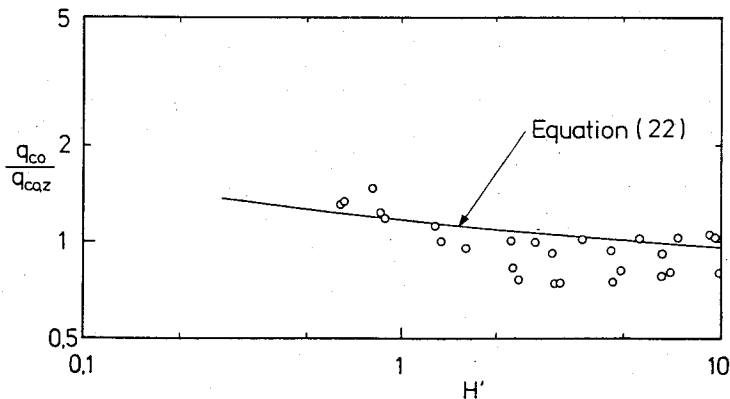


Fig. 7. Critical heat flux in pool boiling for horizontal ribbons oriented vertically.

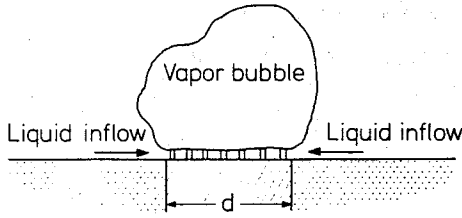


FIG. 8. Pool boiling at high heat fluxes on a horizontal disk.

$q_{c0,z}$ of equation (12) gives

$$\frac{q_{c0}}{q_{c0,z}} = (1+k)^{5/16} \times \left\{ \left[3^{1/2} \cdot 2\pi \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \right]^2 / \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right) \right\}^{1/16} \quad (25)$$

Now, six q_{c0} data points (1.62, 1.70, 1.43, 1.30, 1.54 and 1.67 MW m⁻²) found in previous studies [15, 23, 24] for saturated water boiling on a 10 mm dia. copper disk heater at atmospheric pressure are averaged to give $q_{c0} = 1.54$ MW m⁻², for which k in equation (25) is evaluated as $k = 0.83$. This is only an empirical value, but this value does not seem unreasonable for a small 10 mm dia. disk surrounded by the bulk liquid.

4. CHF IN FORCED CONVECTION BOILING OF EXTERNAL FLOW TYPE

Now, the model derived in Section 2 will be applied to the CHF in forced convection boiling on flat plates and cylinders submerged in saturated liquids flowing with sufficiently high velocities.

4.1. Flat plates in a parallel flow

Figure 9(a) illustrates nucleate boiling at high heat fluxes on a flat surface of length l parallel to a saturated

liquid flow of velocity u . In this case, the vapor flowing out of numerous vapor stems distributed in a liquid film maintains a continuous vapor flow blanketing the liquid film. The underlying liquid film also forms a flow along the heated surface, decreasing its thickness in the direction of flow due to evaporation. Phenomena such as entrainment and deposition of droplets are ignored here, because they are presumed to be scarce. At the upstream end of the heated surface, the liquid film has a maximum thickness δ_c given by equation (15), and thereby can receive fresh liquid constantly from the main flow of velocity of u . Thus, it can be assumed that CHF appears when the heat being transferred from the heated surface of length l just balances with latent heat of the total evaporation of the liquid flowing into the liquid film.* Hence, the heat balance is written as

$$ql = \rho_l \delta_c u H_{fg} \quad (26)$$

Substituting δ_c of equation (15) into equation (26), and writing q as q_{c0} gives

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.175 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \quad (27)$$

where $G = u\rho_l$, the mass velocity of liquid flow. When ρ_v/ρ_l is much less than unity, equation (27) is reduced to

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.175 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \quad (28)$$

Figure 10 shows a comparison of the values predicted by equation (28) with the experimental data obtained by Katto and Kurata [25] for water ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$) and R-113 ($\rho_v/\rho_l = 0.00488$) flowing over the heated surfaces of $l = 10, 15$ and 20 mm at atmospheric

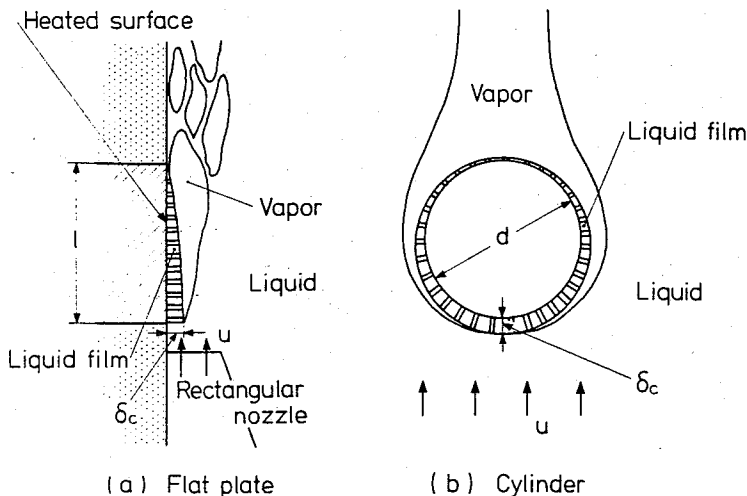


FIG. 9. Forced convection boiling at high heat fluxes. (a) A flat plate in a parallel flow, (b) a cylinder in a cross flow.

* This gives the answer to the question why the viscosity of fluid exerts no significant influences on the CHF in the forced convection boiling of external flow type.

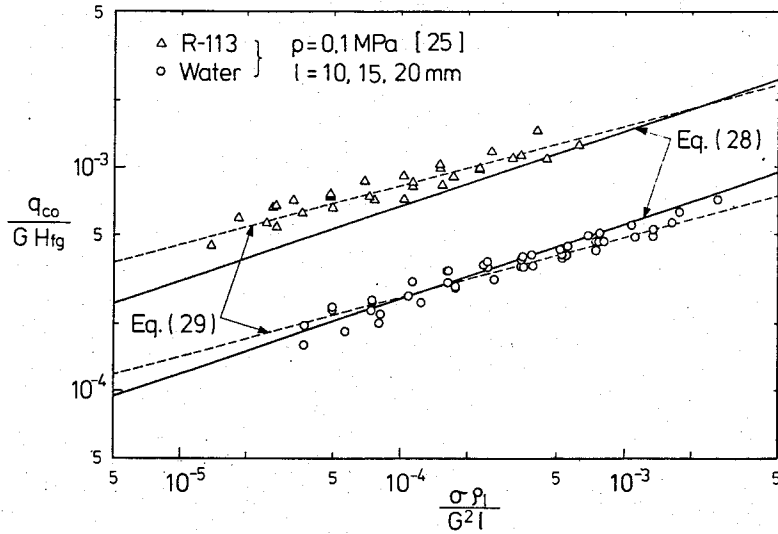


FIG. 10. Critical heat flux for flat plates in a parallel flow.

pressure. In Fig. 10 are also shown two broken lines representing the empirical equation obtained by Katto and Kurata for the above-mentioned data

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.559} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.264} \quad (29)$$

Agreement between the theoretical prediction and the experimental data points is fairly good for water, while it is somewhat inferior for R-113, though for unknown reasons at the present time. In any case, however, it can be noted from equation (29) and Fig. 10 that the experimental data points of both water and R-113 have the exponent of $\sigma \rho_l / G^2 l$ of about 0.26, which is slightly less than the theoretical value of 1/3 in equation (28). This difference may be attributable to the effects of forced flow on the flow conditions at the upstream end of the heated surface, such as the thickness of liquid film, the inflow of liquid, and some others.

4.2. Cylinders in a cross flow

Figure 9(b) illustrates nucleate boiling at high heat fluxes on a heated cylinder of diameter d perpendicular to a saturated liquid flow of velocity u . In this case, if the effect of curvature can be neglected, and if the same mechanism of CHF as in the preceding section can be assumed, then the flow structure along the semicircular surface extending from the front to the rear stagnation point becomes equivalent to that along a flat plate of the same length as the semicircle. Hence, putting $l = \pi d / 2$ in equation (27) yields q_{c0} for a cylinder as follows:

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.151 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \quad (30)$$

Figure 11 shows a comparison of the values predicted by equation (30) with the experimental data of water

(symbol \circ) and R-113 (symbol \times), both measured at atmospheric pressure: the former being the data of Vliet and Leppert [26, 27] for a comparatively small diameter $d = 3.18$ mm, the latter those of Yilmaz and Westwater [28] for $d = 6.5$ mm. It is interesting to note from Fig. 11 that like the case of flat plates shown in Fig. 10, the exponent of $\sigma \rho_l / G^2 d$ is nearly 0.26 for the data points of both water and R-113 (Yilmaz and Westwater [28] have given a relationship $q_{c0} / GH_{fg} = \text{const.} (\sigma \rho_l / G^2 d)^{0.26}$ to their data), suggesting the possibility of quite the same mechanism of CHF between the plate and the cylinder. The reason why the agreement between equation (30) and the data is inferior in the upper diagram of Fig. 11 may possibly be due to the effect of the curvature.

Meanwhile, broken lines in Fig. 11 represent the values predicted by the following equation obtained by Lienhard and Eichhorn [9] from the experimental data for four different kinds of fluids ($\rho_v / \rho_l = 0.00068$ to 0.0059 and $d = 0.5$ to 1.7 mm):

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{169} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/4} + \frac{1}{19.2} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \right] \quad (31)$$

In the lower diagram of Fig. 11, the accuracy of equation (31) is clearly seen to be lost, and it is due to the specific character of equation (31) that q_{c0} / GH_{fg} tends to become constant with decreasing $\sigma \rho_l / G^2 d$ for fixed ρ_v / ρ_l . In the case of the upper diagram of Fig. 11, $\sigma \rho_l / G^2 d$ is on favorable orders, and hence the first term on the RHS of equation (31) can exert its proper effect on the second term. It must be noted here that equation (31) was derived by Lienhard and Eichhorn from the experimental data of $\sigma \rho_l / G^2 d$ ranging from 9×10^{-3} to 5×10^{-1} .

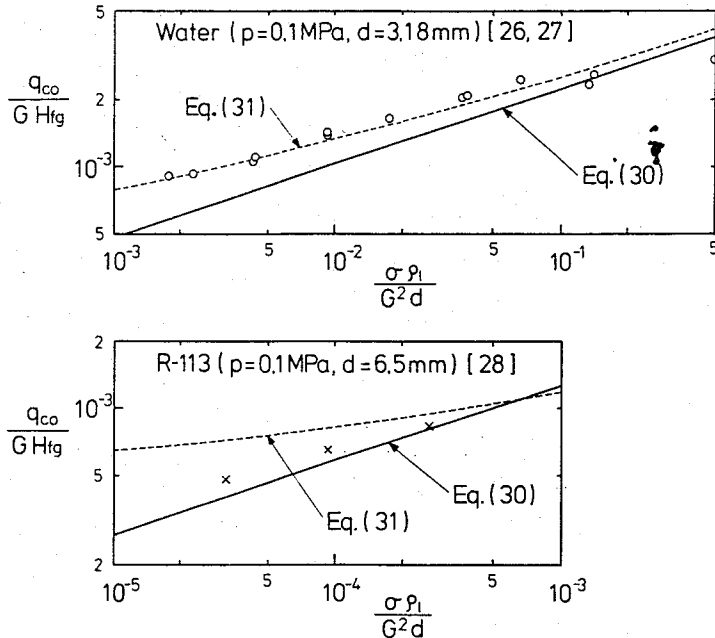


FIG. 11. Critical heat flux for cylinders in a cross flow.

5. MECHANISM TO APPROACH CHF IN NUCLEATE BOILING

It is well known [12, 14, 29] that nucleate boiling consists of two main regions: one is the 'isolated bubble' region at low heat fluxes, where a sequence of incipient discrete bubbles is maintained, and the other is the 'interference' region at high heat fluxes, where vapor structure such as illustrated in Fig. 2 appears on the heated surface. Hence, in view of the function of Helmholtz instability assumed in Section 2.1, we are led to a logical conclusion that throughout the interference region, nucleate boiling is subject to Helmholtz instability, maintaining the boiling configuration of Fig. 2 up to the CHF point. In other words, the interference region is nothing but the prodrome of CHF created by Helmholtz instability. This view is quite different from that of the existing instability model, where Helmholtz instability is assumed to act as the CHF point only, causing a sudden collapse of the vapor removal.

Besides, in the interference region mentioned above, the massive vapor blanket obstructs the feed of liquid from the bulk region. Therefore, the way the heated surface is fed with liquid ranks with Helmholtz instability in the importance for CHF. In pool boiling, the feed of liquid is performed through the periodical departure of the blanketing vapor bubble (Taylor instability relates to the bubble spacing only), and at times, there are the cases where the addition of liquid takes place due to the inflow of liquid across the periphery of the heated surface. In forced convection boiling, there is a steady-state flow of liquid into the liquid film at the upstream end of the heated surface.

As is well known, existing models of CHF are divided broadly into two opposite groups: one laying emphasis on the breakup of the vapor escape route due to hydrodynamic instability, and the other laying emphasis on the blockage of the liquid inflow due to vapor blanketing. Now, it is interesting to note that the new hydrodynamic model presented in this study is successful in making a compromise between the above two opposing groups, and moreover in overcoming difficulties in bridging the gap between pool and forced convection boiling. As to the mechanism with which transition boiling is introduced naturally after CHF, the description will be omitted here because it has been explained in a previous study [23] though in an imperfect form.

6. CONCLUSIONS

(1) Helmholtz instability originates the 'interference' region in nucleate boiling, leaving a stable liquid film of a certain definite thickness on the heated surface. CHF occurs through the total evaporation of liquid on the heated surface being subject to the restriction of the feed of liquid to the liquid film due to the vapor blanketing.

(2) Based on the physical structure mentioned above, a new hydrodynamic model has been developed, opening a sure access to CHF for various conditions of the heated surface and the fluid flow. A few examples of typical analyses of CHF have been shown in this paper not only for pool boiling but also for forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids, suggesting the broad validity of the model.

(3) As have been described in Section 5, the feed of liquid to the heated surface is no less important than

Helmholtz instability in the problem of CHF. Besides, in relation to the inflow of liquid, there are second scale problems proper to individual conditions, such as the liquid addition due to the inflow of liquid in pool boiling (Section 3.3), the effects of forced flow on the inflow conditions in forced convection boiling (Section 4), and others.

(4) In this paper, the heated surface is assumed to be wettable. In the case of very poor wettability, adequate modification must be made on the behavior of the liquid film on the heated surface.

Acknowledgement—The support for this work provided by the Ministry of Education, Science and Culture: Special Project Research on Energy, Grant No. 57040016 (1982) is gratefully acknowledged.

REFERENCES

1. N. Zuber, Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer, AEC Report No. AECU-4439 (1959).
2. G. F. Hewitt, Burnout, in *Handbook of Multiphase Systems* (edited by G. Hetsroni), pp. 6.109–6.122. Hemisphere, Washington (1976).
3. S. S. Kutateladze, A hydrodynamic model of the critical heat transfer in boiling liquids with free convection, *Zhurn. Tekhn. Fiz.* 20(11), 1389–1392 (1950).
4. J. H. Lienhard and V. K. Dhir, Hydrodynamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes from finite bodies, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 95, 152–158 (1973).
5. K. H. Sun and J. H. Lienhard, The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders, *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, 1425–1439 (1970).
6. J. H. Lienhard, V. K. Dhir and D. M. Rihard, Peak pool boiling heat-flux measurements on finite horizontal flat plates, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 95, 477–482 (1973).
7. J. H. Lienhard and P. T. Y. Wong, The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal cylinder, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 86, 220–226 (1964).
8. J. H. Lienhard and M. Z. Hasan, Correlation of burnout data for disk heaters cooled by liquid jets, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 101, 383–384 (1979).
9. J. H. Lienhard and R. Eichhorn, On predicting boiling burnout for heater cooled by liquid jets, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22, 774–776 (1979).
10. J. H. Lienhard and R. Eichhorn, Peak boiling heat flux on cylinders in a cross flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 19, 1135–1142 (1976).
11. J. H. Lienhard and M. Z. Hasan, On predicting boiling burnout with the mechanical energy stability criterion, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 101, 276–279 (1979).
12. R. Moissis and P. J. Berenson, On the hydrodynamic transitions in nucleate boiling, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 85, 221–229 (1963).
13. R. F. Gaertner and J. W. Westwater, Population of active sites in nucleate boiling heat transfer, *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.* 56(30), 39–48 (1960).
14. R. F. Gaertner, Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 87, 17–29 (1965).
15. Y. Katto and S. Yokoya, Behavior of a vapor mass in saturated nucleate and transition pool boiling, *Heat Transfer—Japan. Res.* 5(2), 45–65 (1976).
16. J. F. Davidson and B. O. G. Schueler, Bubble formation at an orifice in an inviscid liquid, *Trans. Inst. Chem. Engrs* 38, 335–342 (1960).
17. J. K. Walters and J. F. Davidson, The initial motion of a gas bubble formed in an inviscid liquid. Part 2. The three-dimensional bubble and the toroidal bubble, *J. Fluid Mech.* 17, 321–336 (1963).
18. H. J. Ivey, Relationship between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 10, 1023–1040 (1967).
19. D. P. Jordan, Film and transition boiling, in *Advances in Heat Transfer* (edited by T. F. Irvine, Jr. and J. P. Hartnett), Vol. 5, pp. 109–115. Academic Press, New York (1968).
20. V. Sernas, J. H. Lienhard and V. K. Dhir, The Taylor wave configuration during boiling from a flat plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 16, 1820–1821 (1973).
21. Y. Katto and K. Kikuchi, Study of forces acting on a heated surface in nucleate boiling at high heat fluxes, *Heat Transfer—Japan. Res.* 1(3), 34–46 (1972).
22. Y. Katto and M. Kunihiro, Study of the mechanism of burn-out in boiling system of high burn-out heat flux, *Bull. JSME* 16, 1357–1366 (1973).
23. Y. Katto and S. Yokoya, Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 11, 993–1002 (1968).
24. Y. Katto, S. Yokoya and M. Yasunaka, Mechanism of boiling crisis and transition boiling, *Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Paris*, vol. V, B3.2 (1970).
25. Y. Katto and C. Kurata, Critical heat flux of saturated convective boiling on uniformly heated plates in a parallel flow, *Int. J. Multiphase Flow* 6, 575–582 (1980).
26. G. C. Vliet and G. Leppert, Critical heat flux for nearly saturated water flowing normal to a cylinder, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 86, 59–67 (1964).
27. G. C. Vliet and G. Leppert, Critical heat flux for subcooled water flowing normal to a cylinder, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 86, 68–74 (1964).
28. S. Yilmaz and J. W. Westwater, Effect of velocity on heat transfer to boiling Freon-113, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 102, 26–31 (1980).
29. N. Zuber, Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, *Int. J. Heat Mass Transfer* 6, 53–78 (1963).

UN NOUVEAU MODELE HYDRODYNAMIQUE DU FLUX THERMIQUE CRITIQUE, APPLICABLE LARGEMENT A L'EBULLITION EN RESERVOIR ET A L'EBULLITION FORCEE SUR DES CORPS IMMERGES DANS LES LIQUIDES SATURES

Résumé—Une instabilité d'Helmholtz est imposée sur l'interface vapeur-liquide des colonnes de vapeur distribuées dans une couche liquide mouillant une surface chauffée. Ce système vapeur-liquide est collapsé complètement par l'instabilité, mais à cause de la suppression de la surface solide, un film liquide mince incluant les troncs de vapeur part de la surface avec une certaine épaisseur définie en relation avec la longueur d'onde critique de Helmholtz. Une couverture de vapeur formée sur le film liquide restreint l'alimentation en liquide par le coeur du film, ce qui provoque la disparition du liquide sur la surface chaude et l'apparition du flux critique (CHF). Basé sur ce concept, un nouveau modèle hydrodynamique est développé et le CHF dans les systèmes d'ébullition fondamentaux sont représentés non seulement pour l'ébullition en réservoir mais aussi pour l'ébullition en convection forcée, ce qui suggère la validité de la signification physique du modèle.

EIN NEUES HYDRODYNAMISCHES MODELL DER KRITISCHEN
WÄRMESTROMDICHTHE FÜR EINEN WEITEN BEREICH DES BEHÄLTER- UND
STRÖMUNGS-SIEDENS AN KÖRPERN IN GESÄTTIGTER FLÜSSIGKEIT

Zusammenfassung—In diesem Aufsatz wird die Helmholtz-Instabilität auf die Dampf-Flüssigkeits-Grenzfläche von Dampfsäulen angewandt, die in der Flüssigkeitsschicht verteilt sind, welche eine beheizte Oberfläche benetzt. Das Dampf-Flüssigkeits-System ist durch die Instabilität vollständig zusammengebrochen, aber infolge der dämpfenden Wirkung der festen Oberfläche bleibt ein dünner Flüssigkeitsfilm, der Dampfsäulen enthält, stabil auf der Oberfläche erhalten. Er besitzt eine bestimmte Dicke entsprechend der kritischen Helmholtz-Wellenlänge. Eine Dampf-Decke, die sich über dem Flüssigkeitsfilm ausbreitet, verhindert die Flüssigkeitszufuhr vom Kerngebiet zum Film mit dem Ergebnis, daß die Flüssigkeit von der beheizten Oberfläche verschwindet. Dies ist das Auftreten der kritischen Wärmestromdichte. Auf der Grundlage des vorgenannten Konzepts wird ein neues hydrodynamisches Modell entwickelt. In analytischen Untersuchungen wird die kritische Wärmestromdichte in fundamentalen Siedesystemen veranschaulicht, und zwar sowohl beim Behälter- als auch beim Strömungssieden, was die Gültigkeit der physikalischen Struktur dieses Modells bestätigt.

НОВАЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО
ПОТОКА, ПРИГОДНАЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ КИПЕНИЯ КАК В БОЛЬШОМ
ОБЪЕМЕ, ТАК И ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В СЛУЧАЕ ТЕЛ,
ПОГРУЖЕННЫХ В НАСЫЩЕННУЮ ЖИДКОСТЬ

Аннотация—В настоящей работе условия устойчивости Гельмгольца налагаются на границу раздела фаз пар-жидкость в стволах пара, распределенных в слое жидкости, смачивающем нагретую поверхность. Распад такой парожидкостной системы происходит исключительно за счет неустойчивости, однако на твердой поверхности остается тонкая пленка жидкости, включающая в себя стволы пара, толщина которой составляет некоторую величину, соответствующую критической длине волны Гельмгольца. Паровое покрывало, образованное таким образом на пленке жидкости, ограничивает подачу жидкости из основного объема на пленку, в результате чего жидкость исчезает с нагретой поверхности, что соответствует критическому тепловому потоку (КТП). На основании вышеизложенного разработана новая гидродинамическая модель, а анализ КТП иллюстрируется примерами не только для кипения в большом объеме, но и для кипения с вынужденной конвекцией, что позволяет говорить о правильности физической структуры данной модели.

CRITICAL HEAT FLUX ON A UNIFORMLY HEATED HORIZONTAL CYLINDER IN AN UPWARD CROSS FLOW OF SATURATED LIQUID

Y. KATTO and Y. HARAMURA

Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

(Received 4 September 1982)

Abstract—This paper reports the results from an analytical study of the critical heat flux (CHF) on a uniformly heated horizontal cylinder in an upward cross flow of saturated liquid. Two kinds of vapor escape flow patterns are taken into account: one is the bubble-like flow in the range of very low velocities and the other is the sheet-like flow in the range of sufficiently high velocities. A new hydrodynamic instability model of CHF proposed recently by the authors is employed in the analysis, and it is shown that the prediction of CHF is fairly good when compared with the existing data.

NOMENCLATURE

A_v	cross-sectional area of vapor stems [m^2]
A_w	area of heated surface [m^2]
d	diameter of cylinder [m]
G	mass velocity of liquid, $u\rho_l$ [$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$]
g	acceleration due to gravity [$m\ s^{-2}$]
H_{fg}	latent heat of evaporation [$J\ kg^{-1}$]
q	heat flux [$W\ m^{-2}$]
q_{co}	critical heat flux in saturated boiling [$W\ m^{-2}$]
$q_{co,z}$	q_{co} predicted by Zuber's equation (10) [$W\ m^{-2}$]
R'	dimensionless radius of cylinder, $(d/2)/[\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}$
r	instantaneous radius of bubble [m]
s	instantaneous height of bubble center [m]
t	time [s]
u	velocity of bulk liquid flow [$m\ s^{-1}$]
u'	dimensionless velocity of bulk liquid, $u/[\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_l^2]^{1/4}$
V	instantaneous volume of bubble [m^3]
v_1	volumetric growth rate of bubble [$m^3\ s^{-1}$]

Greek symbols

δ_c	critical thickness of liquid film [m]
λ_D	most susceptible (or dangerous) Taylor wavelength [m]
ρ_l	density of liquid [$kg\ m^{-3}$]
ρ_v	density of vapor [$kg\ m^{-3}$]
σ	surface tension [$N\ m^{-1}$]
τ_d	hovering period of bubble [s]

1. INTRODUCTION

WHEN high heat flux nucleate boiling takes place on a uniformly heated horizontal cylinder in an upward cross flow of saturated liquid, vapor removal from the cylinder takes place with two different flow patterns according to the bulk liquid velocity. If the liquid velocity is very low, a flow pattern such as illustrated in

Fig. 1 appears, where the vapor generated at the cylinder wall accumulates in a massive vapor bubble at approximately equal intervals, and each bubble separates away from the cylinder when it has grown sufficiently. On the other hand, if the liquid velocity is sufficiently high, a 2-dim. 'sheet-like' escape flow of vapor appears instead of the 3-dim. 'bubble-like' flow. These two types of escape flow patterns were found by Cochran and Andracchio [1] by means of high-speed photography, and later, Lienhard and Eichhorn [2] presented a criterion for the transition between the two flow patterns. In addition, McKee and Bell [3] showed by experiment that when the diameter of the cylinder is increased beyond a certain value under the condition of fixed bulk liquid velocity, a rapid reduction of CHF takes place. This phenomenon may also result from the change of vapor escape flow pattern.

In the paper by Cochran and Andracchio [1], semi-empirical analyses of CHF were presented for the cases

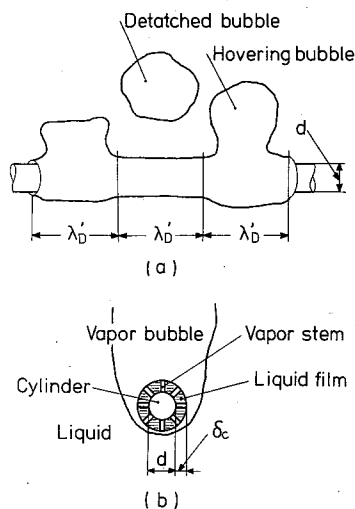


FIG. 1. Nucleate boiling on a horizontal cylinder with bubble-like escape flow of vapor at high heat fluxes.

of the bubble-like and the sheet-like escape flows. In the former case, the effect of forced convection heat transfer was added to the Lienhard prediction of pool boiling CHF, while in the latter, the Vliet-Leppert prediction equation of CHF was employed based on the concept that CHF is connected to the dryout of the heated surface at the rear stagnation point of the cylinder. This means that different models were assumed to predict CHF for the two types of escape flow pattern.

Recently, however, the present authors [4] have presented a new hydrodynamic model of CHF, predicting the CHF on a uniformly heated horizontal cylinder, not only in 'pool boiling' with a bubble-like escape flow, but also in 'forced convection boiling' with a sheet-like escape flow. In the present paper, therefore, the analysis of CHF in pool boiling is extended to the case of the forced cross flow at low velocities accompanied by bubble-like escape flow, and the results obtained are compared with the existing data including the transition from the bubble-like to the sheet-like escape flow region.

2. THEORETICAL ANALYSIS

2.1. CHF with bubble-like escape flow of vapor

Figure 1 is a reproduction of a figure shown in a previous paper [4], illustrating the flow configuration around an infinitely long, horizontal cylinder in the bubble-like escape flow region. In Fig. 1(a), λ'_D represents the most susceptible (or dangerous) wavelength of Taylor instability, which has been given by Lienhard and Wong [5] for a horizontal, cylindrical vapor-liquid interface in a stationary bulk liquid as

$$\lambda'_D = (\sqrt{3})2\pi \left[\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_v)} \right]^{1/2} \left[1 + \frac{2\sigma}{d^2 g(\rho_1 - \rho_v)} \right]^{-1/2} \quad (1)$$

When the cylindrical interface is subject to a forced cross flow of bulk liquid, equation (1) must be modified. However, the bubble-like escape flow of vapor takes place at very low bulk liquid velocities, to which equation (1) may possibly apply approximately without serious error.

Figure 1(b) illustrates the situation of a liquid film wetting the cylinder surface surrounded by a massive vapor bubble. This liquid film has numerous, columnar vapor stems of the bubble in it when the film is sufficiently thick, so the heat transferred from the cylindrical wall is absorbed by latent heat at the part of the vapor-liquid interface of vapor stems near the heated surface, and the vapor thus generated flows through the vapor stems to enter the surrounding massive vapor bubble. When the thickness of the liquid film reduces considerably, evaporation takes place at the outer surface of the liquid film as well. In any case, however, the heat flux q is related to the volumetric growth rate v_1 of a surrounding vapor bubble via the heat balance as follows:

$$v_1 = \pi d \lambda'_D q / (\rho_v H_{fg}) \quad (2)$$

The vapor bubble, thus nourished with vapor from the underlying liquid film, separates from the cylinder when it has grown sufficiently. After a bubble leaves the cylinder, a new one is immediately established in its place. This periodic bubble formation can be assumed to take place with a mean period τ_d . Now, if the liquid film blanketed by a vapor bubble is fed with liquid from the bulk region only when the bubble separates from the cylinder (see ref. [4] for details), then it can be postulated that CHF appears when the liquid film evaporates out at the end of the hovering period τ_d , for which the heat balance is written as

$$\tau_d q A_w = \rho_1 \delta_c (A_w - A_v + A_w \delta_c / d) H_{fg} \quad (3)$$

where δ_c is the initial thickness of the liquid film [see Fig. 1(b)], A_w the area of the heated surface, and A_v the cross-sectional area of the vapor stems.

The three unknowns δ_c , A_v/A_w , and τ_d included in equation (3) are evaluated as follows. First, the initial thickness of the liquid film δ_c , which is the critical thickness of a liquid film capable of stabilizing itself on a solid wall, has been determined in the authors' previous paper [4] on the basis of the Helmholtz instability of the vapor-liquid interface of vapor stems as

$$\delta_c = \frac{\pi}{2} \sigma \frac{\rho_1 + \rho_v}{\rho_1 \rho_v} \left(\frac{A_v}{A_w} \right)^2 \left(\frac{\rho_v H_{fg}}{q} \right)^2 \quad (4)$$

where A_v/A_w is given as a very weak function of ρ_v/ρ_1 by

$$A_v/A_w = 0.0584 (\rho_v/\rho_1)^{0.2} \quad (5)$$

Finally, the hovering period of the bubble τ_d is determined through the following theoretical analysis of the bubble behavior by means of such an idealized model as illustrated in Fig. 2 [6], where a spherical bubble, being nourished with vapor from a fixed point P, is moving upward due to the buoyant force. For this bubble, the equation of motion is written as

$$\frac{d}{dt} \left[\left(\frac{11}{16} \rho_1 + \rho_v \right) V \left(\frac{ds}{dt} - u \right) \right] = (\rho_1 - \rho_v) V g \quad (6)$$

where 11/16 is the theoretical volumetric ratio of the accompanying liquid to a moving spherical bubble [6], V the bubble volume at the time t after the commencement of bubble growth, s the height of the bubble center O measured from the fixed point P, and u the vertical upward velocity of bulk liquid. (Note that

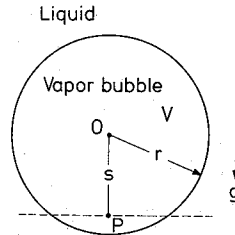


Fig. 2. A model of vapor bubble growing through the feed of vapor as well as rising due to the buoyancy.

$ds/dt - u$ is the relative velocity of the bubble center to the bulk liquid.)

In equation (6), V is evaluated by

$$V = v_1 t \quad (7)$$

where v_1 is the volumetric growth rate of the bubble given by equation (2). It is noted in Fig. 2 that although the bubble center O rises continuously after $t = 0$, the state of $s < r$ {where $r = [3V/(4\pi)]^{1/3}$ } can hold for a certain period due to the increase of the bubble volume V , which determines the hovering period of the bubble τ_d . Thus, solving equation (6) together with equation (7) for $s(t)$, and taking into account the initial condition $s = 0$ at $t = 0$ as well as the departure condition $s = r = [3V/(4\pi)]^{1/3}$ at $t = \tau_d$, yields

$$\tau_d = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/5} \left[\frac{4(\xi\rho_1 + \rho_v)}{g(\rho_1 - \rho_v)} \right]^{3/5} \times v_1^{1/5} \left[1 + \frac{4(\xi\rho_1 + \rho_v)u}{\tau_d g(\rho_1 - \rho_v)} \right]^{3/5} \quad (8)$$

where $\xi = 11/16$.

Now, ignoring A_v/A_w as compared with unity in equation (3), since $A_v/A_w < 0.0584$ as is noted in equation (5), and solving equations (1)–(5) and (8) for the critical heat flux q , and finally writing the q as q_{co} results in

$$\begin{aligned} \frac{q_{co}}{q_{co,z}} &= \left(\frac{\sqrt{3}}{R'}\right)^{1/16} \left[1 + \frac{1}{2(R')^2} \right]^{1/32} \\ &\times \left[1 + 0.156 \left(\frac{\rho_v}{\rho_1}\right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_1}\right) \frac{1}{R'} \frac{1}{(q_{co}/q_{co,z})^2} \right]^{5/16} \\ &\times \left[1 + 1.68 \frac{\frac{11}{16} + \frac{\rho_v}{\rho_1}}{\left(\frac{\rho_v}{\rho_1}\right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_1}\right)} \right. \\ &\left. \times \frac{\left(\frac{q_{co}}{q_{co,z}}\right)^3}{1 + 0.156 \left(\frac{\rho_v}{\rho_1}\right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_1}\right) \frac{1}{R'} \frac{1}{(q_{co}/q_{co,z})^2}} u' \right]^{1/16} \quad (9) \end{aligned}$$

where

$$R' = (d/2)/[\sigma/g(\rho_1 - \rho_v)]^{1/2},$$

$$u' = u/[\sigma g(\rho_1 - \rho_v)/\rho_v^2]^{1/4},$$

and $q_{co,z}$ is the critical heat flux in pool boiling on an infinite, upward-facing, horizontal flat plate [4], which can be derived from the foregoing analysis with three necessary modifications for an infinite plate: $d \rightarrow \infty$ in equations (1) and (3), $v_1 = (\lambda_b^2)q/(\rho_v H_{fg})$ in place of equation (2), and $u = 0$ in equation (8). When the numerical value of $q_{co,z}$ in equation (9) is required, it is calculated by the following Zuber equation. (See Section 2.3 in ref. [4] for details.)

$$\frac{q_{co,z}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g(\rho_1 - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.131. \quad (10)$$

Table 1. Values of $q_{co}/q_{co,z}$ predicted by equation (9)

u'	ρ_v/ρ_1	R'					
		0.1	0.2	0.5	1.0	5.0	10
0	0.0001	1.360	1.246	1.120	1.049	0.936	0.896
	0.001	1.373	1.253	1.123	1.051	0.937	0.896
	0.01	1.402	1.270	1.131	1.055	0.938	0.897
	0.1	1.472	1.313	1.153	1.067	0.940	0.898
	1	1.699	1.470	1.243	1.123	0.956	0.906
0.01	0.0001	1.433	1.301	1.158	1.079	0.956	0.913
	0.001	1.406	1.277	1.140	1.064	0.945	0.903
	0.01	1.416	1.280	1.138	1.060	0.941	0.900
	0.1	1.477	1.317	1.156	1.069	0.942	0.899
	1	1.701	1.472	1.244	1.124	0.956	0.907
0.1	0.0001	1.642	1.478	1.301	1.203	1.051	0.998
	0.001	1.553	1.397	1.231	1.139	0.999	0.951
	0.01	1.502	1.347	1.187	1.099	0.968	0.922
	0.1	1.521	1.350	1.178	1.087	0.954	0.910
	1	1.723	1.488	1.255	1.132	0.962	0.912
1	0.0001	1.951	1.755	1.543	1.424	1.239	1.174
	0.001	1.829	1.642	1.441	1.329	1.157	1.096
	0.01	1.734	1.549	1.354	1.247	1.084	1.028
	0.1	1.694	1.496	1.295	1.187	1.029	0.976
	1	1.845	1.585	1.328	1.193	1.006	0.951

The root $q_{co}/q_{co,z}$ of equation (9) can be solved by computer as a function of R' , ρ_v/ρ_1 and u' . Some of the results thus obtained are listed in Table 1, where the values of $q_{co}/q_{co,z}$ in the case of $u' = 0$ are found to agree with those obtained in the previous paper [4] for saturated pool boiling on a horizontal cylinder. In Fig. 3, the prediction of equation (9) in the case of $u' = 0$ is compared satisfactorily with the range of about 900 experimental data points of CHF in pool boiling collected by Sun and Lienhard [7].

2.2. CHF with sheet-like escape flow of vapor

Figure 4 illustrates the flow structures at high bulk liquid velocities accompanied by a sheet-like escape flow of vapor. In this case, if the bulk liquid velocity is sufficiently high, q_{co} is hardly affected by gravity, and the analysis of q_{co} presented in the present authors' previous paper [4] is summarized as follows. A liquid film flowing over a cylinder wall receives saturated liquid constantly at the front stagnation point with δ_c in

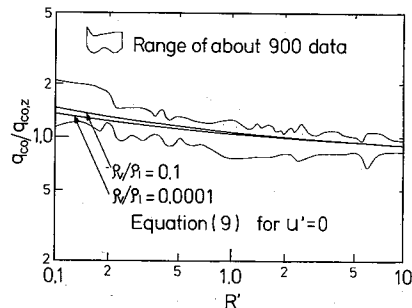


Fig. 3. Critical heat flux in saturated pool boiling for horizontal cylinders.

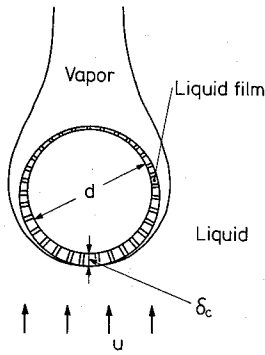


FIG. 4. Nucleate boiling on a cylinder in a cross flow with a sheet-like escape flow of vapor at high heat fluxes.

film thickness from the bulk flow of velocity u , which causes CHF when the liquid film flow dries up at the rear stagnation point, and the heat balance is written as

$$qnd/2 = \rho_l \delta_c u H_{fg} \quad (11)$$

Solving equations (4), (5) and (11) for the critical heat flux q , and writing the q as q_{c0} results in

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.151 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.467} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/3} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d}\right)^{1/3} \quad (12)$$

where $G = u\rho_l$, that is, the mass velocity of the bulk liquid flow. Except for the case of $\rho_v/\rho_l > 0.1$, $(1 + \rho_v/\rho_l)^{1/3}$ on the RHS of equation (12) may be approximated as unity.

3. COMPARISON WITH EXPERIMENTAL DATA

3.1. Change of CHF with bulk liquid velocity

Figure 5 shows a comparison of q_{c0} predicted by equations (9) and (12) with the experimental data obtained by Cochran and Andracchio [1] for saturated water at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$). Bubble and sheet regions indicated by directed lines in Fig. 5 are the results observed in ref. [1] by means of high-speed photography.

Figure 6 shows a similar comparison for saturated

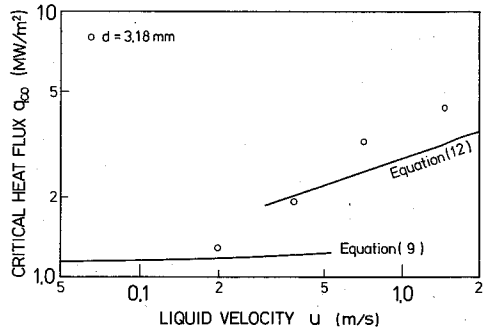


FIG. 6. Variation of q_{c0} with u for water at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$).

water at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$), though the diameter of the cylinder is somewhat greater than that in Fig. 5. Experimental data are those obtained by the extrapolation of the subcooling temperature $\Delta t_{sub} \rightarrow 0$ in Fig. 4 of Vliet and Leppert's paper [8].

Figure 7 shows a comparison for saturated R-113 at near atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.00645$), and experimental data are those obtained by Cochran and Andracchio [1]. According to ref. [1], the vapor removal processes in the present case resemble a bubble-like phenomenon for all the data points in Fig. 7, with no evidence of a long sheet of vapor being torn away from the vapor cavity behind the cylinder.

Figure 8 refers to the data obtained by Yilmaz and Westwater [9] for pool boiling as well as for forced convection boiling of saturated R-113 at near atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.00489$) on a cylinder of considerably large diameter.

Figure 9 refers to the data of R-12 at 7.85 bar ($\rho_v/\rho_l = 0.035$) measured by Cumo *et al.* [10] with very low velocities and a large cylinder diameter. Although the data points plotted in Fig. 9 are somewhat special ones obtained by heating the central tube alone in a horizontal tube bundle of staggered arrangement, the liquid velocity crossing the tube bundle is so low that the condition of the CHF on a single cylinder may be approximated.

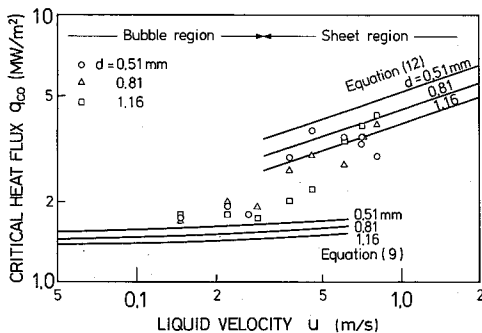


FIG. 5. Variation of q_{c0} with u for water at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$).

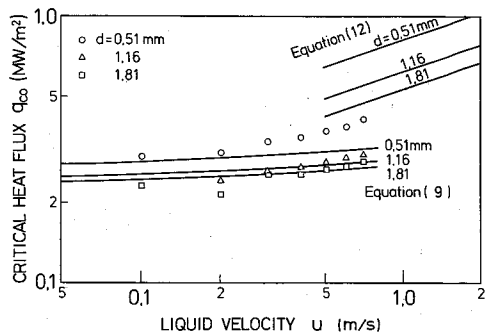


FIG. 7. Variation of q_{c0} with u for R-113 at 1.34 bar ($\rho_v/\rho_l = 0.00645$).

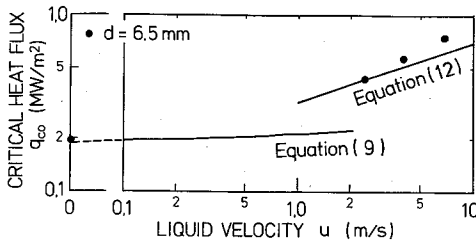


FIG. 8. Variation of q_{c0} with u for R-113 at near atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.00489$).

Finally, Fig. 10 shows a comparison of the predictions of equations (9) and (12) with the CHF data of isopropanol at near atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.00299$) measured by Hasan *et al.* [11].

3.2. Change of CHF with diameter of cylinder

Figure 11 shows the change of critical heat flux q_{c0} with the diameter of the cylinder under fixed condition of bulk liquid velocity for saturated water at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$). In Fig. 11, circular symbols refer to the data obtained by McKee and Bell [3], while triangular symbols refer to the data of Vliet and Leppert [12].

4. DISCUSSION

(1) Although comparisons between the prediction and the data are rather limited in number, the results of Figs. 5–11 show that the prediction of equation (9) for the CHF in the bubble-like escape flow region is fairly successful except for Fig. 10, where the data for $d = 0.50$ and 0.81 mm appear too high as compared with the data for $d = 1.50$ mm.

(2) As for the prediction of equation (12) for the CHF in the sheet-like escape flow region, it has been shown in the present authors' previous paper [4] that there are a few secondary problems to be solved if much better agreement with the experimental data is required. However, as far as the rough trend in the change of CHF is concerned, the prediction of equation (12) seems to agree with the data within the range of conditions dealt with in this paper.

Postulating 'mechanical energy stability criterion', Lienhard and Eichhorn [2] formerly presented a semi-

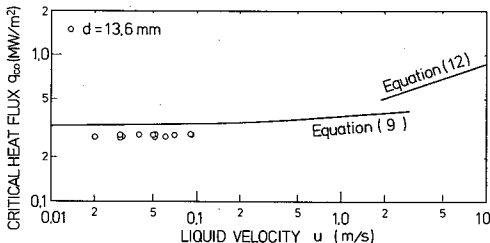


FIG. 9. Variation of q_{c0} with u for R-12 at 7.85 bar ($\rho_v/\rho_l = 0.035$).

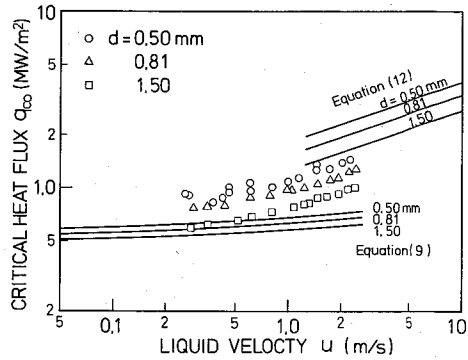


FIG. 10. Variation of q_{c0} with u for isopropanol at near atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.00299$).

theoretical generalized correlation for the CHF in the sheet-like escape flow region, which was composed of a prediction of q_{c0} in the low-velocity region,

$$\frac{\pi q_{c0}}{\rho_v H_{fg} u} = 1 + 4^{1/3} \left(\frac{\sigma}{\rho_v u^2 d} \right)^{1/3}, \quad (13)$$

a prediction of q_{c0} in the high-velocity region,

$$\frac{\pi q_{c0}}{\rho_v H_{fg} u} = \frac{1}{169} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{3/4} + \frac{1}{19.2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma}{\rho_v u^2 d} \right)^{1/3} \quad (14)$$

and a prediction of q_{c0} in the transition region between the foregoing two regions,

$$\frac{\pi q_{c0}}{\rho_v H_{fg} u} = 0.275 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} + 1. \quad (15)$$

This correlation suffers from a rather strange trend in the range of $\rho_v/\rho_l > 0.00108$, where q_{c0} predicted by equation (13) is always higher than that of equation (14).

Recently, taking into account such the data as plotted in the sufficiently high velocity regions of Figs. 6, 8 and 10, Hasan *et al.* [11] modified equation (14) as follows:

$$\frac{\pi q_{c0}}{\rho_v H_{fg} u} = \frac{1}{1090} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) + \frac{1}{66.6} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{2/3} \left(\frac{\sigma}{\rho_v u^2 d} \right)^{1/3} \quad (14a)$$

to predict only the CHF unaffected by gravity. If G is employed instead of u , equation (14a) can be rewritten

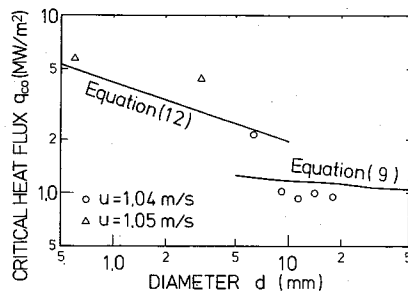


FIG. 11. Variation of q_{c0} with d for water at atmospheric pressure ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$).

as

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.000292 + 0.00478 \left(\frac{\sigma \rho_1}{G^2 d} \right)^{1/3} \quad (14b)$$

When both ρ_v/ρ_1 and $\sigma \rho_1/G^2 d$ are moderate in magnitude, q_{co} 's predicted by equations (12) and (14b) are close to each other, but when either ρ_v/ρ_1 is extremely high or when $\sigma \rho_1/G^2 d$ is extremely low, the predictions of the two equations depart from each other.

(3) For the transition from the bubble-like flow region toward the sheet-like flow region, Lienhard and Eichhorn [2] gave the following tentative criterion:

$$\rho_v u^2 d / \sigma = 4(\rho_v / \rho_1) R' \quad (16)$$

while Yilmaz and Westwater [9] referred to another criterion of Lienhard and Eichhorn,

$$\rho_v u^2 d / \sigma = 0.1(\rho_v / \rho_1)(R')^2. \quad (17)$$

When compared with the results of Figs. 5–10, equation (16) appears to be unsuitable, while equation (17) is regarded as tolerable, but the latter equation still seems to underpredict the critical velocity and overpredict the critical diameter. According to the analysis developed in the present study, equation (17) may probably be improved by taking into account not only $\rho_v u^2 d / \sigma$, ρ_v / ρ_1 and R' but also u' .

Recently Hasan *et al.* [11] presented a critical value,

$$u' / (\rho_v / \rho_1)^{1/2} = 10, \quad (18)$$

above which gravity is assumed to exert no influence on q_{co} , corresponding to the applicable range of equation (14a). It seems likely that equation (18) is different in character from the criterion of equation (17), being unable to explain, for example, the phenomenon of the critical diameter shown in Fig. 11.

5. CONCLUSIONS

(1) CHF on a horizontal cylinder in an upward cross flow has been analyzed on the basis of a new hydrodynamic instability model proposed in the present authors' previous paper [4]. The predictions thus obtained are compared satisfactorily with the existing experimental data, mainly for the CHF in the bubble-like flow region and for the trend of the transition from the bubble-like to the sheet-like escape flow region.

(2) Experiments of the CHF on a horizontal cylinder in an upward cross flow at comparatively low velocities are extremely limited in the extent of the experimental conditions as well as in the number of data. Accordingly, further experimental studies are needed to establish a more reliable and comprehensive knowledge of this phenomenon.

Acknowledgements—The support for this work provided by the Ministry of Education, Science and Culture: Special Project Research on Energy Grant No. 57040016 (1982) is gratefully acknowledged.

REFERENCES

1. T. H. Cochran and C. R. Andracchio, Forced-convection peak heat flux on cylindrical heaters in water and refrigerant 113, NASA D-7553 (1974).
2. J. H. Lienhard and R. Eichhorn, Peak boiling heat flux on cylinders in a cross flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **19**, 1135–1142 (1976).
3. H. R. McKee and K. J. Bell, Forced convection boiling from a cylinder normal to the flow, *A.I.Ch.E. Symp. Ser.* **65**(92), 222–230 (1969).
4. Y. Haramura and Y. Katto, A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquid, *Int. J. Heat Mass Transfer* **26**, 389–399 (1983).
5. J. H. Lienhard and P. T. Y. Wong, The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal cylinder, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* **86**, 220–226 (1964).
6. Y. Katto and S. Yokoya, Behavior of a vapor mass in saturated nucleate and transition pool boiling, *Heat Transfer—Japan. Res.* **5**(2), 45–65 (1976).
7. K. H. Sun and J. H. Lienhard, The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders, *Int. J. Heat Mass Transfer* **13**, 1425–1439 (1970).
8. G. C. Vliet and G. Leppert, Critical heat flux for subcooled water flowing normal to a cylinder, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* **86**, 68–74 (1964).
9. S. Yilmaz and J. W. Westwater, Effect of velocity on heat transfer to boiling Freon-113, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* **102**, 26–31 (1980).
10. M. Cumo, G. E. Farello, J. Gasiorowski, G. Iovino and A. Naviglio, Quality influence on DNB in cross flows through bundles, CNEN-RT/ING(78)10 (1978).
11. M. Z. Hasan, M. M. Hasan, R. Eichhorn and J. H. Lienhard, Boiling burnout during crossflow over cylinders, beyond the influence of gravity, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* **103**, 478–484 (1981).
12. G. C. Vliet and G. Leppert, Critical heat flux for nearly saturated water flowing normal to a cylinder, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* **86**, 59–67 (1964).

FLUX THERMIQUE CRITIQUE POUR UN CYLINDRE HORIZONTAL UNIFORMEMENT
CHAUFFE DANS UN ECOULEMENT TRANSVERSAL ASCENDANT DE LIQUIDE
SATURE

Résumé—On rapporte les résultats d'une étude analytique du flux thermique critique (CHF) sur un cylindre horizontal chauffé uniformément dans un écoulement transversal ascendant de liquide saturant. Deux sortes d'écoulement de sortie de vapeur sont considérées : l'une est l'écoulement de bulles dans le domaine des très faibles vitesses et l'autre est l'écoulement comme feuilleté dans le domaine des vitesses suffisamment élevées. Un nouveau modèle d'instabilité hydrodynamique de CHF proposé récemment par les auteurs est employé dans cette analyse et on montre que la prédiction de CHF est bonne, comparée aux données existantes.

KRITISCHE WÄRMESTROMDICHTEN AN EINEM GLEICHFÖRMIG BEHEIZTEN
HORIZONTALEN ZYLINDER IN DER AUFWÄRTSGERICHTETEN QUERSTRÖMUNG
EINER GESÄTTIGTEN FLÜSSIGKEIT

Zusammenfassung—Diese Arbeit berichtet über die Ergebnisse einer analytischen Untersuchung der kritischen Wärmestromdichte (CHF) an einem gleichförmig beheizten horizontalen Zylinder in einer aufwärtsgerichteten Querströmung einer gesättigten Flüssigkeit. Es werden zwei Strömungsformen des entweichenden Dampfes betrachtet: blasenähnliche Strömung im Bereich sehr kleiner Geschwindigkeiten und streifenförmige Strömung im Bereich genügend hoher Geschwindigkeiten. Ein neues hydrodynamisches Instabilitätsmodell für die kritische Wärmestromdichte, das kürzlich von den Autoren vorgeschlagen wurde, wird hier verwendet. Es zeigt sich, daß die Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte recht gut mit den bestehenden Daten übereinstimmt.

КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК НА РАВНОМЕРНО НАГРЕТОМ
ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ВОСХОДЯЩИМ
ТЕЧЕНИЕМ НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Аннотация—Представлены результаты аналитического исследования критического теплового потока (КТП) на равномерно нагретом горизонтальном цилиндре при поперечном обтекании восходящим течением жидкости, находящейся на линии насыщения. Учтены два типа течения образующегося пара: одно в виде пузырьков в диапазоне очень малых скоростей и второе—слоистое в диапазоне достаточно высоких скоростей. Для анализа используется недавно предложенная авторами новая модель гидродинамической неустойчивости при КТП. Показано, что рассчитанные значения КТП довольно хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Critical Heat Flux for Uniformly Heated Vertical Channels with Low Ratios of Heated Length to Heated Equivalent Diameter

by

Yoshiro KATTO* and Akira SANADA*

(Received July 27, 1982)

When the ratio of heated length l to heated equivalent diameter d_{he} is reduced excessively for a uniformly heated channel, critical heat flux (CHF) may possibly change its character from that of a channel flow toward that of a heated surface in a parallel flow. The aim of this study is to clarify phenomenological outlines of this problem. In order to observe CHF under intermediate conditions between the channel and the parallel flow, experiments are made for flow boiling of R-113 in internally heated annuli of low l/d_{he} ratios with comparatively high mass velocities. Then, the data obtained are analyzed together with the existing data of CHF for low l/d_{he} ratios in the case of high mass velocities, from which tentative criterions are derived for the occurrence of channel flow CHF and parallel flow CHF. Finally, the existing data obtained for low l/d_{he} ratios in the case of low mass velocities are also analyzed clarifying a special character of CHF under these conditions.

Nomenclature

- b = width of rectangular cross section (=width of heated side wall);
- d = I.D. of heated tube;
- d_{he} = heated equivalent diameter = $(4 \times \text{flow area})/(\text{heated perimeter})$;
- d_i = I.D. of annulus;
- d_o = O.D. of annulus;
- e = height of rectangular cross section (=width of unheated side wall);
- G = mass velocity;
- H_{fg} = latent heat of evaporation;
- ΔH_i = inlet subcooling enthalpy;
- l = axial length of heated section;
- p = absolute pressure;
- q_c = critical heat flux;
- q_{co} = basic critical heat flux (q_c for $\Delta H_i=0$);
- $[q_{co}]_C$ = predicted q_{co} for channel flow CHF;
- $[q_{co}]_P$ = predicted q_{co} for parallel flow CHF;
- $u_{i,min}$ = minimum inlet velocity.

Greek symbols

- ρ_l = density of liquid;
- ρ_v = density of vapor;

* Department of Marine Engineering.

σ = surface tension;
 χ_{ex} = exit quality at CHF.

1. Introduction

So far many experimental studies have been made on critical heat flux (CHF) of forced convection boiling in uniformly heated tubes, annuli and rectangular channels to clarify the fundamental natures of CHF primarily in connection with their application in nuclear reactors and steam generators. Most studies, therefore, have generally been made for channels with comparatively high ratios of axial length l to either diameter d or heated equivalent diameter d_{he} , but there are some experimental data taken with considerably low l/d or l/d_{he} ratios. Table 1 lists typical examples of experimental studies to give such data, where Sakurai [1], Andrews et al. [2], JSME [3], and Tolubinskiy et al. [4–6] are concerned with water, acetone and toluene boiling in internally heated annuli; Bergles [7], Sterman et al. [8], and Giarratano et al. [9] with water, benzene and helium-I boiling in round tubes; and Goto [10], Yücel and Kakaç [11], and Isshiki et al. [12] with water boiling in rectangular channels.

For the experiment of CHF of flow boiling in a channel under subcooled inlet conditions, if the l/d_{he} ratio of the channel is reduced excessively, there is a possibility for CHF to change its character from that of a channel flow to that of boiling on a heated flat surface in a parallel flow. However, CHF is a phenomenon closely related to two-phase flow pattern, therefore the change of the character of CHF mentioned above may possibly be affected not only by the l/d_{he} ratio but also by some other factors.

In this paper, therefore, an inquiry into conditions to provoke the change of the character of CHF is made, including experimental studies on CHF of R-113 boiling in internally heated annuli of low l/d_{he} ratios. For the sake of simplicity, the CHF of flow boiling in a channel of a sufficiently high l/d_{he} ratio will be called 'channel flow CHF', while the CHF of boiling on a heated flat surface in a parallel flow will be called 'parallel flow CHF' in this paper.

In order to forward the present study, it is necessary to have adequate measures for making a judgement of experimental data between the two types of CHF. Recently, one of the authors proposed generalized correlations for CHF of flow boiling in uniformly heated vertical tubes [13, 14], annuli [15, 16], and rectangular channels [17] under subcooled inlet conditions. It seems likely that these generalized correlations predict the trend of CHF fairly well over a wide range of conditions, therefore they will be used as the measures to identify channel flow CHF. In the above correlations, channel flow CHF is classified into four characteristic regimes of L, H, N and HP, where L-regime is concerned with CHF on dryout side with low mass velocities, H-regime is concerned with CHF on DNB side with high mass velocities, N-regime is the intermediate regime between L- and H-regime, and HP-regime is a special regime replacing N-regime when pressure is very high. In addition, L-, H- and HP-regime are characterized by having a linear relationship between critical heat flux q_c and inlet subcooling enthalpy ΔH_i , whereas N-regime shows a nonlinear q_c - ΔH_i relationship. Meanwhile, a generalized correlation equation for CHF of boiling on a uniformly heated flat surface in a parallel flow of

Table 1. Experimental conditions for CHF in channels of l/d_{he} less than about 10.

Source	Fluid	l (cm)	d_o or e (cm)	d_i or b (cm)	d (cm)	l/d_{he} or l/d	$\frac{\rho_v}{\rho_l} \times 10^2$	Type* of CHF	Remark
Internally heated annulus									
Sakurai [1]	Water	7.00	3.80	0.120	—	0.0582	0.0868	~Parallel ⁽¹⁾	Vertical
Andrews et al. [2]	Acetone	7.62	2.09	0.604	—	1.15	0.291	~Parallel ⁽¹⁾	Vertical
Andres et al. [2]	Toluene	7.62	2.09	0.604	—	1.15	0.385	~Parallel ⁽¹⁾	Vertical
JSME [3]	Water	30.0	1.90	1.00	—	11.5	4.05	~Channel ⁽²⁾	Vertical
Tolubinskiy et al. [4]	Water	22.0– 33.0	1.30	0.500	—	7.64– 11.5	10.3	~Channel ⁽²⁾	Vertical
Tolubinskiy et al. [5]	Water	10.0	1.30	0.900	—	10.2	16.0	~Channel ⁽²⁾	Vertical
Tolubinskiy et al. [6]	Water	10.0	1.30	1.00	—	14.5	16.0	~Channel ⁽²⁾	Vertical
Round tube									
Bergles [7]	Water	1.19	—	—	0.238	5.00	0.124	~Channel ⁽³⁾	Vertical
Sterman et al. [8]	Benzene	10.0	—	—	1.00	10.0	0.675	~Channel ⁽³⁾	Vertical
Giarratano et al. [9]	Helium-I	1.09	—	—	0.213	5.14	15.1	~Channel ⁽³⁾	Vertical
Giarratano et al. [9]	Helium-I	1.67– 2.33	—	—	0.213	7.86– 10.9	21.1	~Channel ⁽³⁾	Vertical
Rectangular, one-side heating									
Goto [10]	Water	1.00– 1.50	0.300– 0.500	1.80	—	0.417– 0.694	0.0624	~Parallel ⁽⁴⁾	Horizontal, top heated
Yücel-Kakaç [11]	Water	12.7	0.635	0.952	—	3.07	0.0624	~Parallel ⁽⁴⁾	Vertical
Yücel-Kakaç [11]	Water	12.7	0.635	0.652	—	4.47	0.0624	~Parallel ⁽⁴⁾	Horizontal, bottom heated
Isshiki et al. [12]	Water	30.0	1.10	1.70	—	6.02	0.0624	~Channel ⁽⁴⁾	Horizontal, bottom heated

* ⁽¹⁾ See Fig. 4 of [18]. ⁽²⁾ See Fig. 3 of [16]. ⁽³⁾ See Fig. 1 of [14]. ⁽⁴⁾ See Fig. 5 of [17].

saturated liquid was presented by Katto and Kurata [18], and this correlation equation will be used as the measure to identify parallel flow CHF.

In Table 1, the column for the type of CHF shows the preliminary results obtained from comparisons of CHF data with the above-mentioned generalized correlations, where '~Channel' denotes the CHF on the channel flow CHF side, while '~Parallel' denotes the CHF on the parallel flow CHF side, suggesting that CHF changes from channel flow CHF to parallel flow CHF with reducing l/d_{he} or l/d .

2. Experimental Apparatus

Experimental apparatus employed in this study is shown schematically in Fig. 1. A storage tank with a cooling tube and an electric heater in it keeps the temperature of liquid R-113 at a prescribed value by employing the assistance of a temperature regulator. A part of the liquid flowing out of a circulating pump returns directly to the storage tank through by-pass I, while the remaining liquid flows toward the test section. A fine control of flow rate to the test section can be made by turning up or down valves in passages of by-pass II and orifice plates, where the orifice plates are in two sizes, and either of the two is used according to the magnitude of flow rate. The vapor and liquid mixture leaving the test section flows into a separator, and the vapor separated is condensed in a water-cooled condenser before returning to the storage tank.

Test section is a vertical annulus composed of a heat-resisting glass shroud tube and a core rod made from stainless steel tubing with a wall thickness of 0.5 mm. The rod tube is welded at each end to a copper rod of the same outer diameter, and is heated by direct passage of a low-voltage alternating current of 50 Hz. Figure 2 shows the details of passage structure near and upstream the starting section of annulus, and the passage near the exit end of annulus is approximately the same as above. Heat conduction loss from the core tube end to the copper rod is very small due to the thin wall thickness of 0.5 mm, and accordingly, no serious errors

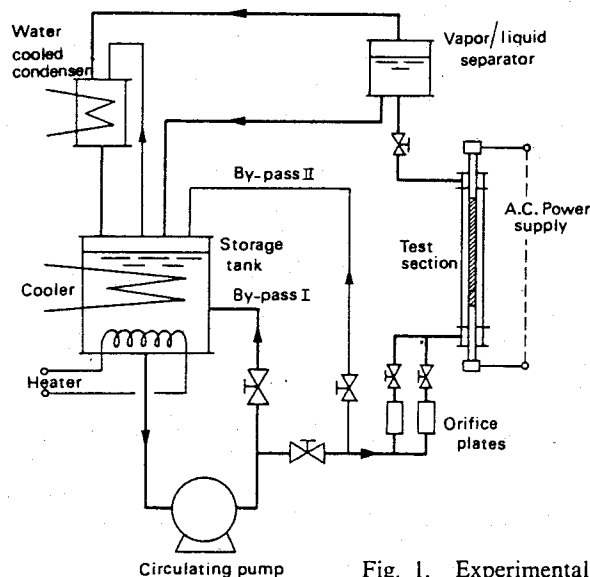


Fig. 1. Experimental apparatus.

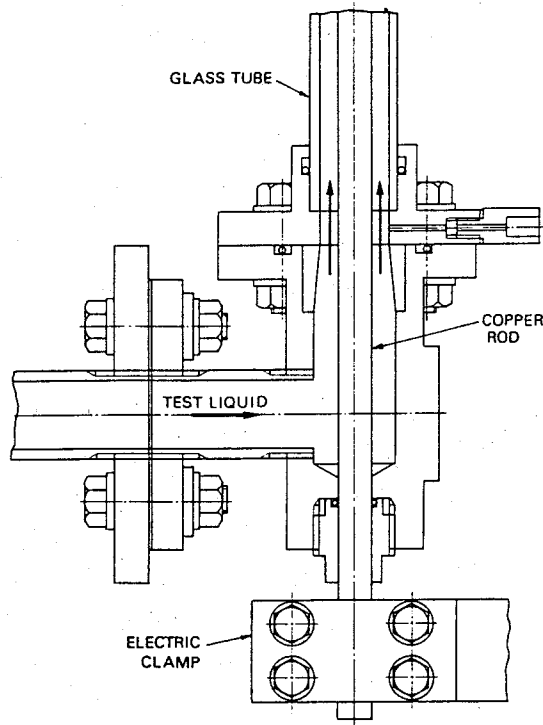


Fig. 2. Details near and upstream the starting section of annuli.

are given to the measurement of CHF. The occurrence of CHF is detected by thermocouples spot-welded to the outer surface of the heated core rod near the exit end, when the input of power is shut down by a preventive device against the excessive progress of CHF.

3. Experimental Results and Analysis

Figure 3 shows critical heat flux q_c against inlet subcooling enthalpy ΔH_i measured in the present study for $p=1.17$ bar ($\rho_v/\rho_l=0.00563$), $l=150$ mm, $d_i=10.0$ mm and $d_o=16.0$ mm ($l/d_{he}=9.60$). Now, the basic critical heat flux q_{co} , that is determined by extrapolating the trend of each family of data as $\Delta H_i \rightarrow 0$ in Fig. 3, will be compared with the predictions of q_{co} for channel flow CHF and parallel flow CHF in Fig. 4. In this case, q_{co} for channel flow CHF in internally heated annuli is predicted by the following generalized correlation equations [3, 4]:

H-regime:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.12 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \quad (1)$$

H- and N-regime:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.22 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d_{he})^{0.171}}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \quad (2)$$

Equation (2) is related to both H- and N-regime, and the boundary between the two regimes is given by

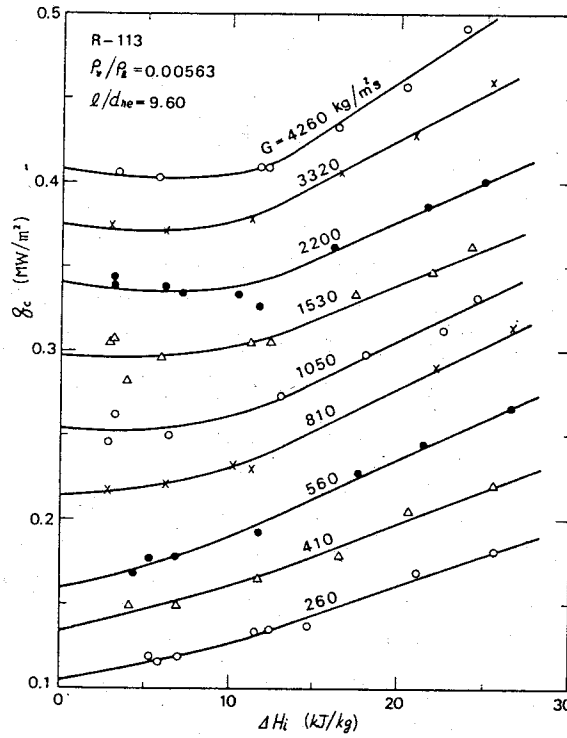


Fig. 3. Experimental results of CHF. $l = 150$ mm, $d_i = 10.0$ mm and $d_o = 16.0$ mm.

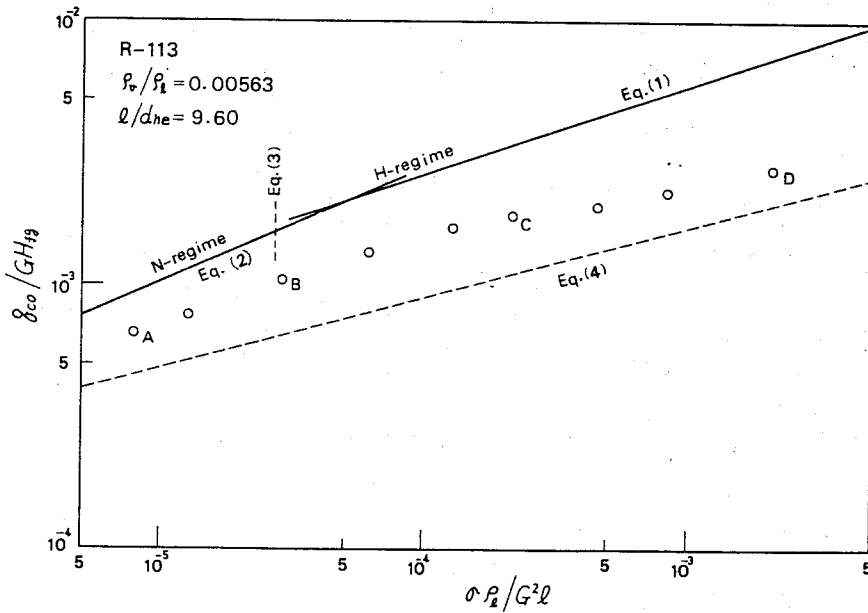


Fig. 4. Comparison of experimental q_{co} with prediction of q_{co} for channel flow CHF and parallel flow CHF. $l = 150$ mm, $d_i = 10.0$ mm and $d_o = 16.0$ mm.

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} = \left(\frac{0.0206}{l/d_{he}} \right)^{1.71} \quad (3)$$

Meanwhile, q_{co} for parallel flow CHF is predicted by the following generalized correlation

equation [6]:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_c}{\rho_l} \right)^{0.599} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.264} \quad (4)$$

It is noticed in Fig. 4 that the data points of q_{co} denoted by open circles lie between the channel flow CHF predicted by eqs. (1) and (2) and the parallel flow CHF predicted by eq. (4). If the data points located between the mark B and D in Fig. 4 were on the prediction lines of eqs. (1) and (2) for H-regime, then the data of CHF for $G=260\text{--}2200\text{ kg/m}^2\text{s}$ in Fig. 3 would exhibit linear $q_c\text{--}\Delta H_i$ relationships. Actually, however, the data for $G=260\text{--}2200\text{ kg/m}^2\text{s}$ have nonlinear $q_c\text{--}\Delta H_i$ relationships, manifesting that these data are apart from conditions of channel flow CHF.

The circumstances mentioned above are also in accord with the results from observations of two-phase flow pattern. Figure 5 shows still photographs of the flow pattern in the annulus taken just before the onset of CHF, corresponding to the data points A, B, C and D in Fig. 4 respectively. According to the previous study [19], in which the relation of characteristic regimes of CHF with flow patterns near the exit end of heated tube was investigated, channel flow CHF in H-regime takes place accompanying spray annular flow pattern. In the case of Fig. 5, however, the flow pattern near the exit end of heated section is not the annular flow type but a kind of bubbly flow accompanied by numerous small-scale vapor patches, showing a certain degree of similarity to the two-phase flow pattern in the case of parallel flow CHF [18].

Next, Fig. 6 shows the experimental results obtained for $p=1.36\text{ bar}$ ($\rho_v/\rho_l=0.00654$), $l=$

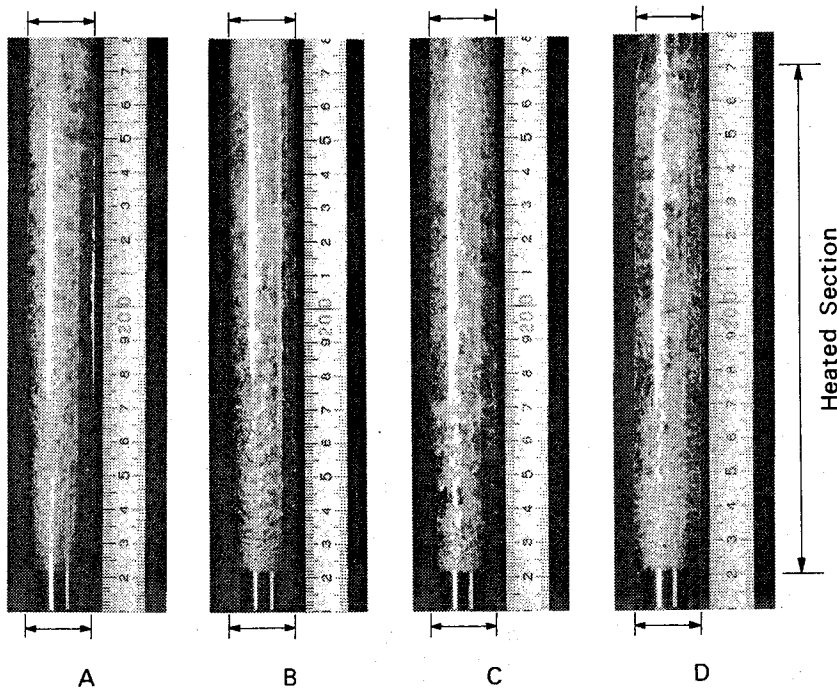


Fig. 5. Flow patterns in annulus corresponding to the data points A, B, C and D in Fig. 4 (\leftrightarrow represents O.D. of glass shroud tube).

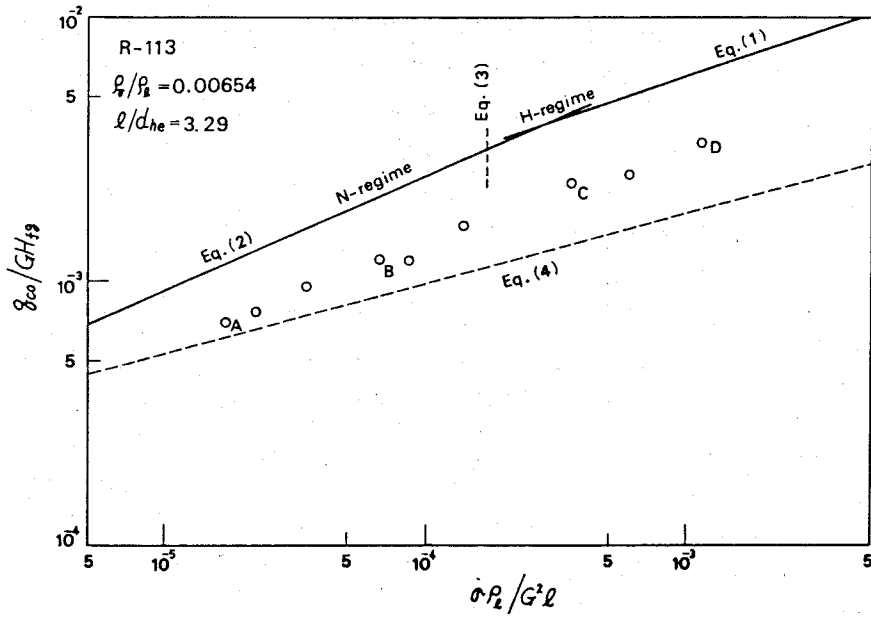


Fig. 6. Comparison of experimental q_{co} with prediction of q_{co} for channel flow CHF and parallel flow CHF. $l = 100$ mm, $d_i = 10.1$ mm and $d_o = 20.1$ mm.

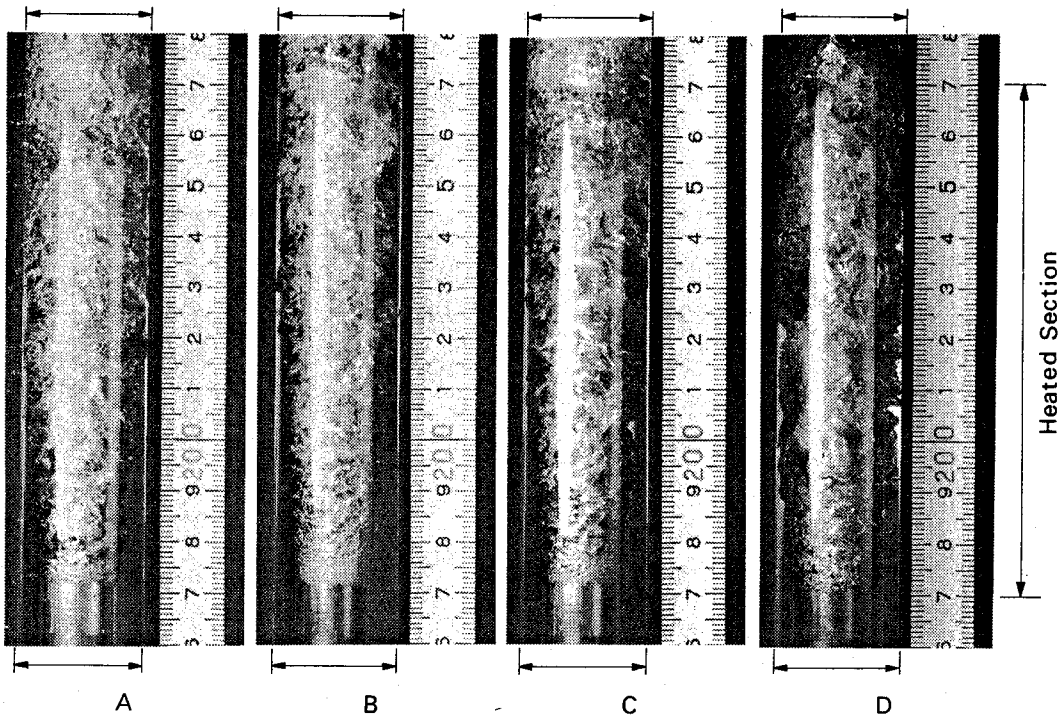


Fig. 7. Flow patterns in annulus corresponding to the data points A, B, C and D in Fig. 6 (\leftrightarrow represents O.D. of glass shroud tube).

100 mm, $d_i = 10.0$ mm, and $d_o = 20.1$ mm ($l/d_{he} = 3.29$). In this case, the variation of q_c with ΔH_i was not measured, and the q_c data obtained for $\Delta H_i = 0$ are plotted without any corrections in Fig. 6, accordingly there may be a possibility for the true values of q_{co} to be slightly lower than

the data points denoted by open circles in Fig. 6. Anyhow, for the data points in the range of $\sigma \rho_l / G^2 l$ corresponding to N-regime of channel flow CHF at least, it is noted that they are nearer the parallel flow CHF predicted by eq. (4) in Fig. 6 for $l/d_{he} = 3.29$ than in Fig. 4 for $l/d_{he} = 9.60$. Figure 7 shows still photographs of flow pattern taken just before the onset of CHF at the data points A, B, C and D in Fig. 6, suggesting that the two-phase flow observed is similar to that of parallel flow CHF.

4. Criteria for Occurrence of Channel Flow CHF and Parallel Flow CHF

In the preceding section, intermediate states between channel flow CHF and parallel flow CHF were found in Figs. 4 and 6. As the next step, therefore, the same analysis will be attempted for the data of q_{co} obtained from the experiments listed in Table 1 except the case of rectangular channel with many horizontal systems. The results obtained for internally heated vertical annuli and those obtained for vertical tubes are shown in Figs. 8 and 9 respectively, where q_{co} of channel flow CHF is predicted by eqs. (1) to (3) in Fig. 8, and by the following generalized correlation equations [1, 2] in Fig. 9:

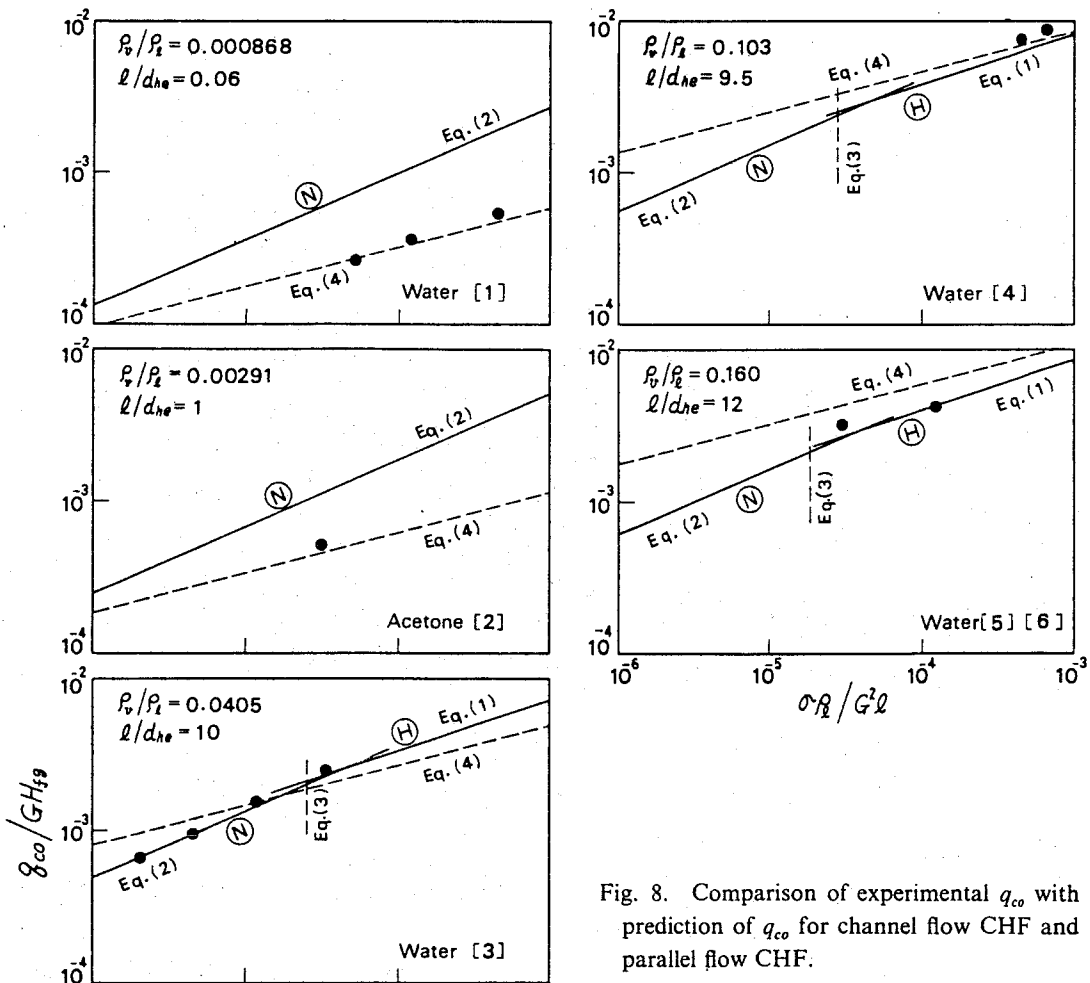


Fig. 8. Comparison of experimental q_{co} with prediction of q_{co} for channel flow CHF and parallel flow CHF.

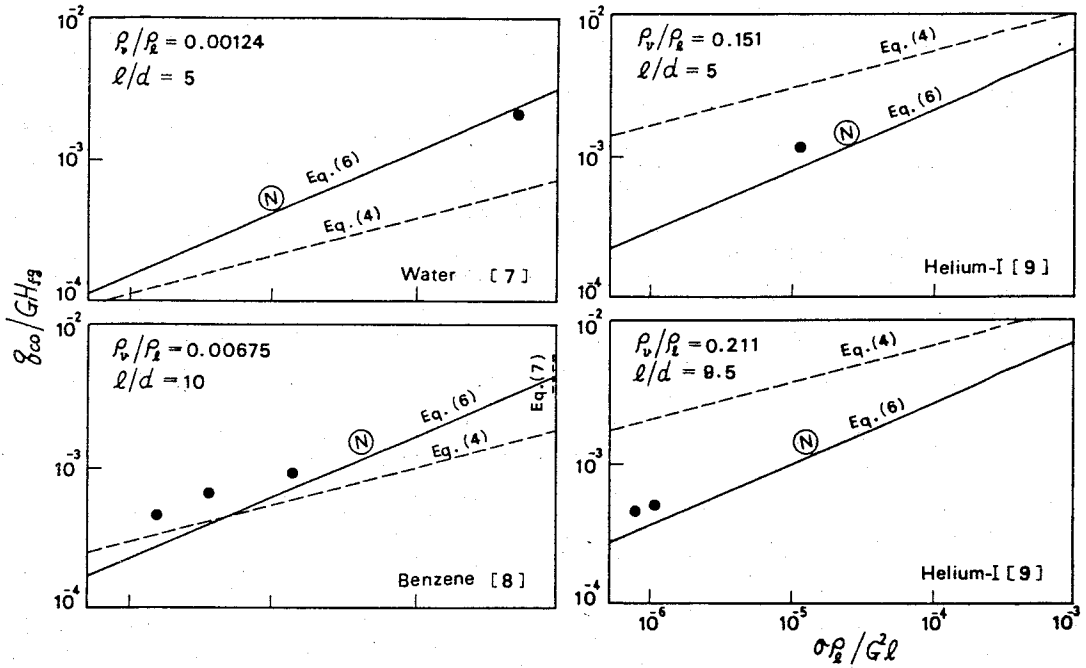


Fig. 9. Comparison of experimental q_{co} with prediction of q_{co} for channel flow CHF and parallel flow CHF.

H-regime:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (5)$$

H- and N-regime:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (6)$$

Boundary between H- and N-regime:

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} = \left(\frac{0.77}{l/d} \right)^{2.70} \quad (7)$$

One can notice in Fig. 8 that the solid lines to predict channel flow CHF are higher than the broken lines to predict parallel flow CHF in the upper two diagrams, the solid and the broken lines are nearly the same in height in the middle diagram, and the solid lines are lower than the broken lines in the lower two diagrams. Meanwhile, the data points of q_{co} denoted by solid circles in Fig. 8 are located very near the broken lines in the upper two diagrams where $l/d_{he} \leq 1$, whereas the data points are very near the solid lines in the other three diagrams where $l/d_{he} \approx 10$.

As for the results of Fig. 9, it is noticed that the solid line is higher than the broken line in the top diagram, the solid and the broken lines are nearly the same in height in the second diagram, and the solid lines are lower than the broken lines in the lower two diagrams. The

data points of q_{co} may be judged to be near the solid lines throughout these four diagrams of Fig. 9.

The data shown in Figs. 4, 6, 8 and 9 are considerably limited in number, but nevertheless, they cover five kinds of fluids and the ranges of $\rho_w/\rho_l=0.000868-0.211$ and of $\sigma\rho_l/G^2l=10^{-6}-10^{-3}$. Accordingly, one may derive tentatively the following two criterions, which certainly hold for the occurrence of channel flow CHF and parallel flow CHF throughout the results given in Figs. 4, 6, 8 and 9:

- (i) If the pressure p or the vapor-to-liquid density ratio ρ_w/ρ_l is sufficiently high to give the state that $[q_{co}]_P \geq [q_{co}]_C$, where $[q_{co}]_P$ denotes the q_{co} of parallel flow CHF predicted by eq. (4), and $[q_{co}]_C$ denotes the q_{co} of channel flow CHF predicted by eqs. (1), (2), (5) and (7), then CHF appears always on the side of channel flow CHF.
- (ii) If p or ρ_w/ρ_l is low enough to give the state that $[q_{co}]_P < [q_{co}]_C$, then CHF appears on the channel flow CHF side when l/d_{he} is high, but CHF changes from channel flow CHF to parallel flow CHF when l/d_{he} becomes very low. The magnitude of l/d_{he} or l/d at which CHF departs from channel flow CHF is not yet decided, but it seems to take a value between 1 and 10 approximately, depending on the factors such as ρ_w/ρ_l , $\sigma\rho_l/G^2l$ and the geometrical figure of channel cross section.

As has been described, the experimental data, from which the above-mentioned criterions are derived, are in the range of $\sigma\rho_l/G^2l < 10^{-3}$. In other words, the above criterions apply to CHF in the range of high mass velocities, where channel flow CHF and parallel flow CHF are liable to have relations with each other. In addition, it may be of use to note here that the above criterions hold approximately for CHF in horizontal rectangular channels as well (see Fig. 5 of [17]).

5. Case of Low Mass Velocities

In the case of low mass velocities (say $\sigma\rho_l/G^2l > 10^{-2}$), channel flow CHF is usually in L-regime or in the part of H-regime near L-regime, where CHF is assumed to originate in dryout of a very thin liquid film on the heated wall. Therefore, even if l/d_{he} is very low, a fundamental difference of two-phase flow pattern may exist between channel flow CHF and parallel flow CHF, deteriorating the applicability of the criterions (i) and (ii) mentioned in the preceding section.

The early paper [20] presented by one of the authors on the generalized correlation of CHF in vertical tubes describes a special state of CHF called VL-regime (a regime of very low mass velocities for short tubes), where the data of q_{co} deviates from the q_{co} predicted by the following correlation equation for the channel flow CHF in L-regime [13]:

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \quad (8)$$

where $C=0.25$ for $l/d < 50$, $C=0.34$ for $l/d > 150$, and $C=0.25+9 \times 10^{-4} [(l/d)-50]$ for $50 < l/d < 150$. In [20], experimental data of Lewis et al. [21] for liquid hydrogen, and those of

Table 2. Experimental conditions for CHF at comparatively low mass velocities.

Source	Fluid	l (cm)	d (cm)	l/d	$\frac{\rho_v}{\rho_l} \times 10^2$	$u_{i, \min}$ (m/s)	Remark
Lewis et al. [21]	H ₂	11.2–40.6	1.40	8.00–29.0	6.35–7.25	0.081	l : boiling length*
Hewitt et al. [22]	Water	22.9–183	0.930	24.6–197	0.0909	0.097	
Barnard et al. [23]	R-113	14.2–98.2	1.74	8.25–57.0	0.511	0.032	l : boiling length*
Pokhvalov et al. [24]	Benzene	8.00	0.500	16.0	0.503–23.6	0.075	

* See [25] for the relation between boiling length l and basic CHF q_{co} .

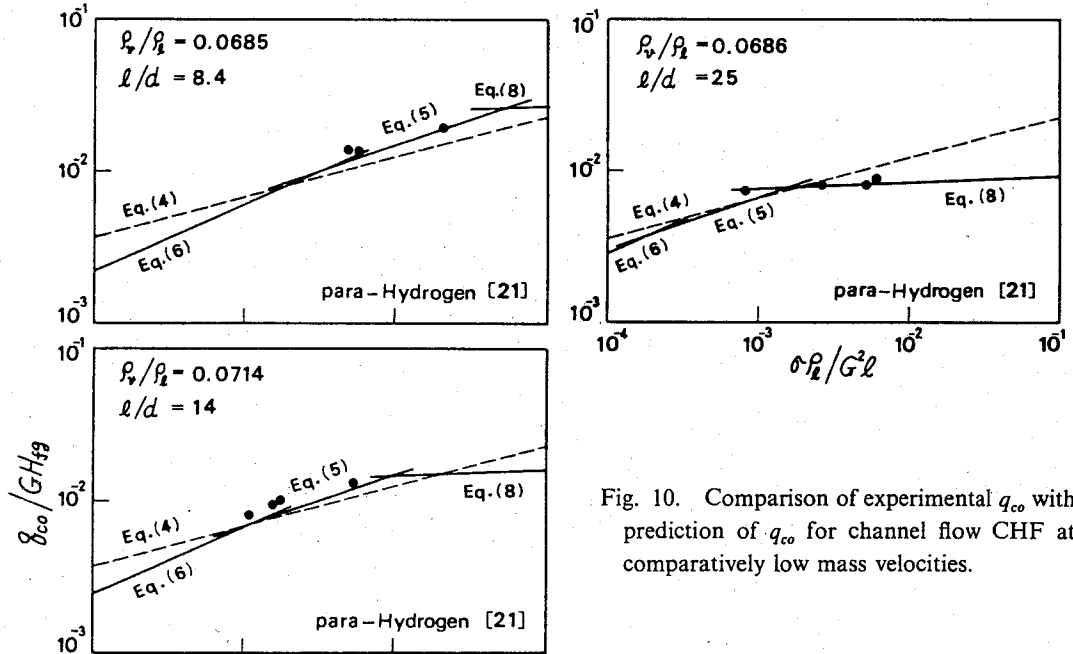


Fig. 10. Comparison of experimental q_{co} with prediction of q_{co} for channel flow CHF at comparatively low mass velocities.

Hewitt et al. [22] flow water were referred to VL-regime (see Table 2 for details of the experimental conditions of these two studies). As for the former data, however, if they are compared with the prediction of CHF in the same manner as in Fig. 9, the result of Fig. 10 is obtained, leading to the conclusion that although the data certainly deviate from the prediction of eq. (8) as l/d is decreased from 25 to 8.4, they show an agreement with the prediction of eq. (5) for CHF in H-regime. This means that the data of Lewis et al. [21] have no connection with VL-regime, and it is presumed that the misjudgement in [20] was made because of the ambiguities remaining of the classification of CHF regimes for very low l/d ratios in the early stage of study.

Meanwhile, the data of Hewitt et al. [22] give the results of the top diagram in Fig. 11, showing that the data for $l/d \geq 49$ agree fairly well with the prediction of eq. (8), whereas the data for $l/d = 25$ and 33 deviate considerably from the prediction of eq. (8). In addition, according to Fig. 2.7 of the paper of Hewitt et al. [22], the data for low l/d ratios exhibit anomalous relations between q_c and ΔH_i . Therefore, in the case of the top diagram in Fig. 11,

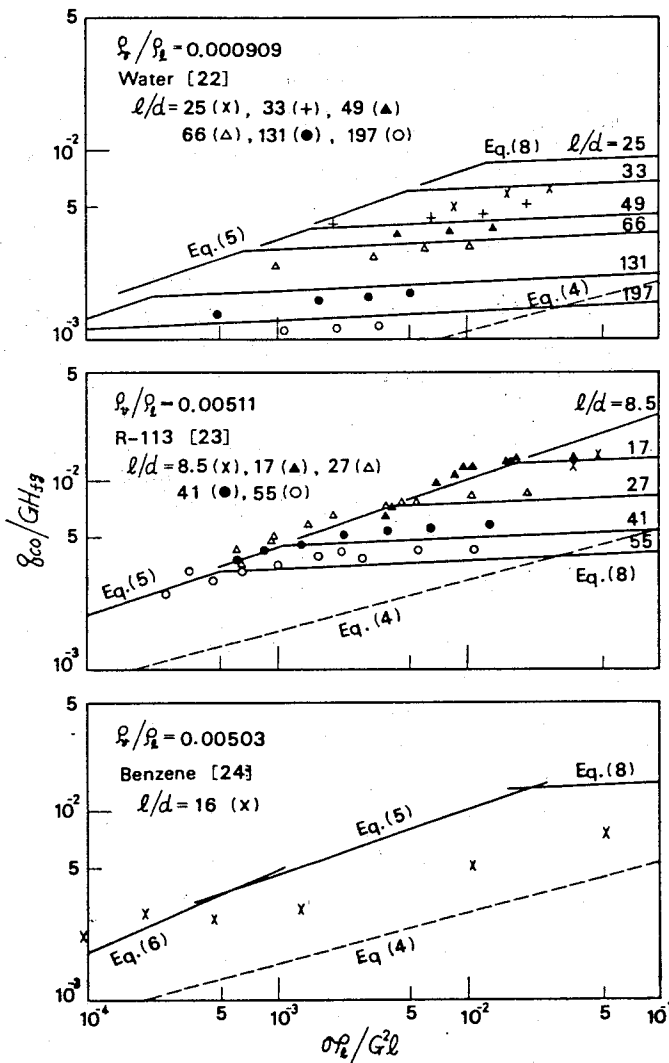


Fig. 11. Comparison of experimental q_{co} with prediction of q_{co} for channel flow CHF at comparatively low mass velocities.

CHF for l/d as low as 25 and 33 is considered to be certainly in a special state (VL-regime).

Next, the middle diagram of Fig. 11 shows the data of Barnard et al. [23] obtained for R-113, where the data for $l/d \geq 17$ agrees fairly well with the prediction, while the data for $l/d = 8.5$ show a deviation from the prediction of eq. (5). Finally, the bottom diagram of Fig. 11 shows the data of Pokhvalov et al. [24] obtained for benzene boiling in a tube of $l/d = 16$, for which Pokhvalov et al. reported that when the mass velocity G was low, the data showed the character close to the prediction of Kutateladze-Zuber correlation for CHF in pool boiling. Therefore, judging from this, the deviation of data points from the predictions of eqs. (5) and (8) in Fig. 11 may possibly be ascribed to the effect of buoyancy.

Generally speaking, the effect of buoyancy ought to decrease as increasing ρ_v / ρ_l under conditions of fixing other factors. In connection with this nature, it may be of interest to note in Figs. 10 and 11 that the data of water with $\rho_v / \rho_l = 0.000909$ in Fig. 11 show deviations from the

prediction of channel flow CHF for $l/d=25-33$, and the data of R-113 with $\rho_v/\rho_l=0.00511$ in Fig. 11 show deviations for $l/d=8.5$, whereas the data of para-hydrogen with $\rho_v/\rho_l=0.0685$ in the top diagram of Fig. 10 do not show deviations even for $l/d=8.4$. In comparison with these data, the data of benzene for $l/d=16$ in the bottom diagram of Fig. 11 may be regarded as having excessive deviations from the predictions of eqs. (5) and (8). However, Pokhvalov et al. [24] reported that a kind of instability was observed in the indication of pressure gauge in their experiments. Therefore, the foregoing deviations of benzene data can be ascribed to the design of the loop employed in their experiment.

Finally, the prediction of eq. (4) for parallel flow CHF is appended by broken lines in Figs. 10 and 11. However, as has been mentioned at the beginning of this section, it seems unlikely that the experimental data have appreciable relations with $[q_{co}]_P$ within the experimental ranges of l/d and ρ_v/ρ_l . Besides, it must be noted that eq. (4) for parallel flow CHF is not yet verified for the range of $\sigma\rho_l/G^2l > 3 \times 10^{-3}$ (see [6]).

Now, since such circumstances as mentioned so far are observed in the case of low mass velocities, it seems preferable to supplement the criterion (ii) with the following subsidiary rule:

- (ii.s) In the case of low mass velocities (say $\sigma\rho_l/G^2l > 10^{-2}$), if p or ρ_v/ρ_l is low enough to give the state that $[q_{co}]_P < [q_{co}]_C$, CHF enters a special state (VL-regime) when the l/d_{he} or l/d ratio is sufficiently low. It seems likely that the critical value of l/d_{he} or l/d depends on ρ_v/ρ_l at least.

6. Conclusions

For forced convection boiling in uniformly heated vertical channels of very low l/d_{he} or l/d ratios, CHF has been studied laying stress on the transition from channel flow CHF to parallel flow CHF. In the case of high mass velocities (say $\sigma\rho_l/G^2l < 10^{-3}$), two criterions (i) and (ii) described in Section 4 are presented tentatively for the occurrence of the two types of CHF. Meanwhile, in the case of low mass velocities (say $\sigma\rho_l/G^2l > 10^{-2}$), channel flow CHF enters a special state when l/d is very low, for which a subsidiary criterion (ii.s) described in Section 5 is presented. Of course, further studies are needed on this complicated problem.

Acknowledgement

This study was performed under the auspices of the Ministry of Education, Science and Culture: Special Project Research Grant No. 411002 (1979).

References

- [1] A. Sakurai, as quoted in [18].
- [2] D. G. Andrews, F. C. Hooper and P. Butt, Velocity, subcooling and surface effects in the departure from nucleate boiling of organic binaries, *Can. J. Chem. Engng.*, **46**, 194-199 (1968).
- [3] 1965 Contract Research for Peaceful Utilization of Atomic Power, Study on burnout mechanism, 15 June 1967 Report (in Japanese), pp. 160-161, JSME, Tokyo, 1967, pp. 160-161.
- [4] V. I. Tolubinskiy, A. K. Litoshenko and V. L. Shevtsov, Critical heat flux densities in internally-heated annuli, *Heat Transfer—Soviet Res.*, **2**(6), 183-186 (1970).

- [5] V. I. Tolubinskiy, A. K. Litoshenko and V. L. Shevtsov, Effect of curvature on the critical heat flux density in forced-convection flow, *Heat Transfer—Soviet Res.*, 5(1), 21–25 (1973).
- [6] V. I. Tolubinskiy, A. K. Litoshenko, V. L. Shevtsov, Ye. D. Domashev and G. Ye. Struchenko, Heat transfer crisis at the inward surface of annuli heated from both sides, *Heat Transfer—Soviet Res.*, 5(3), 93–96 (1973).
- [7] A. E. Bergles, Forced convection surface boiling heat transfer and burnout in tubes of small diameter, Ph.D. Thesis, MIT, 1962.
- [8] L. Sterman, A. Abramov and G. Checheta, Investigation of boiling crisis at forced motion of high temperature organic heat carriers and mixtures, in "Cocurrent Gas-Liquid Flow." Plenum Press, New York, 1969, pp. 455–470.
- [9] P. J. Giarratano, R. C. Hess and M. C. Jones, Forced convection heat transfer to subcritical helium I, *Advances Cryogen. Engng.*, 19, 404–416 (1974).
- [10] R. Goto, Critical heat flux of saturated convective boiling in short rectangular channels, MSc Thesis, Dept. of Mech. Engng., University of Tokyo, 1978.
- [11] B. Yücel and S. Kakaç, Forced flow boiling and burnout in rectangular channels, "Heat Transfer 1978," Vol. 1, Hemisphere, Washington, 1978, pp. 387–392.
- [12] N. Isshiki, M. Hori, S. Yagi, M. Takeguchi and S. Mitani, Transient boiling in transition boiling regime, in Proc. 14th National Heat Transfer Symposium of Japan, 1978, pp. 163–165.
- [13] Y. Katto, Critical heat flux of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes (Correlation of CHF in HP-regime and determination of CHF-regime map), *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23, 1573–1580 (1980).
- [14] Y. Katto, General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes with zero inlet subcooling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23, 493–504 (1980).
- [15] Y. Katto, Generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated annuli, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22, 575–584 (1979).
- [16] Y. Katto, General features of CHF of forced convection boiling in vertical concentric annuli with a uniformly heated rod and zero inlet subcooling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24, 109–116 (1981).
- [17] Y. Katto, General features of CHF of forced convection boiling in uniformly heated rectangular channels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, to be published.
- [18] Y. Katto and C. Kurata, Critical heat flux of saturated convective boiling on uniformly heated plates in a parallel flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 6, 575–582 (1980).
- [19] Y. Katto, On the relation between critical heat flux and outlet flow pattern of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24, 541–544 (1981).
- [20] Y. Katto, A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21, 1527–1542 (1978).
- [21] J. P. Lewis, J. H. Goodykoontz and J. F. Kline, Boiling heat transfer to liquid hydrogen and nitrogen in forced flow, NASA TN D-1314 (1962).
- [22] G. F. Hewitt, H. A. Kearsy, P. M. Lacey and D. J. Pulling, Burn-out and film flow in the evaporation of water in tubes, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 180(3C), 206–215 (1965–66).
- [23] D. A. Barnard, F. R. Dell and R. A. Stinchcombe, Dryout at low mass velocities for an upward boiling flow of Refrigerant-113 in a vertical tube, UKAEA, AERE-R 7726 (1974).
- [24] Yu. Ye. Pokhvalov, I. V. Kronin and S. V. Yermakov, Critical heat fluxes in benzene boiling at saturation temperature, *Heat Transfer—Soviet Res.*, 3(1), 23–29 (1971).
- [25] Y. Katto, An analysis of the effect of inlet subcooling on critical heat flux of forced convection boiling in vertical uniformly heated tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22, 1567–1575 (1979).

一様加熱垂直円管を通る飽和自由流動沸騰の限界熱流束*

甲藤好郎**, 河村成人***
Yoshiro KATTO, Shigeto KAWAMURA**Key Words:** Phase Change, Multiphase Flow, Critical Heat Flux, Burnout, Free Convection Boiling, Cryogenic Fluid

1. はし が き

本報では、図1に示すごとく飽和液中に垂直に置いた一様加熱の円管(内径 d 、長さ l)内を通る自由流動沸騰の限界熱流束(CHF)を考える。この形、ないしこれに類する沸騰系のCHFの実験的研究は、極低温流体に対しやや活発であり(Sydoriak-Roberts⁽¹⁾、Lehongreら⁽²⁾、尾形ら⁽³⁾、Johannes-Mollard⁽⁴⁾、Vishnevら⁽⁵⁾、Bailey⁽⁶⁾)、また水に対しBogaardtら⁽⁷⁾の研究などがあるが、著者らの知る範囲では研究報告および実験条件も限られているようである。そこで本報では水およびR-12に対し、円管の d と l 、および系圧力 p (水： $p=1.0\sim 8.8$ bar, R-12： $p=7.5\sim 32$ bar)を変えてCHFの測定をおこなった結果と無次元整理の試みについて報告する。なおVishnevら⁽⁵⁾によれば、加熱管の入口側あるいは出口側に非加

熱管が付属しているとCHFに影響を持つ(管入口の付属管は入口抵抗を生じ、管出口のそれは煙突効果を生ずると推察される)が、本報では原則としてこうした非加熱部分の影響の少ない場合を対象とする。

2. 実験装置

2.1 実験装置 実験装置の主要部は、模式的に図2に示すごとく、上下タンク①、⑧それらをつなぐ2本の連結管⑥(内径35.5 mm)、および中央の1本の加熱管⑤(内径 $d=4, 6, 10$ mm、および長さ $l=100, 200, 400, 800$ mm)から成り、これらは断熱材で保温されている。本報の実験範囲で連結管の総断面積は加熱管断面積の25~157倍の大きさであり、従って図1の沸騰系にはほぼ相当し得るものと考えられる。加熱管は肉厚1 mmのステンレス管で、電源装置⑩から供給される直流により通電加熱され、加熱管両端の

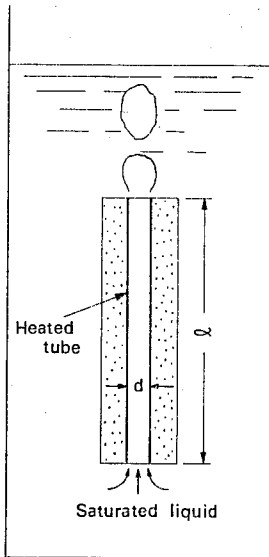
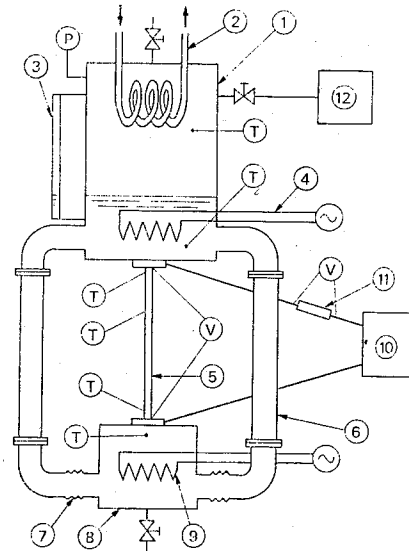


図1 垂直加熱管内の飽和自由流動沸騰



- | | | |
|---------|--------------|---------|
| ① 上タンク | ⑥ 連絡管 | ⑪ シヤント |
| ② クーラ | ⑦ フレキシブルチューブ | ⑫ 真空ポンプ |
| ③ 液面計 | ⑧ 下タンク | ⑬ 熱電対 |
| ④ 補助加熱器 | ⑨ 補助加熱器 | ⑭ 圧力計 |
| ⑤ 加熱管 | ⑩ 直流電源装置 | ⑮ 電圧計 |

図2 実験装置

* 昭和55年5月29日 第17回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和55年11月4日。

** 正員、東京大学工学部(〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

*** 学生員、東京大学大学院。

接触抵抗を小にするため図3の形で電極と結合する。すなわち加熱管端部に直径 24 mm の円筒部を溶接してあり、押しつけ片（二つ割り）を介してナットで強く固定する。このため加熱管の入口、出口付近に非加熱流路を持つことになるが、内径も大きく、流れに対する影響は少ないと考えている。なお加熱管の軸方向の熱膨張は図2のフレキシブルチューブ⑦によって逃げるようになっている。

図2の上タンク①内の飽和液の自由液面は、液面計③によって加熱管出口端より 25~30 mm 上方に設定し、加熱管から出る蒸気は冷却管②（内部に水道水を流す）表面で凝縮する。この冷却管②および補助加熱器④、⑨の調整によって系内の圧力を希望の値に設定する。図2の記号⑩は熱電対を示し、うち3個（直径 0.1 mm, アルメル・クロメル）が加熱管外壁面にスポット溶接されている。実験にあたっては、加熱管への電気入力をステップ状にあげ、加熱管出口端の温度が定常値を示さず急激に上昇する状況をもって CHF とした。加熱管への電気入力、図2の電圧計⑤およびシャント⑪（両端の電圧降下から電流値を得る）によって求めた。加熱管外面および端部からの熱損失は電気入力に比べて十分に小さく、その補正は必要がなかった。

2.2 残留空気に関する注意 初期の実験において、加熱管入口端（下端）の温度が急上昇する形の特異な状況がしばしば観察された。そこで加熱管入口端の取付部（図3参照）の電氣的接触不良の可能性について慎重に検討したが、この部分の抵抗は加熱管抵抗の約 0.5% 程度にすぎず問題は見いだされなかった。そして試験液体を実験装置下端（図2参照）から入れる際、装置内の壁面上などに少量の空気が残留し、そ

れが実験中に液体と共に加熱管へ運ばれる可能性が考えられた。そこで図2の真空ポンプ⑥を設け、装置内の圧力を 10 mmHg 程度に減圧した後、試験液体を流入させるようにしたところ、上記の問題は解決した。なお液体内の溶存空気は沸騰によって排除した。また R-12 の封入の際は、装置の減圧後、R-12 ガスでパージし、再度 10 mmHg に減圧後、液体を注入する方法をとった。

3. 実験結果

3.1 振動の発生範囲 本報の実験範囲内で気液密度比 ρ_v/ρ_l は、水の場合 $6 \times 10^{-4} \sim 7 \times 10^{-3}$ 、R-12 の場合 $3 \times 10^{-2} \sim 3 \times 10^{-1}$ であって、前者の値は非常に小さく後者の約 1/50 にすぎない。

さて水の沸騰時、加熱管長 l が長く加熱管径 d が大きい場合（すなわち $l=400, 800$ mm, $d=6, 10$ mm の4本の加熱管）には全圧力範囲で振動数 1~1.5 Hz の密度波振動を生じた。これは加熱管、下タンクなどから音として聞こえ、またフレキシブルチューブに手を触れると脈動を感じさせた。一方、加熱管長 l が長いが加熱管径が小さい場合（すなわち $l=400, 800$ mm, $d=4$ mm の2本の加熱管）には、大気圧付近の実験では振動を生じたが、2 bar 以上の実験では生じなかった。以上の状況は、入口抵抗が大きいほど、また ρ_v/ρ_l の値が高いほど振動が生じにくいという既知の事実と一致するといつてよいであろう。水に比べ ρ_v/ρ_l が非常に大きな R-12 では、上記のような振動はまったく観察されなかった。

3.2 節に述べる限界熱流束は、上記の振動が発生し

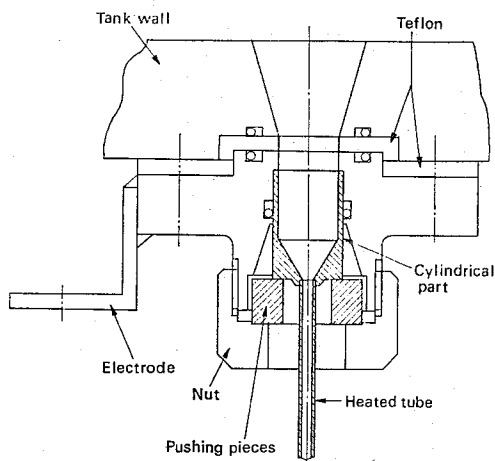


図3 加熱管の取付部

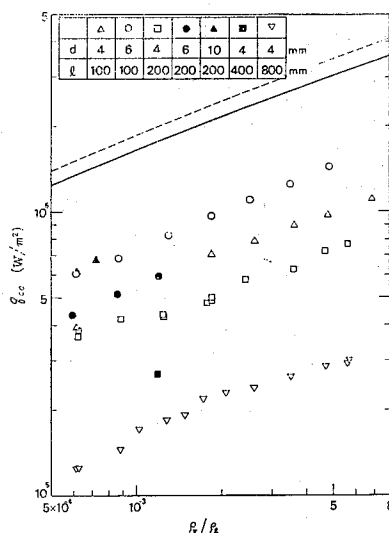


図4 限界熱流束の実験データ（水）

ない条件下に求めたデータである。

3.2 限界熱流束の実験結果 飽和自由流動沸騰に対し本研究で求めた限界熱流束 q_{e0} の全実測値を、水に対し図4, R-12に対し図5に示す。また図4, 5の実曲線は、飽和プール沸騰のCHFに対する Kutateladze⁽⁸⁾ の整理式 (次元解析に基づく)

$$\frac{q_{e0}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.16 \dots\dots (1)$$

を示すものであり、破曲線は Zuber が流力不安定理論によって求めた整理式 (ただし Rohsenow⁽⁹⁾ による定数補正式)

$$\frac{q_{e0}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.18 \left[\frac{1}{1 + (\rho_v / \rho_l)} \right]^{1/2} \dots\dots (2)$$

を示すものである。ここに、 H_{fg} : 蒸発潜熱, σ : 表面張力, g : 重力の加速度である。

さて水の場合、図4に見るように、本報の q_{e0} の実験データは、 ρ_v / ρ_l (すなわち圧力) による変化傾向が式 (1), (2) のそれにほぼ一致する一方で、 l/d の値が大きくなるに従い式 (1), (2) より低い値をとっている。R-12 の場合は、図5 (b) で $l=100$ mm のデータ、また図5 (c) で $l=100, 200, 400$ mm のデータが ρ_v / ρ_l の低い領域で式 (1), (2) の変化傾向 ($\rho_v / \rho_l = 5 \times 10^{-2}$ 付近で q_{e0} が最大となる) に従っていないことを除けば、前記の水の場合と同様な特性にあるといつてよいであろう。

3.3 限界熱流束の無次元整理の試み 3.2節に述べたように、本報の q_{e0} の実験データと式 (1), (2) の

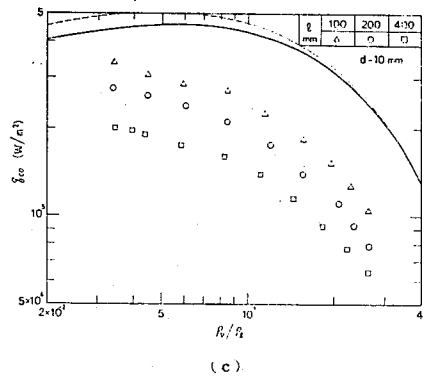
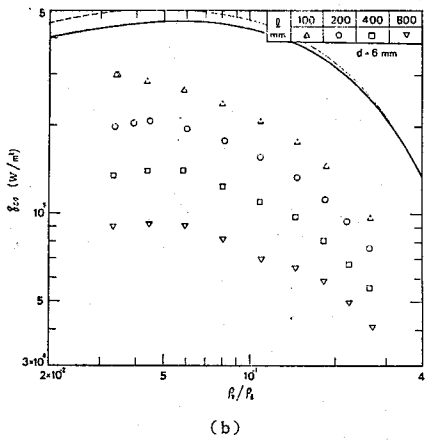
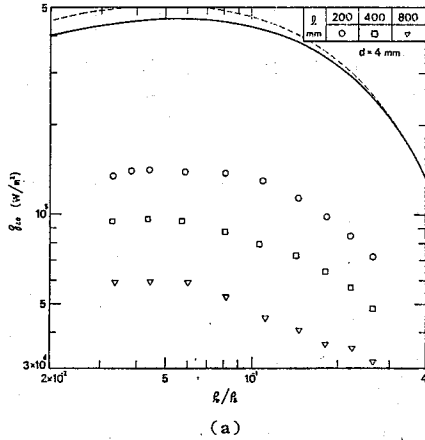


図5 限界熱流束の実験データ (R-12)

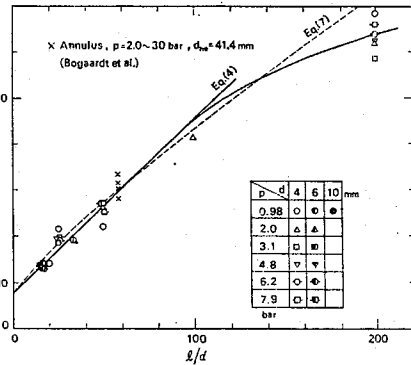


図6 水の限界熱流束データの無次元表示

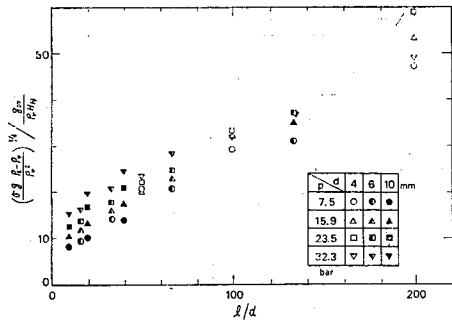


図7 R-12の限界熱流束データの無次元表示

間には、かなり深い関連がみられるので、式(1)、(2)左辺の無次元数： $[\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2]^{1/4}/(q_{co}/\rho_v H_{fg})$ と l/d との関係として実験データを試みに整理してみたところ、水に対し図6、R-12 に対し図7の結果がそれぞれ得られた(図中の圧力 p の値は、実験データがこの圧力の近傍で得られたことを示す概略値)。水の場合は、実験データのばらつきがかなりあるものの、図6に示す実曲線で大まかな傾向を示し得るように思われる。しかし R-12 の場合は、 l/d の一つの値に対する q_{co} の値のひろがりが大きく、かつそれを単純に圧力の影響に帰するわけにもいかない状況にある(図7参照)。

4. 検 討

(I) Bogaardt ら⁽⁷⁾の水の実験は、内管加熱の垂直二重管(内管外径 33.8 mm, 外管内径 50.4 mm, 加熱管長 $l=2400$ mm)により圧力範囲 $p=2.0\sim 30$ bar でおこなわれている。加熱流路の下方に長さ 40 mm, 上方に長さ 188 mm の非加熱流路があるが、CHF に対する影響は大きくないと考えられる。彼らのデータは図6の×印に示される。ただし、ここでは d の代わりに次式で定義される加熱相当直径 d_{hc} を用いている。

$$d_{hc} = (4 \times \text{流路断面積}) / (\text{加熱周辺長さ}) \dots (3)$$

著者の一人は、一様加熱流路(二重管⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、長方形流路⁽¹²⁾)の強制流動沸騰の CHF の整理に対し、加熱相当直径 d_{hc} の使用が有効なことを示した。それは直ちに自由流動沸騰系での一般的な有効性を示すことではないけれども、少なくとも図6は、Bogaardt らの実験値(それは ρ_v/ρ_l の値が 1.8×10^{-2} までおよび、また d_{hc} の値が 41.4 mm と大きい)が本報の結果とほぼ合致することを示している。

(II) 図8は、一様加熱の垂直流路内の液体ヘリウ

ム I (大気圧) の自由流動沸騰の CHF に関する既存の実験データを図6、7と同じ形に整理したものである。Lehongre ら⁽²⁾は円管 ($d=1\sim 5$ mm, $l=25\sim 400$ mm), 尾形ら⁽³⁾は一面加熱長方形流路(加熱面幅 = 10 mm, すきま幅 = 1~5 mm, $l=50\sim 400$ mm), Johannes-Mollard⁽⁴⁾は一面および二面加熱長方形流路(加熱面幅 = 40 mm, すきま幅 = 0.6~4.34 mm, $l=88\sim 200$ mm)に関するものである。長方形流路のデータに対しては式(3)の加熱相当直径を用いている。なお Bailey⁽⁶⁾は実験データを与えていないので図8に示さないが、 $l/d_{hc} > 20$ で尾形らなどのデータとほぼ一致する。また Vishnev ら⁽⁵⁾の研究も $l/d_{hc} < 10.8$ の範囲だけに関係するものなので省略する。

さて図8に記入した実曲線は、図6の実曲線を比較のためそのまま移したものである。これからみて、本報で得た水の実験データ(Bogaardt らのものも含む)およびヘリウム I の既存実験データは近似的に同じ結果を示すといつてよいように思われる。水とヘリウム I の物性値が互いに非常に異なるものであるにもかかわらず、このような結果を得たことは興味深いことといえるであろう。

(III) 図6の整理曲線で、 $l/d < 90$ の範囲は直線が描かれている。これを式の形で書くと

$$\frac{q_{co}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.12 \frac{1}{1 + 0.047(l/d)} \dots (4)$$

一方、尾形ら⁽³⁾は大気圧のヘリウムに関する彼らの実験データ ($l/d_{hc} < 100$ の範囲内にある)に対し次の経験式を求めている。

$$q_{co} = 6.0 \times 10^3 \frac{1}{1 + 0.057(l/d_{hc})} \quad (\text{W/m}^2) \dots (5)$$

q_{co} に対する l/d の影響に関し式(4)、(5)に近い結果となっているのは図6、8の結果から当然である。しかし図6、8に示す l/d の全範囲に対し式(4)の形の整理式を考えることは無理がある[以前、著者の一人⁽¹³⁾は式(4)の形の整理式の成立を予想したことがあるが]。Lehongre ら⁽²⁾は、大気圧のヘリウムに関する彼らの実験データ(図8に示すもの、および二重管、長方形流路の二、三のデータ)に対し次の経験式を求めている。

$$q_{co} = 5.9 \times 10^3 \frac{1}{1 + 0.0735(l/d_{hc})^{0.88}} \quad (\text{W/m}^2) \dots (6)$$

式(6)の右辺の l/d_{hc} の影響関数で式(4)右辺のそれを置きかえると

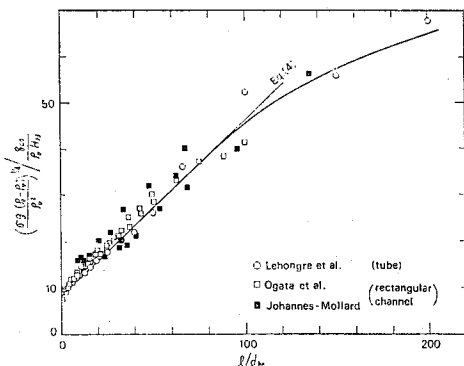


図8 ヘリウム I の限界熱流束データの無次元表示

$$\frac{q_{e0}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right.$$

$$= 0.12 \frac{1}{1 + 0.0735 (l/d)^{0.88}} \dots\dots\dots (7)$$

図6の破曲線は式(7)を示すものであるが、 $120 < l/d < 200$ の範囲で実曲線よりまだ高すぎるようである。

(IV) 図7に示す R-12 のデータは、図6の水、図8のヘリウムの結果と大まかには近いものである。しかし l/d による q_{e0} の変化傾向が異なり、また l/d の全領域にわたってデータの分散が大きい。特に $l/d = 0$ の近傍では通常のプール沸騰に近く、従って加熱面の高さによるわずかの相違はあるにしても式(1)、(2)の値付近に集まってよいように考えられるにもかかわらずデータの分散が大きい。

3.1 節に述べたように、本報の実験範囲で R-12 の ρ_v/ρ_l の値は水のそれとオーダーが異なっている。しかし図8に掲げたヘリウムの ρ_v/ρ_l と比べると、R-12 の場合 $\rho_v/\rho_l = 0.03 \sim 0.3$ (換算圧力 $p_r = 0.18 \sim 0.79$)、ヘリウムの場合 $\rho_v/\rho_l = 0.135$ ($p_r = 0.44$) であって同じオーダーである。

加熱円管の上端出口から周囲液体中へ蒸気が流出する状況に関連して、管直径 d と臨界波長

$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$$

の大小の問題があり得るかも知れない。これに関し、本実験範囲で水の場合 $d/\lambda_c = 0.25 \sim 0.64$ 、R-12 の場合 $d/\lambda_c = 0.79 \sim 4.54$ であり、またヘリウムに対する Lehongre らの円管の実験の場合 $d/\lambda_c = 0.51 \sim 2.59$ である。従って、この面からも R-12 だけの特異性を見いだすのは困難のようである。

結局、図7が図6、8とやや異なる問題については今後の研究を必要とする。

(V) 液体、蒸気ともにヘリウムの粘性は水や R-12 のそれらとオーダーが異なっているにもかかわらず図6~8のような結果が得られることは、流路内の自由流動沸騰の CHF に対しても粘性の影響は、二次的なものであることを示しているとみてよいであろう。

〔付記1〕 最近、門出ら⁽¹⁴⁾は大気圧下の水、エタノール、R-113、ベンゼンに対し、一面加熱の垂直長方形流路内の自由流動沸騰の CHF の実験をしている。その実験範囲は $l/d_{hc} < 27.8$ であって、本報の取扱範囲 $l/d < 200$ に比べ $l/d = 0$ に非常に近い条件である。本報の結果に比べ、水の q_{e0} は異常に高く出ているが、エタノール、R-113、ベンゼンのデータは図6、8の無次元整理にかなり近い結果を示している。

〔付記2〕 Sydoriak ら⁽¹⁾の液体水素および液体ちっ素の CHF のデータは図6~8と異なる特性(下に凸の曲線を描く)を示す。同様の特性は甲藤・黒坂⁽¹⁵⁾の水のデータにも現れている。上記の2実験は共に外管加熱の二重管であるが、これが上記の特異特性の原因か否かは不明である。なお後者の実験では、外管が銅ブロック製(外側から加熱)で、熱流束の一様性、および熱流束の測定値(銅ブロック内の1箇所)の測定温度こう配から計算)に問題がある可能性もつ。

5. 結 論

一様加熱垂直円管内の飽和自由流動沸騰の限界熱流束(CHF)について、水と R-12 を用いた実験をおこなった。水 ($\rho_v/\rho_l = 6 \times 10^{-4} \sim 7 \times 10^{-3}$ の範囲)のデータに対しては、無次元数 $[\sigma g (\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2]^{1/4} / (q_{e0} / \rho_v H_{fg})$ 対 l/d の関係として整理を試み図6の結果を得た。これは大気圧のヘリウム I ($\rho_v/\rho_l = 1.35 \times 10^{-1}$) の CHF の同様な整理(図8)とはほぼ一致する。また R-12 ($\rho_v/\rho_l = 3 \times 10^{-2} \sim 3 \times 10^{-1}$ の範囲)の整理結果(図7)は、大まかには水やヘリウム I の結果に近いが、 q_{e0} の l/d による変化傾向やデータの分散度がやや異なっている。この相違の原因は不明である。

本研究は文部省科学研究費補助金・特定研究 No. 411002 (昭54)の一部としておこなわれたもので、ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Sydoriak, S.G. and Roberts, T.S., *J. Appl. Phys.*, **28-2** (1956), 143.
- (2) Lehongre, S., ほか3名, *Proc. 2nd Int. Cryogenic Eng. Conf.*, (1968), 274.
- (3) 尾形・ほか3名, 低温工学, 4-5 (昭44), 219.
- (4) Johannes, C. and Mollard, J., *Advances in Cryogenic Eng.*, **17** (1972), 332.
- (5) Vishnev, I.P., ほか3名, *Heat Transfer-Sov. Res.*, **6-1** (1974), 170.
- (6) Bailey, R.L., *Proc. 5th Int. Conf. Magnet Techn.*, (1975), 582.
- (7) Bogaardt, M., ほか3名, *Proc. Instn. Mech. Eng.*, **180-3C** (1965), 77.
- (8) Kutateladze, S.S., *Heat Transfer in Condensation and Boiling*, AEC-tr-3770, (1952), USAEA.
- (9) Rohsenow, W.N., *Boiling, Handbook of Heat Transfer*, Sec. 13 (1973), 32, McGraw-Hill.
- (10) 甲藤, 機論, **45-397**, B (昭54), 1322.
- (11) 甲藤, **47-417**, B (昭56), 830.
- (12) 甲藤, 機講論, No. 818-1 (昭56-3), 131.
- (13) 甲藤, 機論, **44-387** (昭53), 3908.
- (14) 門出・ほか2名, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭55), 277.
- (15) 甲藤・黒坂, 第16回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭54), 280.

一様加熱の長方形流路内の強制流動沸騰の
限界熱流束の無次元整理*

甲 藤 好 郎**
Yoshiro KATTO

Key Words: Phase Change, Multiphase Flow, Critical Heat Flux, Burnout, Forced Convection Boiling, Rectangular Channel

1. 序

記 号

一様に加熱された長方形流路内の限界熱流束(CHF)に対して、古く Macbeth⁽¹⁾ は整理式を導いているが、それは水だけを対象とした経験式である。また Macbeth 以外の研究では、円管の CHF に対して導いた整理式がそのまま長方形管の場合にも適用できるとしているものが多い。さて著者は最近、一様加熱円管⁽²⁾⁻⁽⁷⁾および一様加熱二重管⁽⁸⁾⁽⁹⁾内の CHF の研究をおこない、広い条件範囲内の実験データの特性をかなり良く予測できる無次元整理方法を見出した。そこで本報では、一様加熱長方形流路内の CHF に対し、上と同様な方式に従って既存の実験データの整理を試み、その方式の有効性を確かめると同時に、長方形流路の場合の CHF の特性を明らかにするための研究をおこなった。ただし長方形流路壁の全周加熱では、出口近傍の流路のすみの部分にオーパヒートをおこすことが知られており、従って本報では図1のように対向2壁面加熱(A形)および1壁面加熱(B形)の場合を取扱う。これらの場合でもすみの部分のオーパヒートの危険を避けるため、図1のごとく加熱面幅 w を流路幅 b よりわずかに小さくすることが多い。またA形では、対向する2加熱面からの加熱量は互いにひとしいものとする。このとき流路断面の高さに対し図1 A形、B形にそれぞれ示した方式で s の数値を定めるならば、加熱相当直径 $d_{he} = (4 \times \text{流路断面積}) / (\text{加熱辺の長さ})$ の値は、図1のA形、B形共通に次式で与えられる。

$$d_{he} = 2sb/w \quad \dots\dots\dots (1)$$

本報ではこの方式により、A形、B形をまとめて扱う。なお一様加熱の流路内の CHF の整理にあたり、加熱相当直径が重要な働きをする理由づけについては、二重管に関する論文⁽⁸⁾の3.2節に記してある。

- b : 流路断面の幅
- C : 定数 [式 (3)]
- d_{he} : 加熱相当直径 [式 (1)]
- G : 質量速度
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- ΔH_i : 入口サブクールエンタルピー
- K : ΔH_i の影響係数 [式 (6)]
- l : 加熱板の長さ (流路軸方向)
- q_c : 限界熱流束
- q_{co} : 基礎限界熱流束 ($\Delta H_i = 0$ の時の q_c)
- s : 流路断面の高さ (図1参照、A形では実際の高さ自体、B形では実際の高さの2倍にとる)
- w : 加熱板の幅
- δ : 加熱板の厚さ
- ρ_l : 液体密度

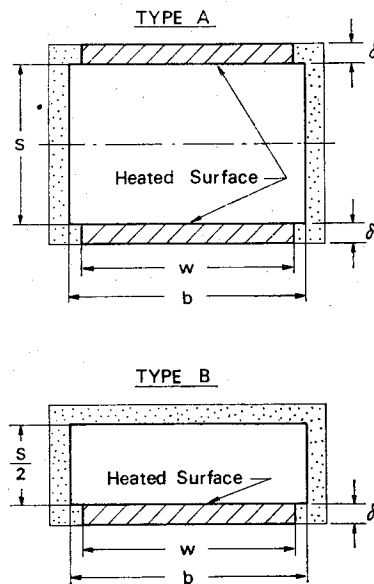


図1 流路断面の形式

* 昭和 56 年 3 月 18 日 九州支部第 34 期総会 講演会において論文講演として講演，原稿受付 昭和 55 年 10 月 22 日。
** 正員，東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

ρ_v : 蒸気密度
 σ : 表面張力

2. 限界熱流束

2.1 q_{eo} のデータ 図2は Troy⁽¹²⁾ の実験結果の与える限界熱流束 q_c と入口サブクールエンタルピ ΔH_i の関係の一例である。こうした結果から、基礎限界熱流束 $q_{eo}(\Delta H_i=0$ における $q_c)$ の値を容易に求めることができる。表1は、こうして q_{eo} を求めたデータ源とその実験条件範囲などを示す。ただし表1のデータ源のうち、Gambill-Bundy⁽¹³⁾は G , ΔH_i の各一つの組合せごとに q_c のデータを与えるもので、図2の直接的方式では q_{eo} が求められない(その求め方は2.4節[注意]に記載)。Tong ら⁽¹⁵⁾の R113 のデータも上と同形式だが、 ΔH_i が零に近いので近似的に $q_c \approx q_{eo}$ とみなして q_{eo} を求めている。また Tippets⁽¹⁴⁾ の実験では、加熱板の厚さ δ が非常に薄く $\delta = 0.254, 0.152$ mm である。従って本報では、加熱板の厚さの影響をなるべく避けるため $\delta = 0.254$ mm の方のデータを採用した。なお表1に示す実験のうち、Gambill-Bundy (垂直流路下降流) のものを除き、他はすべて垂直流路上昇流である。また、Levy⁽¹⁶⁾, Chernobay⁽¹⁷⁾, その他は全周加熱の実験なので除外している。

2.2 q_{eo} の無次元整理 表1のデータ源からの q_{eo} の実験データを l/d_{he} の値で分類し、円管⁽⁸⁾, 二重管⁽⁹⁾の場合とまったく同じ方式で図示した結果が図3である。表1にみるように、これらのデータは $\rho_v/\rho_l = 0.048$ に比較的に近い条件下の実験で得られてい

るので、図3には q_{eo} の実測値をそのまま図示している。ただし、Tong ら⁽¹⁵⁾のデータは、 ρ_v/ρ_l の値が0.048 に比べかなり小さいので、円管や二重管の場合を参考にして、 q_{eo} の実測値に $\{0.048/(\rho_v/\rho_l)\}^{0.188}$ を乗じ補正した値を図3に図示している。

一方、図3に示す直線 ㉑, ㉒, ㉓, ㉔ はそれぞれ下記の各式を示すものである。

$$\text{㉑} \quad \frac{q_{eo}}{GH_{fg}} = 0.25 \frac{1}{l/d_{he}} \dots\dots\dots (2)$$

$$\text{㉒} \quad \frac{q_{eo}}{GH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.048} \frac{1}{l/d_{he}} \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{㉓} \quad \frac{q_{eo}}{GH_{fg}} = 0.15 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.188} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.0077 l/d_{he}} \dots\dots\dots (4)$$

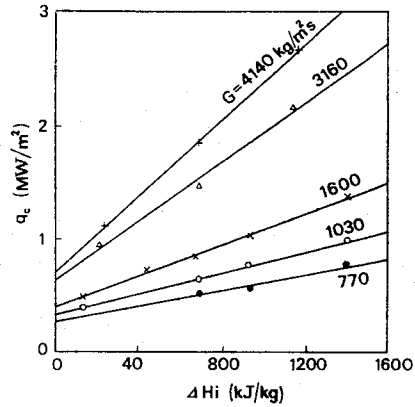


図2 $q_c - \Delta H_i$ の直線関係 (文献(12)の実験データから)

表1 集めた q_{eo} および K のデータの一覧表

文 献	流体	形	l cm	s cm	b cm	w/b	l/d _{he}	(ρ_v/ρ_l) $\times 10^2$	$\sigma \rho_l / G^2 l$	データ数	δ mm
DeBortori ら ⁽¹¹⁾	水	A	15.2	0.257	2.54	0.880	26.1	3.67~13.6	2.80×10^{-5} -5.61×10^{-3}	10	1.27
DeBortori ら ⁽¹¹⁾	水	A	30.6	0.246	2.54	0.880	54.7	13.6~	9.43×10^{-7} -3.11×10^{-4}	8	1.27
DeBortori ら ⁽¹¹⁾	水	A	30.6	0.127	2.54	0.880	106	2.61~13.6	3.06×10^{-6} -2.12×10^{-4}	8	1.27
DeBortori ら ⁽¹¹⁾	水	A	68.6	0.246	2.54	0.880	122	3.67~13.6	3.00×10^{-7} -8.53×10^{-5}	10	1.27
DeBortori ら ⁽¹¹⁾	水	A	68.6	0.150	2.54	0.880	201	3.67~13.6	3.02×10^{-6} -3.46×10^{-4}	7	1.27
Troy ⁽¹²⁾	水	A	190	0.190 ~0.195	5.71	~1.0	487 ~550	6.16~13.6	1.24×10^{-7} -1.99×10^{-5}	9	—
Gambill-Bundy ⁽¹³⁾	水	A	30.5 ~30.8	0.109 ~0.125	2.65 ~2.73	0.930 ~0.958	114 ~132	1.96~2.45	7.45×10^{-7} -1.03×10^{-6}	3*	1.52
Tippets ⁽¹⁴⁾	水	A	94.0	0.635	5.33	1.00	74.0	4.84	3.65×10^{-6} -5.97×10^{-5}	3	0.254
Tippets ⁽¹⁴⁾	水	A	94.0	1.27	5.33	1.00	37.0	4.84	1.43×10^{-5} -5.55×10^{-5}	2	0.254
Tippets ⁽¹⁴⁾	水	B	94.0	2.54	5.33	1.00	18.5	4.84	1.41×10^{-5}	1	0.254
Tong ら ⁽¹⁵⁾	R113	B	63.5	1.27	6.03	~1.0	25.0	0.587~0.719	6.97×10^{-6} -1.28×10^{-4}	3	∞ **

* ニッケル加熱板のデータ ** 非常に厚い加熱板

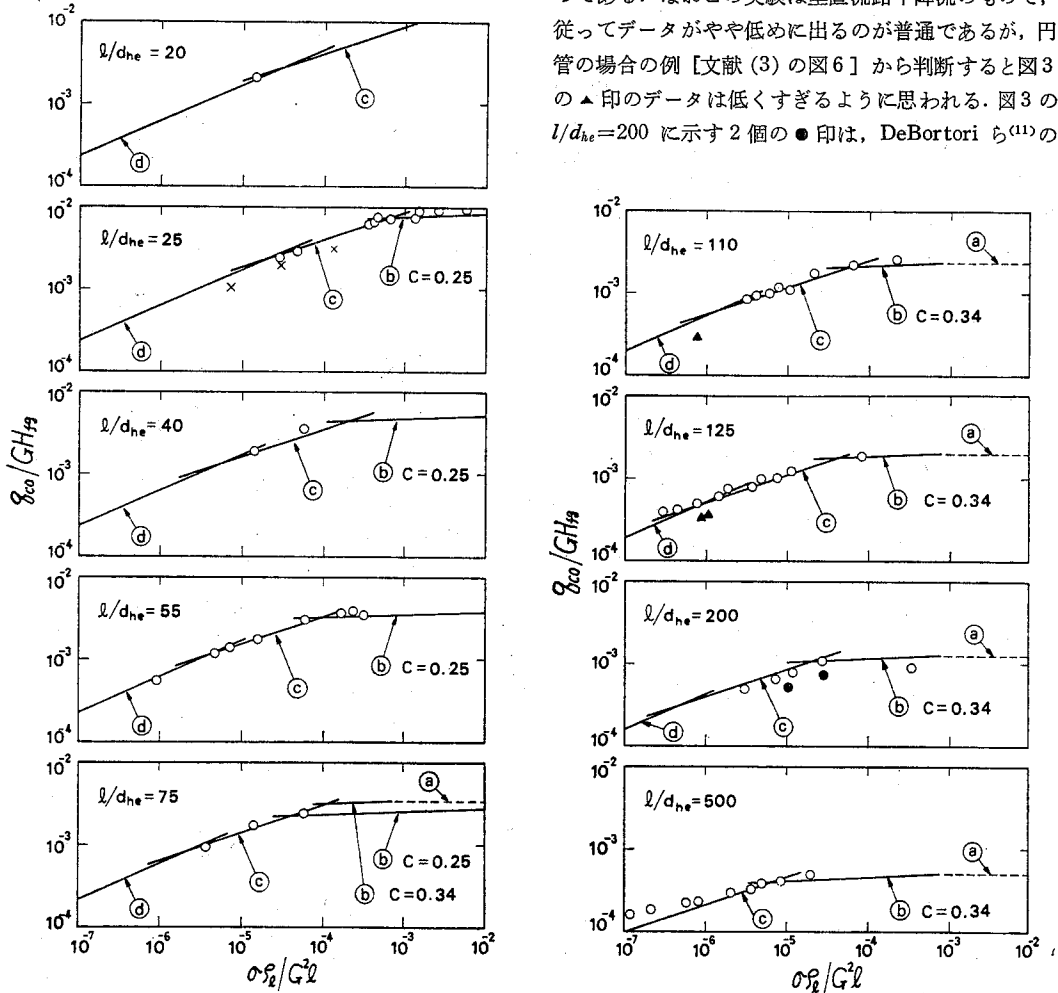
$$\textcircled{d} \quad \frac{q_{eo}}{GH_{fg}} = 0.26 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.183} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \times \frac{(l/d_{he})^{0.171}}{1 + 0.0077 l/d_{he}} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、式(4)、(5)右辺には ρ_v/ρ_l が含まれているが、図3の直線③、④は式(4)、(5)で $\rho_v/\rho_l = 0.048$ としたものである。

さて図3によれば、直線③、④の領域の実験データは非常に少ないことがわかる。従って、これら長方形流路のデータから q_{eo} の整理式を定めることは不可能である。図3で直線③、④を与える式(2)、(3)は、円管⁽⁵⁾の場合の整理式をそのまま(ただし直径 d の代わりに加熱相当直径 d_{he} を使う)一時的に使ったものである。 q_{eo} の少ない実測値にほぼ一致し、かつ式(3)の定数 C に関し、円管の場合と同様に l/d_{he} が小さいとき $C=0.25$ 、 l/d_{he} が大きいとき $C=0.34$

となる傾向があるようにみえる。

次に図3にみるごとく、既存実験データの大部分は直線③の領域に集中している。そして直線③を与える式(4)は、これらの実験データに合うように定めた(文献⁽⁶⁾の図4の方法による)ものである。実験データに関し二、三の注意を以下に記す。まず図3の $l/d_{he}=25$ に示す×印は Tong ら⁽¹⁵⁾の与える R113 のデータである。円管⁽⁵⁾、二重管⁽⁶⁾の場合もフレオンのデータは水のそれよりわずかに低めに出る傾向がみられたが、なお Tong らの実験は他の実験(表1の)と異なり、直接通電加熱でなく、水蒸気の凝縮加熱によるもので一様熱流束条件から少し偏る可能性も含んでいる。また図3の $l/d_{he}=110, 125$ に示す▲印は2.1節に述べた Gambill-Bundy⁽¹⁸⁾のデータ、つまり2.4節【注意】に記す間接的方法で求められたものである。なおこの実験は垂直流路下降流のもので、従ってデータがやや低めに出るのが普通であるが、円管の場合の例【文献(3)の図6】から判断すると図3の▲印のデータは低くすぎるように思われる。図3の $l/d_{he}=200$ に示す2個の●印は、DeBortori ら⁽¹¹⁾の



③:式(2), ④:式(3), ⑤:式(4)で $\rho_v/\rho_l=0.048$, ⑥:式(5)で $\rho_v/\rho_l=0.048$

図3 q_{eo} の実験データ (○▲●:水, ×:R113) の無次元整理

総計 43 個のデータ (表 1 参照) 中に含まれるものであるが、2.4 節に述べるごとく、入口サブクールエンタルピの影響の面でも異常性を示している。

最後に図 3 で㊸の領域の実験データはほとんどないに等しい。従って直線㊸を与える式 (5) は暫定的なもので、二重管の場合の整理式の形を参考にしてつづ図 3 の $l/d_{he}=20, 55, 125$ などを基に定めたものである。

2.3 CHF の特性領域に関する注意 円管⁽⁶⁾⁽⁷⁾の場合、CHF は L, H, N, HP の 4 領域に区分された。ここに L 領域は質量速度が低いとき、N 領域は質量速度が高いときに生ずるもので、H 領域は前二者の中間領域である。また HP 領域は、圧力が高いとき質量速度の大きな領域で N 領域の代わりに出現する領域である。さて本報の場合、L 領域と H 領域の境界は、図 3 で直線㊸と㊹の交点として容易に求められる。しかし N 領域の実験データがほとんど存在しないため、H 領域と N 領域の境界を与える式が求められない。なお図 3 の $l/d_{he}=500$ において、図の左端付近のデータは直線㊸から上方へかなり偏っているのがみられる。これらのデータは気液密度比 $\rho_v/\rho_l=0.136$ とかなり大きく、かつ l/d_{he} の値も大であり、従って HP 領域に入っているものと推察される (円管の場合の HP 領域発生判定法⁽⁶⁾によれば HP 領域に入る条件を十分にみたしている)。

2.4 K のデータの無次元整理 表 1 に集めたデータ源の実験では大部分、図 2 のような $q_c-\Delta H_i$ 直線関係を示す。この直線関係に対し次式が書ける。

$$q_c = q_{c0} \{1 + K(\Delta H_i/H_{fg})\} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 K は入口サブクールエンタルピ ΔH_i の影響係数 (無次元) で、その値は図 2 の各直線のこう配から容易に求められる。一方、著者の既報⁽⁴⁾に明らかにしたごとく、もし沸騰長さの概念が $\Delta H_i=0$ に近い

入口サブクール条件に成立すると仮定すれば、 q_{c0} に関する整理式 (2)~(5) の各式からそれぞれ対応する K の値を理論的に導くことができ次の結果を与える。

式 (2) から:

$$K=1 \dots\dots\dots (7)$$

式 (3) から:

$$K = \frac{1.043}{4C(\sigma\rho_l/G^2l)^{0.043}} \dots\dots\dots (8)$$

式 (4) から:

$$K = \frac{5}{9} \frac{0.0308 + d_{he}/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.138}(\sigma\rho_l/G^2l)^{1/8}} \dots\dots\dots (9)$$

式 (5) から:

$$K = 0.252 \frac{(0.0371 + d_{he}/l)(d_{he}/l)^{0.171}}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133}(\sigma\rho_l/G^2l)^{0.433}} \dots\dots\dots (10)$$

さて 2.2 節に述べたように、表 1 に集めたデータ源の CHF データは大部分、整理式 (4) に対応するものである。従って式 (4) に対応する実験から求めた K の実測値を、式 (9) による予測値と比較してみた結果が図 4 である。図 4 によれば、 K の実測値は式 (9) に近似的に一致する。しかし図 4 に示すデータに関する限り、統計的に K の実測値は式 (9) よりやや小さい値 (約 80% 程度) をとることがみられる。現在のところ、その原因は不明である。なお図 4 で 2 個の ● 印の実験データは、図 3 の $l/d_{he}=200$ の ● 印と同じ実験のものである。

[注意] 図 3 の $l/d_{he}=110, 125$ に示す ▲ 印のデータは、式 (6)、(9) [ただし式 (9) の K の 80% の値を使用] を用い、 q_c の実験データから間接的に求めた q_{c0} の値を示すものである。

3. l/d_{he} が非常に小さい場合の限界熱流束

内管を加熱する二重管の CHF の既存データの無次元整理の研究⁽⁹⁾において、 l/d_{he} の値が 1~5 程度の大きさまで減少すると、図 3 の形式の整理からの偏りを生ずることが見出されている。次いで甲藤・倉田⁽¹⁰⁾は、速度の一樣な飽和液の流れに平行な平面加熱面上の CHF について、水および R113 の実験をおこない、実験データに対し次の無次元整理式:

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.559} \times \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l}\right)^{0.264} \dots\dots\dots (11)$$

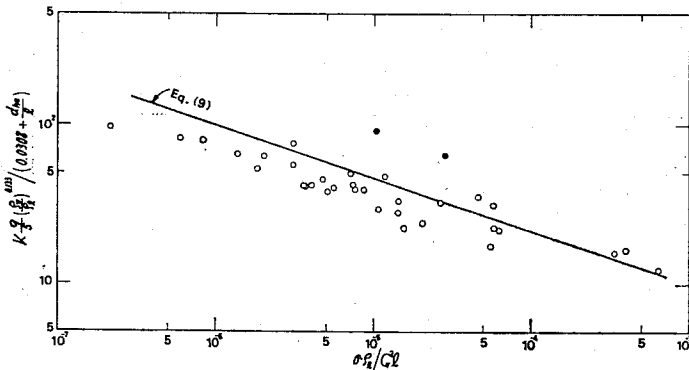


図 4 K に関する式 (9) と実験データの比較

を導くと共に、式 (11) は l/d_{he} のきわめて小さな内管加熱二重管の q_{eo} のデータ (アセトン, トルエン, モノイソプロピルピフェニル, 水) にも一致することを示した. 同様な状況が長方形流路の場合にも当然予想されるので以下の検討をおこなった.

すなわち表 2 は, 表 1 と同様なものであるが, ただ l/d_{he} が非常に小さい長方形流路に対し q_{eo} を与えるデータ源と, その実験条件範囲を示すものである. これらの実験はすべて図 1 の B 形である. そして一色ら⁽¹⁸⁾ のものは水平流路 (下壁面加熱), Yücel-Kakaç⁽¹⁹⁾ のものは第 1 行は水平流路 (下壁面加熱のもの, および上壁面加熱のもの), 第 2 行は垂直流路上昇流, また後藤⁽²¹⁾ のものはすべて水平流路 (上壁面加熱) の形式の実験である. なお Kakaç⁽²⁰⁾ によれば文献 (19) の実験において $l=127\text{ mm}$, $w=5.84\text{ mm}$ (5.50 mm ではなく) である.

さて図 5 は, 上記の実験データを図示するもので, 同時に長方形流路の q_{eo} の整理式 (4), (5) および流れに平行な平面加熱面の q_{eo} の整理式 (11) を示している. ただし図 5 の実験データはすべて大気圧の水のものである. 従って式 (4), (5), (11) の図示にあたり $\rho_v/\rho_l=0.000624$ (大気圧の飽和水蒸気, 飽和水の値) にとっている.

図 5 によれば以下のようなことが観察される. まず $l/d_{he}=6.0$ では, q_{eo} の実測値 (一色らのデータ) はまだ直線 ㉔ の近傍に現れている. 次に $l/d_{he}=3.0, 4.5$ に示すデータは Yücel-Kakaç によるものである. 垂直上昇流, 水平流路で下壁面加熱, 上壁面加熱によって q_{eo} の値に相違が生じ, Yücel-Kakaç らはそれを重力の作用によるものと主張している. しかしいま, 上記の相違の問題から離れて $l/d_{he}=3.0, 4.5$ の結果をみるに, q_{eo} の実測値は直線 ㉔, ㉓ より式 (11) に近いことが知られる. ただ, これらのデータは表 2 にみるごとく, 加熱板の厚さが非常に薄い ($\delta=0.178\text{ mm}$) 実験によるので, 通常より q_{eo} が低

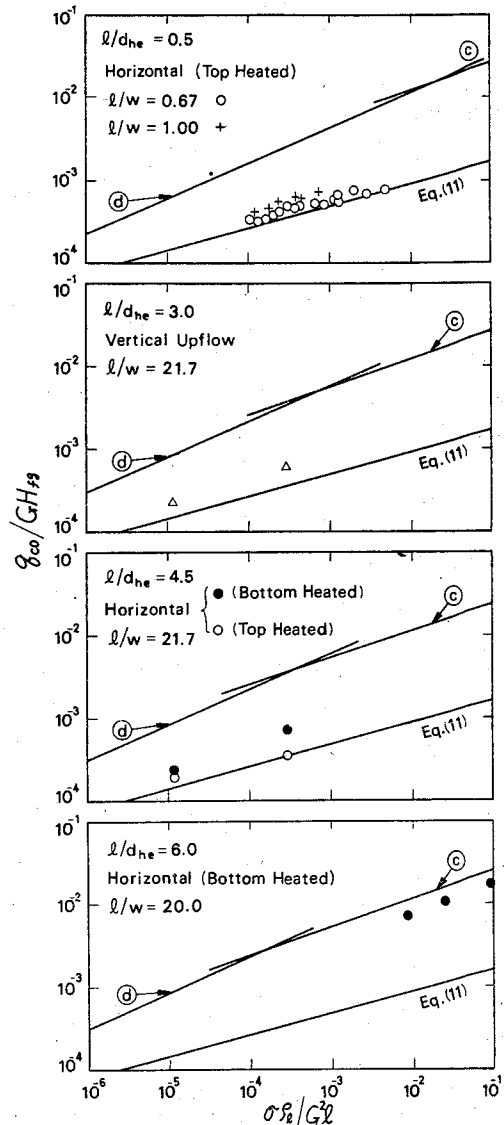


図 5 l/d_{he} が非常に小さい時の q_{eo} の実験データの無次元整理 (すべて大気圧の水) 式 (4), (5), (11) で $\rho_v/\rho_l=0.000624$

表 2 l/d_{he} が非常に小さい場合に対して集めた q_{eo} のデータ一覧表

文献	流体	形	l cm	s cm	b cm	w/b	l/d_{he}	(ρ_v/ρ_l)	$\sigma \rho_l / G^2$	データ数	δ mm
一色ら ⁽¹⁸⁾	水	B	30.0	2.20	1.70	0.882	6.02	0.0624×10^2	8.37×10^{-3} -9.31×10^{-2}	5	∞ *
Yücel-Kakaç ⁽¹⁹⁾ (20)	水	B	12.7	1.27	0.652	0.896	4.47	0.0624	1.11×10^{-5} -2.79×10^{-4}	4	0.178
Yücel-Kakaç ⁽¹⁹⁾ (20)	水	B	12.7	1.27	0.952	0.613	3.07	0.0624	1.11×10^{-5} -2.79×10^{-4}	2	0.178
後藤 ⁽²¹⁾	水	B	1.00	0.600	1.80	0.833	0.694	0.0624	1.01×10^{-4} -1.23×10^{-3}	10	∞ *
後藤 ⁽²¹⁾	水	B	1.50	1.00	1.80	0.833	0.625	0.0624	1.33×10^{-4} -8.24×10^{-4}	9	∞ *
後藤 ⁽²¹⁾	水	B	1.00	1.00	1.80	0.833	0.417	0.0624	2.38×10^{-4} -4.73×10^{-3}	10	∞ *

* 非常に厚い加熱板

く出る可能性がないとはいえぬかも知れない。けれども図5で $l/d_{he}=0.5$ のデータ（後藤のもの）は非常に厚い加熱面で得られたものである。また、 l/d_{he} がこれ位小さくなると、流路の入口から出口までクオリティが零に近く保持され、流路のオリエンテーションや加熱位置の相違は CHF に対し大きな影響を与えなくなるのではないかと想像される。結局、 l/d_{he} がきわめて小さな長方形流路では、 q_{eo} は式 (11) に近い値を与えるると結論してよいであろう。なお l/d_{he} がきわめて小さくなると、 l/d_{he} は CHF にほとんど影響を持たなくなるが、図5の結果によれば l/w （加熱板の長さとの比）が零に近いほど q_{eo} が式 (11) に接近する傾向を持っている。後藤⁽²¹⁾の実験データに関する限り、表2に掲げた実験条件以外のデータをも含めて、暫定的に次式が導かれる。

$$\frac{q_{eo}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.559} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.264} \times \left\{ 1 + 0.53 \left(\frac{l}{w} \right)^{1.78} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

本式を求めた実験条件範囲は、 $l/d_{he}=0.417 \sim 1.39$, $l/w=0.667 \sim 1.33$, $w/b=0.833$ である。

4. 結 論

(1) 図1に示すような断面の一樣加熱長方形流路内の強制流動沸騰の CHF に対し、既存の実験データを分析し、基礎限界熱流束 q_{eo} に対しては図3および整理式(2)~(5)、また入口サブクールエンタルピの影響係数 K に対しては図4および式(7)~(10)の結果を得た。また l/d_{he} が非常に小さい場合についても検討し、図5の無次元整理、式(12)の結果を得た。

(2) 長方形流路内の強制流動沸騰の場合、既存実験データの数が少なく、実験条件範囲も限られ、かつほとんど水のデータである(表1, 2参照)。従って CHF の無次元整理の整備のためには、さらに多くの実験的研究が必要と思われる。しかし、本報の無次元

整理は、円管や二重管の場合に似た結果を示している。従ってその観点から考えると、精度があまり必要でない場合には、本報の結果でも、いろいろの条件下の CHF の予測に対し有用と考えられる。

(3) 内管加熱二重管内の CHF の分析^{(6),(9)}では、L領域の q_{eo} に対し、その領域の実験データの不足から、式(3)で $C=0.25$ としたものを暫定的に考えた。しかし本報の結果をみると、円管⁽⁶⁾の場合と同様に、長方形流路の場合も l/d_{he} の大小によって式(3)の C の値が $0.25 \sim 0.34$ の間で変化するものようである。これから類推して二重管のL領域でも同様な状況にあると考えられる。

本研究は文部省から特別研究(昭和55年度 No. 505012) 科研費補助金を受けた研究の一部をなすもので、ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Macbeth, R.V., UKAEA, AEEW-R 267 (1963).
- (2) 甲藤, 機論, 44-387 (昭53), 3865.
- (3) 甲藤, 機論, 45-394, B (昭54), 859.
- (4) 甲藤, 機論, 45-400, B (昭54), 1892.
- (5) 甲藤, 機論, 46-409, B (昭55), 1721.
- (6) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭56), 220.
- (7) Katto, Y., Japan-U.S. Heat Transfer Joint Seminar (1980), 53.
- (8) 甲藤, 機論, 45-397, B (昭54), 1322.
- (9) 甲藤, 機論, 47-417, B (昭56), 830.
- (10) 甲藤・倉田, 機論, 47-415, B (昭56), 545.
- (11) DeBortoli, R.A. ほか4名, WAPD-188 (1958).
- (12) Troy, M., WAPD-TH-408 (1958).
- (13) Gambill, W. R. and Bundy, R. D., ORNL-3079 (1961).
- (14) Tippets, F.E., GEAP-3766 (1962).
- (15) Tong, L.S., ほか2名, ASME-Paper, No. 66-WA/HT-39 (1966).
- (16) Levy, S. ほか2名, Trans. ASME, Ser. C, 81-2 (1959), 129.
- (17) Chernobay, V. A., Heat Transfer-Sov. Res., 2-1 (1970), 167.
- (18) 一色・ほか4名, 第14回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭53), 163.
- (19) Yücel, B. and Kakaç, S., Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., Vol.1 (1978), 387.
- (20) Kakaç, S., 私信による。
- (21) 後藤, 東京大学機械工学 研究報告 (大学院論文集), 13 (昭53), 121.

討 論

〔質問〕 伊藤 猛宏 (九州大学工学部)

(1) 著者による一連の最近の研究と異なり、本論文では加熱壁の厚さについて言及しておられる。円管や二重管の場合にその必要がなかったのは、(i) 常識的に設計された試験装置では加熱壁の効果が出ない。(ii) データのばらつきに多少とも寄与している。

(iii) 加熱壁の効果については常識的な推測以上の明りょうな予測法が確立されておらず、かつ従来の報告では加熱壁や熱源の特性が十分に記述されていないで、明確な議論ができない。などのうちいずれに近いとお考えか。

(2) 式(1)による相当直径における s のとり方

はある程度以上にそれが大きいデータばかりを扱う限りにおいて合理的であるかのように思える。著者の見解をお伺いしたい。

〔回答〕 (1) 実は円管の論文⁽⁶⁾の2.2節で、Hewitt らのデータ ($\delta=0.9\text{mm}$ の CHF が $\delta=2.0\text{mm}$ のより約5%低い) に関し厚肉管のデータ使用を記している。ともあれ Collier の書物^(付1)の260ページに δ の影響の記載あり、Aladyev ら (円管) は $\delta=0.4\sim 2.0\text{mm}$ の間で影響なく、イギリスのデータ (円管) は上記 Hewitt らと同じく、Tippets (長方形管) では $\delta=0.25\rightarrow 0.15\text{mm}$ により CHF 約25%低下と記されている。著者の考えでは、なお L, H, N, HP の特性領域、肉厚と管径の比、管材料、CHF 値の大小 (液体の蒸発潜熱などにより変化) なども関係すると思うが、前記の例からみて通常、かなり精密さを要する時は $\delta\geq 1.0\text{mm}$ 、 δ による偏差が他の原因によるデータのばらつき内に入るような時は $\delta\geq 0.5\text{mm}$ 程度ならば、 δ の影響にひどく神経質にならずともよいであろうと思っている。ところで円管、二重管では通常 δ が 0.5mm 以下にならない (液体 He の極低温実験の際の小直径管などは除く) が、長方形管の時は金属はくやりボン使用のため $0.1\sim 0.2\text{mm}$ 程度 (液体 He の自然流動沸騰では 0.025mm の例さえあり) の非常に薄い δ も使用されやすい。本報で

δ について少し詳しく言及した意味はここにある。

(2) s の大きさには少なくとも三つの視点がある。(i) s の絶対値: CHF 特性領域で話が違おうと思いが、本報で主に問題になっている H や L 領域では、その流動様式とドライアウト的状况から考え $s=1\text{mm}$ 程度はまだ大丈夫と思われる (特に高圧で ρ_v/ρ_l が大のとき)。なお本報の分析で、 \times , \triangle , \bullet 印のデータは変則的だが、 \times 印は $s=12.7\text{mm}$ (ρ_v/ρ_l も極端に小ならず) と大きく、また \bullet 印は $s=1.5\text{mm}$ のデータ7個のうち2個にすぎない。(ii) l との相対値: l/d_{he} は流路入口から出口までのヒートバランス (流路断面上の状態は一樣とみなす) に関与する量ゆえ、 l/d_{he} が非常に小 (本報の3章が該当) では意味を失う。この状況下に s が大 (l/s が小) というのは上手くない。(iii) A, B 形の同等性: s がますと一加熱面の独立性がますように見える、しかし L 領域 (噴霧流) あるいは N 領域 (気ほう流) などでは s に無関係に加熱面上の CHF 状況はかなり独立するようにみえる。とすると中間の H 領域でも s の影響はそれほど大でない可能性もある。なお d_{he} でデータ整理ができるとすると、その背後には前記 (ii) 項の考えあり、これは相当程度、加熱面の独立性を認める状況である (ただし以上の議論は、A 形で両面の加熱量が等しい場合に限る)。

(付1) Collier, J. C., *Convective Boiling and Condensation*, (1972), McGraw-Hill.

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の限界熱流束*

(R12によるHP領域の実験的研究)

横谷定雄**, 甲藤好郎**

Sadao YOKOYA, Yoshiro KATTO

Key Words: Phase Change, Multiphase Flow, Critical Heat Flux, Burnout, Forced Convection Boiling

1. 序

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰に関し, Peskov ら⁽¹⁾, Becker ら⁽²⁾, および Campolunghi ら⁽³⁾の高圧下の諸実験(実験範囲は表1参照)において, 高圧下の水の限界熱流束(CHF)の特性が指摘され, また Peskov⁽¹⁾, Lee⁽⁴⁾, Becker⁽²⁾のCHF経験整理式がそれぞれ導かれた. 一方, 著者の一人, 甲藤^{(5)~(7)}は最近, 一様加熱垂直円管のCHFの無次元整理の研究をおこない, 上記の特殊領域をHP領域と名付けて区別し, その発生条件について図1の結果を導いた. すなわち図1(ここに ρ_v :蒸気密度, ρ_l :液体密度, l :加熱管長, d :加熱管内径)の曲線の右側の各場所で無次元量 $\sigma\rho_l/G^2l$ (ここに σ :表面張力, G :管内の質量速度)の値が図示の値より小さい状況下にHP領域のCHFが生ずる. そして甲藤は, 蒸気発生器

などに関連しておこなわれた最近の Chojnowski-Wilson⁽⁸⁾, Watson ら⁽⁹⁾, Doroschuk ら⁽¹⁰⁾または Levitan-Lantzman⁽¹¹⁾の水のCHFの実験データないしその一部がHP領域に属することを示し, なお古く Thompson-Macbeth⁽¹²⁾(その表11~14)の収集したデータの中にもHP領域に属するものがすでに含まれていることを示した. 以上の諸実験は表1に示すごとく, Peskov ら, Becker らなどと同じく, l/d が比較的大きく, ρ_v/ρ_l が高い状態でおこなわれている.

一方, Waters ら⁽¹³⁾, Matzner ら⁽¹⁴⁾, Merilo⁽¹⁵⁾, および Merilo-Ahmad⁽¹⁶⁾の垂直円管内の水またはR12の実験は, 図1のHP領域発生可能範囲の境界線付近から隣接範囲にわたる条件下(表1参照)のものであるが, 質量速度 G の非常に高い値まで実験され, 表1右端の注に示す G の範囲に対し, 上流CHF

表1 引用した垂直円管内のCHF実験の主要条件

主領域	著者	流体	l cm	d cm	l/d	ρ_v/ρ_l	G kg/m ² s	備考	
HP	Peskov ら 1969	水	89.0~210	0.80	111~263	0.144~0.366	1110~5000	低速かつ小温度上昇 CHF*	
	Becker ら 1972	水	200~500	1.0	200~500	0.140~0.347	1000~7000		
	Campolunghi ら 1974	水	~1100	1.2	~937	0.0902~0.176	1100~2600		
	Chojnowski-Wilson 1974	水	762	3.2	238	0.243	682~1462	上流 CHF	
	Watson ら 1974	水	549	3.78	145	0.271	407~2034		
	Doroschuk ら 1975	水	150	0.80	188	0.201~0.271	1500~3000		
	Levitan-Lantzman 1975	水	150	0.80	188	0.201~0.271	1500~3000		
	Thompson-Macbeth 1964	水	69.6	0.191	365	0.171~0.285	1940~3780		
	近傍HP	Waters ら 1964	水	366	1.12	327	0.0493~0.0853	6690~9320	上流 CHF ($G=6690$ ~ 9320 kg/m ² s)
		Matzner ら 1965	水	244~488	1.02	240~480	0.0484	1340~9480	上流 CHF ($G=6900$ ~ 9300 kg/m ² s)
Merilo 1977		R12	244~488	1.26	194~387	0.0484	950~6500	上流 CHF ($G=5500$ ~ 6500 kg/m ² s)	
Merilo-Ahmad 1979		R12	103~305	0.53	194~575	0.0487~0.0768	1600~8100	上流 CHF ($G=8100$ kg/m ² s)	
HおよびN	Groeneveld 1972, 1974	R12	138	0.78	177	0.0498	1330~8100	上流 CHF** および 低速 CHF	
HP	本報	R12	100	0.30~0.50	200~333	0.109~0.305	1100~9000		

* 高圧かつ ΔH_f が小さい場合 ** $G > 4050$ kg/m²s の二相混合入口条件

* 昭和56年7月14日 東海支部創立30周年記念講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和56年1月23日.

** 正員, 東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1).

(upstream CHF), すなわち加熱管出口端より上流位置における CHF 状態開始が観測されている。他方, Groeneveld^{(17)~(19)}は, R12 の実験をおこない, $G > 4050 \text{ kg/m}^2\text{s}$ で上流 CHF の発生がみられることを報告しているが, 彼の実験条件 (表 1 参照) は HP 領域のものでなく, かつ二相混合入口条件 (mixed inlet condition) のときだけに観測される点で上記の諸研究とは相違している。また Groeneveld^{(17)~(19)} は, G が高いとき, 熱流束の上昇と共に壁温が徐々に上昇する低速 CHF (slow CHF) がみられることを述べているが, 前述の Peskov 氏⁽⁴⁾は高压下, 入口サブクール度が低いとき CHF 温度上昇が小さくなることを報告している。

さて本研究では, 上述以外には研究がまだ必ずしも十分でなく, かつ水の実験結果しか報告されていない HP 領域の CHF に対し, サブクール入口条件下の R12 の精密な実験をおこない, HP 領域の CHF に対する甲藤の無次元整理式 (水のデータから述べられた) および境界条件の妥当性の検討をおこなう。また同時に, 質量速度 G の高い領域に対し, 上流 CHF や低速 CHF などの特殊状況の検討をおこなうもので, 表 1 最下段に示す実験範囲の結果を報告する。

2. 実験装置

実験装置の概要を図 2 に示す。循環ポンプを出る R12 サブクール液のうち, その一部が流量計を通り, 電気式予熱器 (容量 6kVA) で入口液温を調整後, 垂直試験部に流入, その上端から流出する気液二相流は圧力調整器 (直径 200mm, 高さ 650mm 容器) に入る。一方, 循環ポンプを出る R12 サブクール液の残

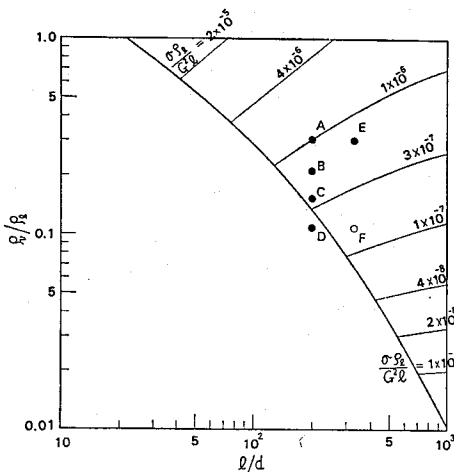


図 1 HP 領域の発生条件, および本報の実験条件

りは, 冷却器 (向流形二重管式熱交換器で水冷却) を経たのち, その大部分はフィルタを通して循環ポンプに還流し, 残りは圧力調整器にスプレー状で流入し, 試験部からの蒸気を冷却凝縮するのに使われる。この圧力調整器は, 水冷凝縮器および電気加熱器を内蔵しており, 容器内の飽和 R12 液の温度調整によって系の圧力を設定する。圧力調整器から流出する液体は, 冷却器からのサブクール液と合流し, フィルタを経て循環ポンプに戻る。

試験円管は内径 $d=5 \text{ mm}$ または 3 mm (共に肉厚 1 mm), 加熱部長さ $l=1000 \text{ mm}$ のステンレス管で, 直流電源装置から供給される直流の直接通電によって加熱される。そして図 3 に示すように, 加熱部外壁上に 11 個のクロメル・アルメル熱電対 (直径 0.1 mm) がとりつけてある。CHF 検出器は, 加熱管出口端付近の熱電対 TC1 の温度が飽和温度より約 60°C 以上上昇すると作動して自動的に加熱電源を切るようにセットされているが, TC1~11 の各熱電対の指示温度も計測される (上流 CHF や低速 CHF の検出のため)。

3. 実験結果

3.1 内径 5mm 管の場合 内径 $d=5 \text{ mm}$, 長さ $l=1000 \text{ mm}$ の加熱管に対し, 図 1 の A, B, C, D の各点の圧力条件 ($p=34.3, 29.4, 24.5, 19.6 \text{ bar}$) において実験をおこなった。図 4 はその結果を示すもので, 圧力 p と質量速度 G が一定の条件下に, 入口サブクール・エンタルピ ΔH_i による限界熱流束 q_c の変化を示す。

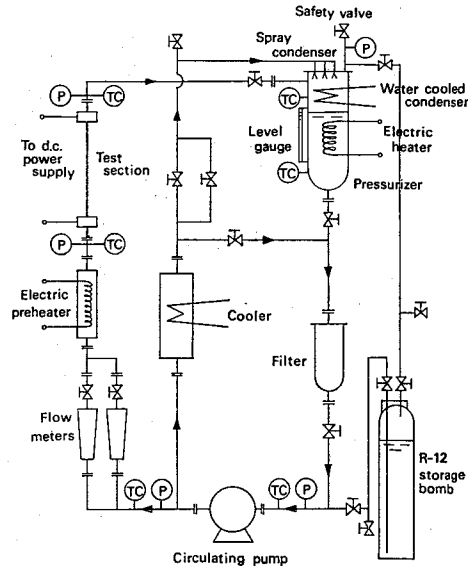


図 2 実験装置 (P: 圧力計, TC: 熱電対)

図4で○印データは、加熱管出口付近の熱電対 TC1 で検出される通常形式の CHF である。一方、●印データは上流 CHF である。繁雑さを避けるため $p=34.3$ bar および 19.6 bar の一部の●印データだけに、CHF 状態発生が検出される上流位置の熱電対番号(図3参照)を記入してあるが、 G が大きいほど上流 CHF を示す ΔH_i の範囲が広がり、かつ $\Delta H_i=0$ に近い状況下ほど CHF 状態開始位置が加熱管入口の方へ移行する様子がみられる。上流 CHF は、図4の破曲線の左側領域に含まれているので、この領域を一時的に「上流 CHF 領域」と名付ける。また図4の破曲線の右側領域では直線 $q_c-\Delta H_i$ 関係が成立するので、これを「直線 $q_c-\Delta H_i$ 領域」と名付ける。

図4で●印の上流 CHF では、CHF 発生時の壁温上昇値が通常の上昇値 (CHF 検出器の設定温度上昇 60°C 以上) より小さくなることが観測された。さらに図4の上流 CHF 領域内の○印の CHF、および直線 $q_c-\Delta H_i$ 領域内の $G=1100\sim 3300\text{ kg/m}^2\text{s}$ の CHF で $\Delta H_i=0$

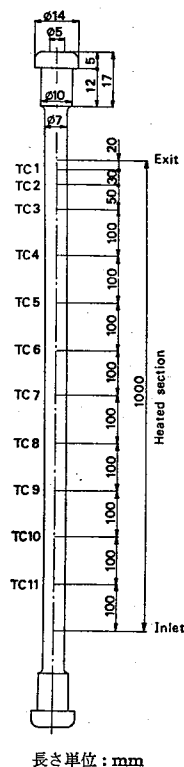


図3 試験円管 ($d=5\text{ mm}$ の場合) と熱電対の位置

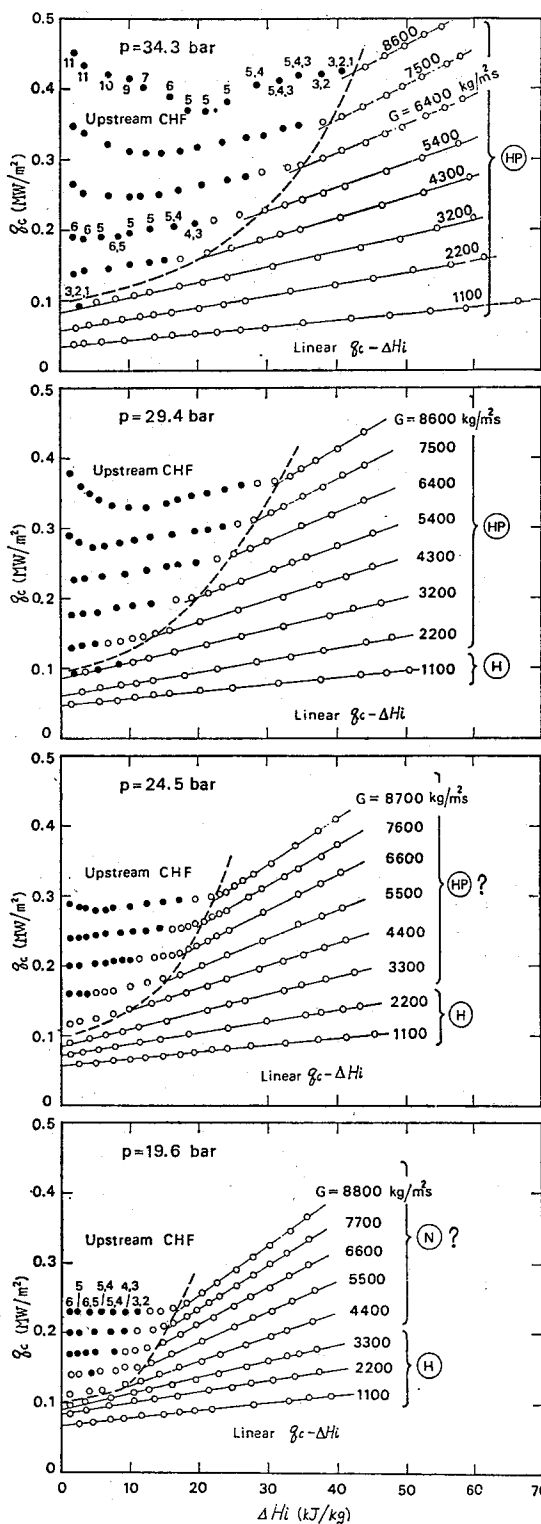


図4 R12の限界熱流束 q_c の実験結果

の近傍のものでも、CHF 発生時の壁温上昇値が通常状況より小さくなる傾向が観察された。以上の状況は、Peskov ら⁽⁴⁾の記している状況に類似ではないかと推測される。

図5は、図4の CHF 発生直前において測定された試験円管前後の圧力降下 $-\Delta p$ (入口圧力 p に対する比率) を参考に示すものである。

3.2 内径 3 mm 管の場合 内径 $d=3$ mm, 長さ 1000 mm の加熱管に対しては、図1の E 点の圧力条件 ($p=34.3$ bar) において求めた実験結果を図6に示す。図1の F 点 ($p=19.6$ bar) でも実験をおこない、図6とほぼ同性格の結果を得ているが、試験円管前後の圧力降下 $-\Delta p$ が非常に大きいので、ここにはデータの呈示を省略する。図6にみるごとく、 $d=3$ mm の加熱管の場合、データはすべて○印であり、測定範囲内で上流 CHF は出現しない。ただし破曲線の左側に $q_c-\Delta H_i$ の関係がやや特異な領域がある。

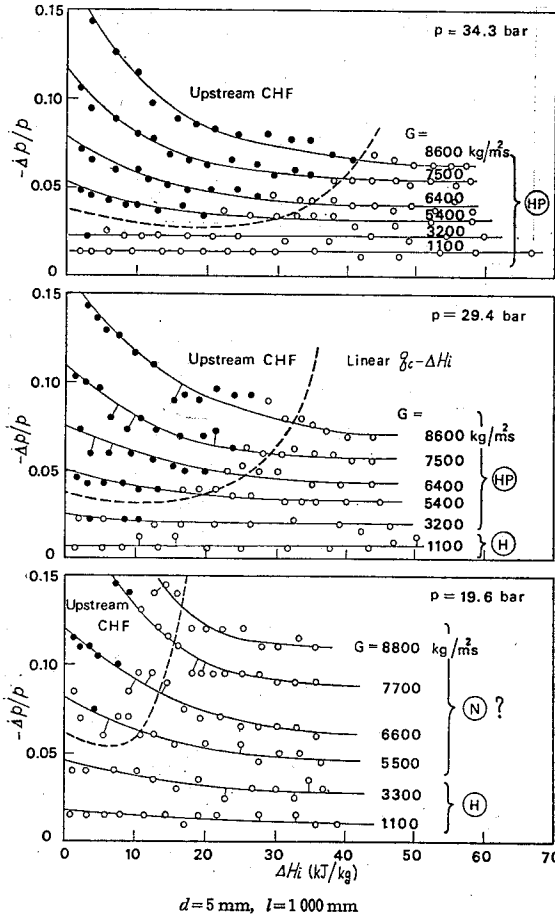


図5 R12 の CHF 発生前の加熱管前後の圧力降下 $-\Delta p$ の実験結果

また図6の大部分のデータ ($\Delta H_i=0\sim 50$ kJ/kg の範囲内) で、CHF 発生時の壁温上昇値が通常の上昇値より小さくなる傾向が観察された。しかし、これは管内径 3 mm に比べ比較的大きな肉厚 1 mm という状況に関係するかも知れない。

4. 分析と検討

4.1 準備 著者の一人⁽⁷⁾が定めた無次元整理式のうち、4章に必要なものを以下に記す。入口サブクール・エンタルピ ΔH_i のときの限界熱流束 q_c に対し $q_c=q_{c0}\{1+K(\Delta H_i/H_{fg})\}$ (1) ここに、 H_{fg} は蒸発潜熱である。まず式(1)右辺の q_{c0} に対して

H および N 領域:

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2 l}\right)^{1/3} \frac{1}{1+0.0031l/d} \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2 l}\right)^{0.433} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1+0.0031l/d} \dots\dots\dots(3)$$

HP 領域:

$$\frac{q_{c0}}{GH_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.60} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2 l}\right)^{0.173} \times \frac{1}{1+0.280(\sigma\rho_l/G^2 l)^{0.233} l/d} \dots\dots\dots(4)$$

次に式(1)右辺の K については

式(2)の q_{c0} に対応し:

$$K = \frac{5}{6} \frac{0.0124+d/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133}(\sigma\rho_l/G^2 l)^{1/3}} \dots\dots\dots(5)$$

式(3)の q_{c0} に対応し:

$$K = 0.416 \frac{(0.0221+d/l)(d/l)^{0.27}}{(\rho_v/\rho_l)^{0.133}(\sigma\rho_l/G^2 l)^{0.433}} \dots\dots\dots(6)$$

式(4)の q_{c0} に対応し:

$$K = 1.12 \frac{1.52(\sigma\rho_l/G^2 l)^{0.233}+d/l}{(\rho_v/\rho_l)^{0.60}(\sigma\rho_l/G^2 l)^{0.173}} \dots\dots\dots(7)$$

なお式(3)に関連し、H 領域と N 領域の境界は次式で与えられる。

$$\sigma\rho_l/G^2 l = [0.77/(l/d)]^{2.70} \dots\dots\dots(8)$$

4.2 実験データの特性領域区分 図4, 6の CHF 実験データに付した記号 Ⓜ, Ⓟ, Ⓠ はそれぞれ HP 領域, H 領域, N 領域を意味し、これらは図1および式(8)の判定条件で定めたものである。ただし図4の $p=24.5$ bar, 19.6 bar の実験は、図1の C, D 点にそれぞれ

れ対応し、HP 領域可能範囲の境界線（この付近は厳密には遷移域になる）の近くにある。従って、質量速度 G が大になったとき、HP 領域、N 領域と必ずしも判定し難い条件下にあるので、ⓂおよびⓃに疑問符？を付してある。

図4でH領域の q_c は、 ΔH_i の測定全域で直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係を示し、N? 領域の q_c は、 ΔH_i の測定全域に対しては直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係が成立しない。これら

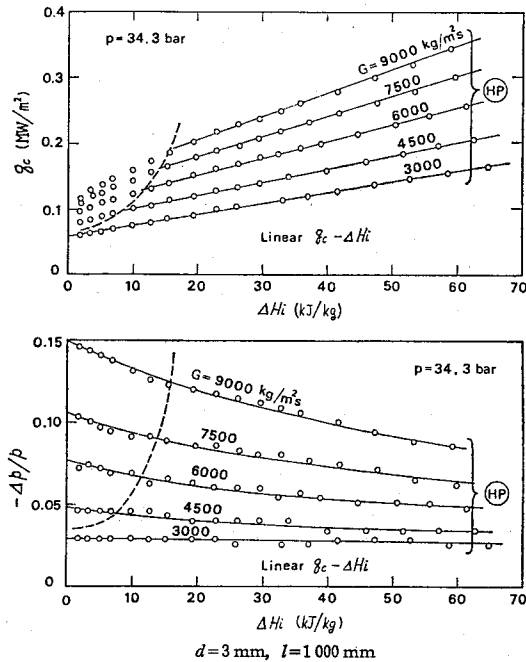


図6 R12の限界熱流束 q_c および加熱管前後の圧力降下 $-\Delta p$ の実験結果

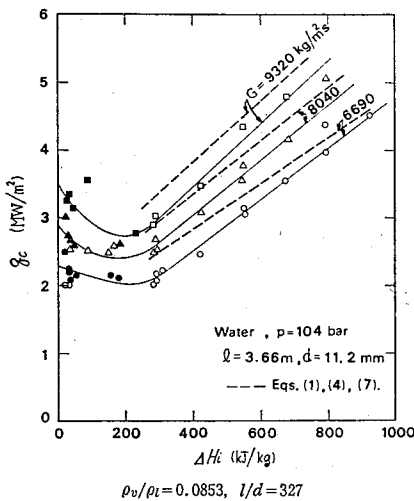


図7 水の限界熱流束 q_c の実験結果 (Watersら⁽¹³⁾)

は著者の一人⁽⁵⁾が H, N 各領域に付与した特性に合致している。他方、図4, 6でHP領域の q_c は、 $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では ΔH_i に対し直線関係を持つが、 $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の時は、図4, 6の破曲線の左側領域では非直線関係を示す。さきに著者の一人⁽⁵⁾は、Chojnowski-Wilson⁽⁸⁾の実験データ（これは $G < 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ）、Becker⁽²⁾のCHF経験公式を参考に、HP領域に対し直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係という特性を付与した。しかし図4, 6の前述の結果によれば、HP領域でも G が非常に大きくなると、 ΔH_i の小さい領域で $q_c - \Delta H_i$ の直線関係はくずれるものであることがわかる。

4.3 上流 CHF 図7は、Watersら⁽¹³⁾が直径11.2mm、長さ3660mmの加熱管で圧力 $p=104 \text{ bar}$ の水に対して求めたCHFの実験データ〔文献(13)の表1(a), (b), (c), (e)の全データ〕を示し、白抜きデータが管出口端で発生する通常のCHF、黒ぬりデータが上流CHFである。このWatersらのデータは、Collierが、その有名な著書⁽²⁰⁾に引用し、超高質量速度 (ultra high mass velocity) に基づく変則効果と説明しているものである。

さて図7の実験条件 ($\rho_v/\rho_l=0.0853$, $l/d=327$) は

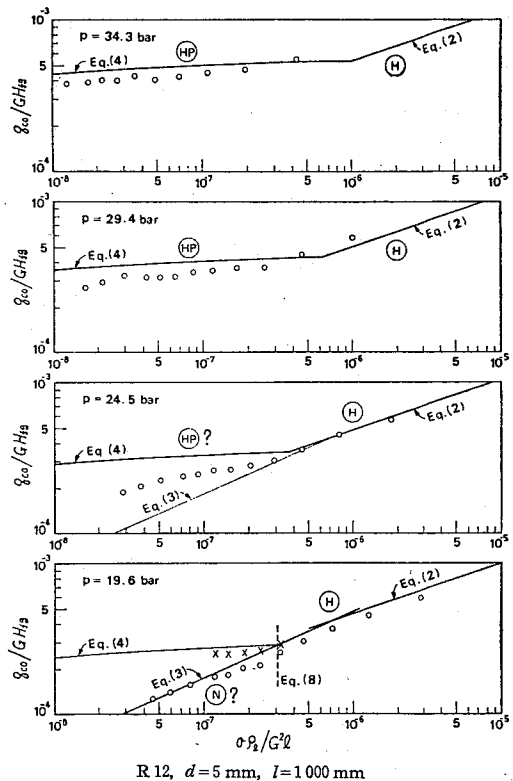


図8 q_{c0} の実測値と予想値の比較

図1の判定条件によればHP領域^{*1}に入るが、HP領域可能範囲の境界線の近くにあり、その意味で図4, $p=24.5$ barの実験条件と性格が共通である。そして両方の実験結果が、 $q_c-\Delta H_i$ の関係、および上流CHFの発生状況において互いに非常に似た性格を持つことが見られる。これは図4の結果がR12のみの特性でなく水でも実現することを示す。なお表1にみるごとく、Matznerら⁽¹⁴⁾、Merilo⁽¹⁵⁾、Merilo-Ahmad⁽¹⁶⁾の実験も、 l/d , ρ_v/ρ_l , G に関しWatersら⁽¹⁸⁾のものと同程度であり、従ってその上流CHFの発生状況は本報の場合に似ていると考えてよいであろう。一方、Groeneveld⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾の観察した上流CHFは、1章に述べたごとく実験条件がHP領域になく、かつ二相混合入口条件($\Delta H_i < 0$)にだけ観測されるものであり、従って現状ではまだ上記の上流CHFと直接の関係をつけることは出来ない。

4.4 直線 $q_c-\Delta H_i$ 領域の CHF 図4, 6の直線 $q_c-\Delta H_i$ 領域内の G —一定の各直線から、式(1)右辺の q_{c0} および K の実験値が求められ、それらを式(2)~(4)による q_{c0} の予想値、式(5)~(7)による

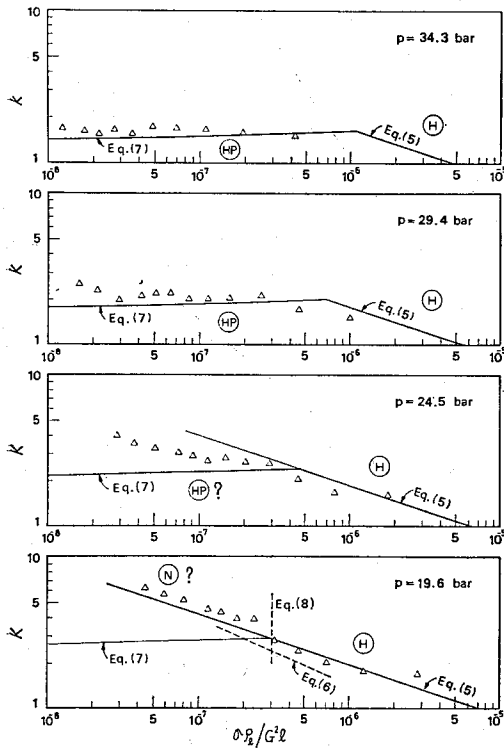


図9 Kの実測値と予想値の比較

*1 文献(5)の図13では、古い判定条件のためN領域に入れられている。

K の予想値(ここに物性値は管入口状態の値を用いた)と比較すると図8~10の結果が得られる。

まず図8で○印は、図4から上記の方法で求めた q_{c0} の実験値^{*2}で、 q_{c0}/GH_{fg} 対 $\sigma\rho_l/G^2l$ の関係として示すものである。一方、図8の太線は図1の判定条件で定めた特性領域の q_{c0} の予想値を示す。ここで $p=34.3, 29.4$ barの2条件(図1のA, B点)では実験値と予想値がかなり良く合っている。一方、 $p=24.5$ bar(図1のC点)では、 $\sigma\rho_l/G^2l < 3 \times 10^{-7}$ の範囲で実験値は、式(4)と式(3)の予想の中間に現れ、HP領域からの遷移特性を示す。さらに $p=19.6$ bar(図1のD点)では、 $\sigma\rho_l/G^2l < 3 \times 10^{-7}$ の範囲で実験値は式(3)の予想値と合い、HP領域からの離脱を示している。ただし、このことは上記 $p=19.6$ barの実験値がN領域のものということの意味するものではないことを付記する。なぜなら、図4の $p=19.6$ barの図面で破曲線の左側のデータから $\Delta H_i \rightarrow 0$ の外挿で求めた q_{c0} は、図8の $p=19.6$ barの図面で×印の位置に現れ、式(3)の予想値(N領域では×印がこれに一致するはず)から外れるからである。

次に図9の△印は、図4から求めた K の実験値を $\sigma\rho_l/G^2l$ の関数として示すもので、式(5), (7)の予想値との関係において、図8の場合とまったく同じ特性を示している。なお図9で $p=19.6$ barの場合、 $\sigma\rho_l/G^2l < 7 \times 10^{-7}$ の範囲で K の実験値は、式(6)より式(5)の予想値に近いことが注目される。つまり図8の $p=19.6$ barで $\sigma\rho_l/G^2l < 7 \times 10^{-7}$ の範囲の q_{c0} は式(3)に合い、従ってそれに対応する K は式(6)で予想されるはずのものが、ここでは成立しないことになる。しかし上記と同じ状況がすでに著者の一人の研究⁽²¹⁾(その3.1節を見よ)でも見い出されており、従って式(6)を除去し、代わりに式(5)を使う方がよいようである。

図10は、図6(図1のE点に対応)の各直線から求めた q_{c0} と K の実験値に関し、式(2), (4), (5), (7)の予想値との比較を示す。ここに実験値と予想値はかなりよく合い、その状況は図8, 9の $p=34.3, 29.4$ barの場合と同様である^{*3}。

最後に、図7に示す3本の破線は、与えられた実験条件に対し、HP領域の整理式(4), (7)および式(1)を用いた時の q_c の予想値である。実験値と多少

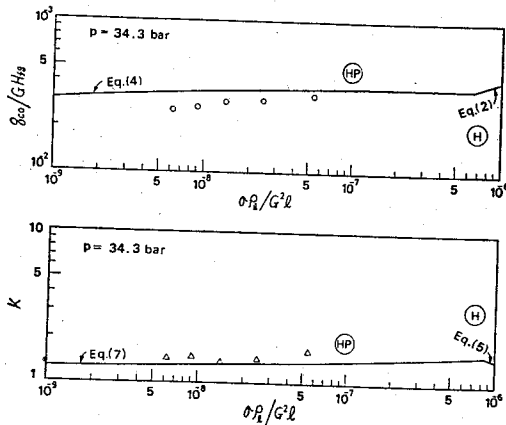
*2 繁雑さを避けるため、図4には図示してないが、 $G=1600, 2700, 3800$ (または3900), 4800 (または4900) $\text{kg/m}^2\text{s}$ の時のCHFのデータもあり、図8, 9にはそれらから求めた q_{c0} , K も図示してある。

*3 図8, 10ともに、HP領域の q_{c0} の実験値が式(4)の予想値よりやや低くなる傾向がみられる。これがR12特有の性格か否かについては今後の研究が必要である。

の偏差 (15% 以内) がみられるが、4.3 節に記したごとく図 7 の実験条件は HP 領域可能範囲の境界線近くにあり、従って式 (4), (7) の予測には誤差があり得ることに注意する要もある。

4.5 HP 領域における加熱管前後の圧力降下と物性値変化 加熱管前後の圧力降下 $-\Delta p$ (入口圧力 p に対する比率) を図 5, 6 に示したが、これに対応する R12 の物性値変化 (入口の値に対する比率) は図 11 のごとくである。さて式 (4), (7) によれば、HP 領域の CHF に影響する物性値は、 H_{fg} , ρ_v/ρ_l , σ/ρ_l であるが、圧力による ρ_l の変化は比較的小さい (図 11 参照) ので無視することにすれば、 H_{fg} , ρ_v , σ が主として影響することになる。さて図 11 によれば HP 領域 ($p=34.3, 29.4$ bar) では σ の変化が非常に大きい。しかし図 8~10 にみられるごとく、HP 領域における q_{e0} や K の値は、 $\sigma/\rho_l/G^2$ による変化、すなわち σ による変化が非常に小さいから、その影響は近似的に無視してよいであろう。一方、4.2 節に記したところの $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の状況 (ここでは HP 領域で ΔH_i の全測定域に対し直線 $q_e - \Delta H_i$ 関係が成立する) だけを対象にすることにすれば、HP 領域で圧力変化は $-\Delta p/p < 0.03 \sim 0.04$, 従って物性値 H_{fg} , ρ_v の変化比率は約 9.5% 以下とみることが出来る。そして HP 領域 CHF に対する Becker, Lee, 甲藤の各整理式 (すべて直線 $q_e - \Delta H_i$ 関係を想定している) の本来の適用領域は上記の対象範囲にあるといふべきかも知れない。

4.6 CHF 発生時の小さい壁温上昇 CHF 発生時の壁温上昇が通常の上昇値より小さい場合の発生状況は 3.1 節および 3.2 節に記した。なお本報で観察された状況は、低速 CHF (slow CHF) と呼ぶほど特異



R12, $d=3 \text{ mm}$, $l=1000 \text{ mm}$
 図 10 q_{e0} と K の実測値と予想値の比較

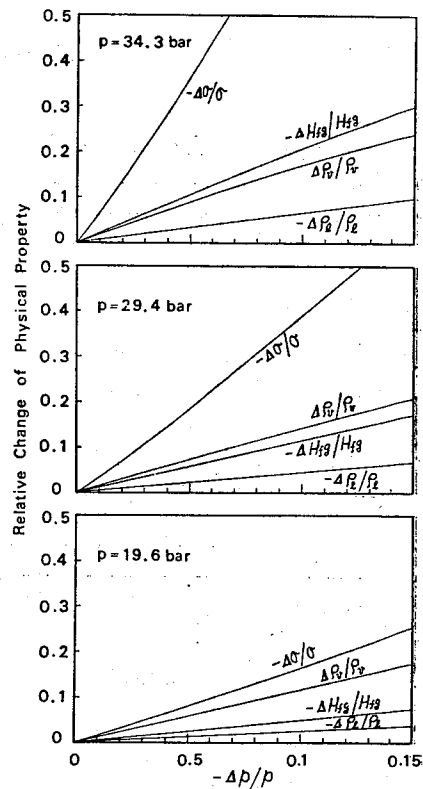
なものではなかったことを付記する。

5. 結 論

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の CHF に関し、著者の一人の L, H, N, HP の 4 特性領域の区分をしたが、特に HP 領域については実験数が限られるばかりか水以外の実験データが見当たらない。本報では、この HP 領域に対して、R12 を用い、かつ質量速度 G の大きな範囲まで実験をおこなって下記の事柄を明らかにした。

(1) HP 領域 (およびそれに近い領域) では、ほぼ質量速度 $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (本報の場合の数値) の範囲では、 $\Delta H_i > 0$ の全域で直線 $q_e - \Delta H_i$ 関係が得られる。しかし $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では、 ΔH_i が零からある値までにわたる範囲 (G が大なるほど広がる) 内で変則的な $q_e - \Delta H_i$ 関係を示し、それより ΔH_i の値が大きい範囲で直線 $q_e - \Delta H_i$ 関係を示す。

(2) 前記の $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の両範囲を通し、直線 $q_e - \Delta H_i$ 関係を持つ領域の



ρ_l : 液体密度, ρ_v : 蒸気密度, H_{fg} : 蒸発潜熱, σ : 表面張力

図 11 加熱管の入口、出口間の圧力降下 $-\Delta p$ に対応する R12 の物性値の変化

文 献

CHF は、すべて加熱管出口端で開始するところの通常形式の CHF である。そして本報で求めた R12 の実験データは、HP 領域において、甲藤⁽⁷⁾の CHF 無次元整理式（水のデータから求めたもの）の予想値とかなりよく一致し、また HP 領域可能範囲の境界線付近の状態では HP 領域からの遷移特性を明らかに示す。

(3) 前項(2)に記した結果（水、R12のデータが甲藤の無次元整理式に合う）から考えて、HP 領域の直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係を持つ CHF に対し、表面張力はわずかな影響しか持たぬと推測される。一方、この CHF に影響すると考えられる物性値 (H_{fg} , ρ_v など) については、もし $G < 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の範囲に限ると、加熱管前後の圧力降下に伴う物性値変化率を約 9.5% (本報の場合の数値) 以内におさえることを得る。

(4) 前記の(1)項に記したところの $G > 3800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ における変則的な $q_c - \Delta H_i$ 関係の領域の CHF は、内径 5 mm の加熱管の場合、上流 CHF であった。しかし内径 3 mm の加熱管になると、変則的な $q_c - \Delta H_i$ 関係の領域も狭く、かつ上流 CHF は発生しなかった。なお上流 CHF においては、CHF 発生時の壁温上昇値が通常の場合の上昇値より低くなる傾向が観察された。

本研究は文部省からエネルギー特別研究（昭和 55 年度 No. 505012）科研費補助金の援助をうけ、また実験にあたり稲村 博、大嶋 登、渡辺 誠の諸君の援助をうけた。これらを記して謝意を表する。

- (1) Peskov, O. L., ほか 3 名, *Progress of Heat Transfer and Hydraulics of Two-phase Media* (Kutateladze, S.S. 編), (1969), 48, Pergamon Press.
- (2) Becker, K.M., ほか 4 名, *Progress in Heat and Mass Transfer*, Vol. 6 (1972), 55, Hemisphere.
- (3) Campolunghi, F., ほか 4 名, *Heat Transfer 1974*, Vol. IV (1974), 280, Hemisphere.
- (4) Lee, D.H., *IAEA-SM-130/56* (1970), Int. Atomic Energy Agency.
- (5) 甲藤, 機論, 44-387 (昭 53), 3865.
- (6) 甲藤, 機論, 45-400, B (昭 54), 1892.
- (7) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭 56), 139.
- (8) Chojnowski, B. and Wilson, P.W., 文献(3)の 260 ページ.
- (9) Watson, G.B., ほか 2 名, 文献(3)の 275 ページ.
- (10) Doroschuk, V.E., ほか 2 名, *ASME-Paper*, No. 75-WA/HT-22 (1975).
- (11) Levitan, L.L. and Lantzman, F.P., *Thermal Eng.*, 22-1 (1975), 102.
- (12) Thompson, B. and Macbeth, R. V., *UKAEA, AEEW-R 356* (1964).
- (13) Waters, E.D. ほか 3 名, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, 61-57 (1964), 230.
- (14) Matzner, B. ほか 3 名, *ASME-Paper*, No. 65-WA/HT-30 (1965).
- (15) Merilo, M., *Nucl. Eng. Des.*, 44 (1977), 1.
- (16) Merilo, M. and Ahmad, S.Y., *Int. J. Multiphase Flow* 5-6 (1979), 463.
- (17) Groeneveld, D.C., *Atomic Energy of Canada Ltd., AECL-4309* (1972).
- (18) Groeneveld, D.C., 文献(3)の 265 ページ.
- (19) Groeneveld, D.C. and Borodin, A.S., *2nd Multiphase Flow and Heat Transfer Symposium-Workshop*, Miami Beach (1979).
- (20) Collier, J.G., *Convective Boiling and Condensation*, (1972), 259, McGraw-Hill.
- (21) Katto, Y., *Heat Transfer in Energy Problems, Jpn-U.S. Heat Transfer Joint Seminar*, Tokyo, (1980), 53.

討 論

〔質問〕 鳥飼 欣一（日本原子力研究所）

本論文に記載されている記述のみでは、よく分からない下記の点簡単に説明して頂きたい。

(1) 循環ポンプの流量とヘッドの性能曲線から、流量変動は CHF 近傍であったのか。また、流量調整はどうされたのか。もしバイパス（テストセクションに対し）されていたとすると、テストセクションにおける流動変動はどうであったか。

(2) $-\Delta p$ 測定方法はどのようなもので、時間的変動に追従できるものか。

(3) 上流 CHF 発生時の温度上昇が、60°C より小さくなるのが観測された（図 4）とあるが、他の部分はようになっていたのか。

(4) 図 4 の破線の部分は、何を意味しているの

か、4.4 節で、HP 領域からの離脱ではあるが、N 領域ではないような記述があるが、これをさすためのものか。

(5) $-p/p$ なる項を考えておられるのは、どういう意味からか。一般に、 p が小さいと、同一 G では Δp の数値は大きくなるものだが、それとどういう関係を持たれようとしておられるのか（または、特になのか）。

(6) 4.1 節で示される式(4)は HP 領域の出口 CHF の場合のものだが、これを上流 CHF にも用いようとしているのかどうか。

〔回答〕 (1) 本実験は、試験部に流入する流体の脈動や振動のない状況下に CHF を測定することを目的としている。そのため特に意を用い、試験部に関

しては流量計の出口に抵抗の大きなニードル弁を、またバイパス流路にも適当な弁を入れている。また圧力計はブルドン管形式のものであるが、圧力振動をまったく示さなかった。

(2) $-\Delta p$ は、CHF が発生する 1 ステップ前の加熱入力状況下に測定される定常的な圧力降下の値である。時間的変動の問題は含まれていない。

(3) 熱電対は図 3 に示すごとく隣りどうし 100 mm 離れている。そして、それらの間隔をもつ位置の指示温度に関する限り、CHF 発生箇所の上昇温度に比べ、他の部分は相当に低い温度であったということが出来る。

(4) 図 4 の破曲線の左側の領域内で上流 CHF が

発生すると考えているだけである。その領域内にも○印データを若干含むが、 $q_c - \Delta H_c$ の特性が右側領域のものとするで相違しており、従って上記の○印データは上流 CHF 特性を内蔵するものと解して無理はないと思う。

(5) 式 (2)~(8) にもみられるように、通常の無次元整理では一定値の物性値を用いてデータの整理をおこなう。従って系の標準圧力 p に比べ、管前後の圧力変化 $-\Delta p$ がある程度以下におさまっていることが望ましい。この意味で $-\Delta p/p$ の値を考えている。なお本件については 4.5 節を参照して頂きたい。

(6) 式 (4) を上流 CHF に用いる意志はまったくない。

一様加熱流路で(加熱長さ)/(加熱相当直径)
比の小さい場合の限界熱流束*

甲藤好郎**, 真田 晃***
Yoshiro KATTO, Akira SANADA

Key Words: Phase Change, Multiphase Flow, Critical Heat Flux, Burnout, Forced Convection Boiling

1. 序

最近、著者の一人は、サブクール入口条件下の一様加熱垂直流路の限界熱流束(CHF)に対し既存実験データを分析し、円管⁽¹⁾⁽²⁾、二重管⁽³⁾⁽⁴⁾、長方形管⁽⁵⁾の各場合に対しそれぞれ無次元整理式を導くと共に、データとの比較を示した。そこでは、CHFに対し4個の特性領域(L, H, NおよびHP)が区分され、大まかに言って、L領域のCHFは質量速度が比較的小さい場合に生じ、いわゆるドライアウト形式に近いもの；N領域のCHFは質量速度が比較的大きい場合で、いわゆるDNB形式に近いもの；H領域はLとNの中間領域；またHP領域は特に高圧時にN領域の代わりに発生する領域である。なお上記L, H, Nの3領域のうち、L, H領域では限界熱流束 q_c と入口サブクール・エンタルピ ΔH_c 間に直線関係が成立する

が、N領域では非直線関係になるという特色を有している。本報では以下、上記のような一様加熱流路限界熱流束のことを、簡単のため「流路CHF」と呼ぶことにする。

一方、甲藤・倉田⁽⁶⁾は、飽和液の一様流中の流れに平行な平板加熱面上の沸騰の実験を行い、CHFの実験データに対し無次元整理式を導いた。以下、この形式の沸騰のCHFのことを「平板CHF」と呼ぶことにする。なお、上記論文⁽⁶⁾には、内管加熱二重管で、加熱流路長さ l と加熱相当直径 d_{he} の比 l/d_{he} が非常に小さい場合、そのCHFのデータが上記の「平板CHF」の整理式に一致することが記され、また著者の一人の別の研究⁽⁵⁾においては、長方形管のCHFのデータにも、上と同様の性格が見られることが示されている。

ところで前述の諸研究⁽²⁾⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾で分析した実験デー

表1 l/d_{he} がほぼ10以下の流路のCHFに対する実験の条件

	文 献	流 体	l cm	d_o または e cm	d_i または b cm	d cm	l/d_{he} または l/d	$\frac{\rho_v}{\rho_l} \times 10^2$	CHFの形式注)	備 考
内管加熱二重管	桜井 ⁽⁷⁾	水	7.00	3.80	0.120	—	0.0582	0.0868	~平板 ¹⁾	
	Andrewsら ⁽⁸⁾	アセトン	7.62	2.09	0.604	—	1.15	0.291	~平板 ¹⁾	
	Andrewsら ⁽⁸⁾	トルエン	7.62	2.09	0.604	—	1.15	0.385	~平板 ¹⁾	
	日本機械学会 ⁽⁹⁾	水	30.0	1.90	1.00	—	11.5	4.05	~流路 ²⁾	
	Tolubinskiyら ⁽¹⁰⁾	水	22.0~ 33.0	1.30	0.500	—	7.64~ 11.5	10.3	~流路 ²⁾	
	Tolubinskiyら ⁽¹¹⁾ Tolubinskiyら ⁽¹²⁾	水	10.0 10.0	1.30 1.30	0.900 1.00	—	10.2 14.5	16.0 16.0	~流路 ²⁾ ~流路 ²⁾	
円管	Bergles ⁽¹³⁾	水	1.19	—	—	0.238	5.00	0.124	~流路 ³⁾	
	Stermanら ⁽¹⁴⁾	ベンゼン	10.0	—	—	1.00	10.0	0.675	~流路 ³⁾	
	Giarratanoら ⁽¹⁵⁾	ヘリウム	1.09	—	—	0.213	5.14	15.1	~流路 ³⁾	
	Giarratanoら ⁽¹⁵⁾	ヘリウム	1.67~ 2.33	—	—	0.213	7.86 10.9	21.1	~流路 ³⁾	
一面加熱長方形管	後藤 ⁽¹⁶⁾	水	1.00~ 1.50	0.300~ 0.500	1.80	—	0.417~ 0.694	0.0624	~平板 ⁴⁾	水平流, 上面加熱
	Yücel-Kakaç ⁽¹⁷⁾	水	12.7	0.635	0.952	—	3.07	0.0624	~平板 ⁴⁾	垂直流, 上昇流
	Yücel-Kakaç ⁽¹⁷⁾	水	12.7	0.635	0.652	—	4.47	0.0624	~平板 ⁴⁾	水平流, 下面加熱
	一色ら ⁽¹⁸⁾	水	30.0	1.10	1.70	—	6.02	0.0624	~流路 ⁴⁾	水平流, 下面加熱

注) 1) 文献(6)の図3参照, 2) 文献(4)の図3参照, 3) 文献(2)の図1参照, 4) 文献(5)の図5参照。

* 昭和56年10月20日 第59期全国大会講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和56年3月24日。

** 正員, 東京大学工学部(〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

*** 東京大学大学院。

タ(ただし物性値の信頼性の面からモノイソプロピルビフェニールのデータは省略する)のうち,特に l/d_{he} の値がほぼ 10 より小さいものの実験条件を示すと表1のごとくなり,ここで「平板 CHF」の状況に近いものには「平板」,「流路 CHF」の状況に近いものには「流路」の記号を付してある.いま条件を一定にするため,垂直流路の場合のみを考える(すなわち表1で水平流路の実験を除く)ことにすれば,表1から $l/d_{he} < 3$ で「平板 CHF」, $l/d_{he} > 5$ で「流路 CHF」を生ずるという結果になる.

しかし,CHFは液体からの蒸気発生を伴う現象であり,そこに生ずる二相流の流動様式とも関連を有するから,「流路 CHF」と「平板 CHF」の間の遷移が l/d_{he} の大きさだけに支配されると即断はできない.本報ではこの問題に対して行った研究の結果について報告する.

記号

- b : 長方形断面の幅 (=加熱側壁の幅)
- d : 加熱管の内径
- d_{he} : 加熱相当直径 = $(4 \times \text{流路断面積}) / (\text{加熱周辺長})$
- d_i : 二重管の内径 (加熱内管の外径)
- d_o : 二重管の外径 (非加熱外管の内径)
- e : 長方形断面の高さ
- G : 質量流量
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- ΔH_i : 入口サブクールエンタルピー
- l : 加熱長さ
- p : 絶対圧力

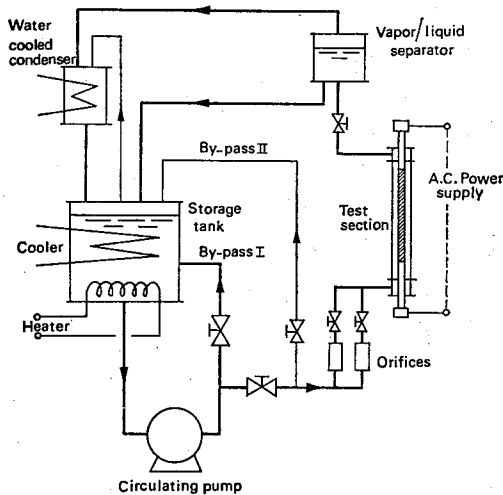


図1 実験装置

- q_c : 限界熱流束
- q_{co} : 基礎限界熱流束 ($\Delta H_i = 0$ の時の q_c)
- $[q_{co}]_C$: 流路 CHF の q_{co} の予測値
- $[q_{co}]_P$: 平板 CHF の q_{co} の予測値
- $u_{i,min}$: 最小入口速度
- ρ_l : 液体密度
- ρ_v : 蒸気密度
- σ : 表面張力
- χ_{ex} : 出口オリフィス (CHF 発生時)

2. 実験装置

図1に実験装置を概念的に示す.試験液体 R-113 (～大気圧)の貯蔵タンクは,水冷クーラおよび電気加熱器を内蔵しており,温度調整器によってタンク内液温を設定値に保つ.循環ポンプを出る液体の大部分は,バイパスIを経て貯蔵タンクに還流し,残りが試験部の方へむかうが,試験部への流量の微調整は,バイパスIIの弁,およびオリフィス後の弁の調整によって行う.オリフィスは大小2個から成り,流量の大小によって,どちらか一方を使用する.試験部を出た液体は,気液分離タンクに入り,ここで分離された液体は,貯蔵タンクに戻り,また蒸気は水冷凝縮器で凝縮後,貯蔵タンクに戻る.

試験部の二重管は,耐熱ガラス製の外管,およびステンレス鋼製の内管(肉厚 0.5 mm)から成り,内管はその上下端を同じ外径の銅棒に銀ろう付けで接続してあり,直接通電(50 サイクル低電圧交流)により

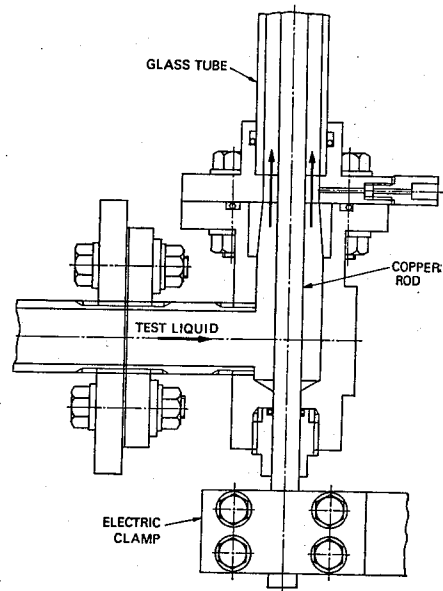


図2 二重管流入部付近の構造詳細

加熱される。図2は、二重管の助走部への流入流路付近の構造の詳細を示し、なお二重管の出口付近の構造もほぼこれに等しいものである。加熱される内管の端部から銅棒への熱伝導損失は、内管の肉厚が0.5mmと薄いせいで、CHFの実験結果に重大な誤差を与えるほど大きくないことを確かめている。CHF発生は、加熱内管の後流端近くの外壁の上にスポット溶接した熱電対の温度急上昇によって検出し、このときCHF防止装置により自動的に電気入力のを断を行うように

なっている。

3. 実験結果と分析

図3は、圧力1.17bar($\rho_v/\rho_l=0.00563$)、および加熱部長さ $l=150$ mm、内管外径 $d_i=10.0$ mm、外管内径 $d_o=16.0$ mm($l/d_{he}=9.60$)の場合の実験結果で、質量速度 G 一定の条件下に入ロサブクールエンタルビ ΔH_i による限界熱流束 q_c の変化を示す。これらのデータから $\Delta H_i \rightarrow 0$ の外そうにより求めた基礎限界熱流束 q_{co} ($\Delta H_i=0$ の時の q_c)実測値*1を手がかりに分析をはじめ。

さて「流路 CHF」の q_{co} に対しては、内管加熱二重管の場合、著者の一人⁽³⁾⁽⁴⁾により下記の無次元整理式が与えられている。すなわち、H領域およびN領域に対し

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.12 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.22 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.438} \times \frac{(l/d_{he})^{0.171}}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \dots \dots \dots (2)$$

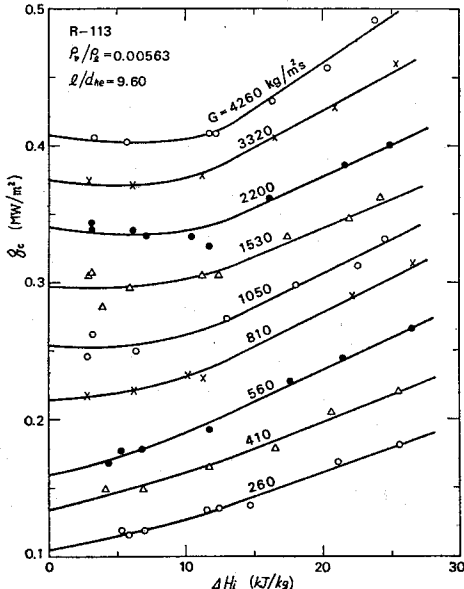
式(2)はH、N領域にまたがるが、2領域の境界は次式で与えられる。

$$\sigma \rho_l / G^2 l = \{0.0206 / (l/d_{he})\}^{1.71} \dots \dots \dots (3)$$

また「平板 CHF」の q_{co} に対しては、甲藤・倉田⁽⁶⁾により次の無次元整理式が与えられている。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.559} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.264} \dots \dots \dots (4)$$

そして前に求めた q_{co} の実測値を、式(1)~(4)による q_{co} の予測値と比較した結果が図4である。白丸で示す q_{co} の実測値は、「流路 CHF」および「平板 CHF」の予測値のほぼ中間に現れる。もし仮に、これらの実測点が、式(1),(2)による「流路 CHF」の予測線上にあったとすると、図3において $G=260 \sim 2200$ kg/m²sの条件下の実験値はH領域にあり、従ってその属性であるところの直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係を示すべきである。しかし現実には、図3において、 $G=260 \sim 2200$ kg/m²sのデータも非直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係を示しており、従って純粋の「流路 CHF」からは性格が偏っていることを明示している。



R-113, $l=150$ mm, $d_i=10.0$ mm, $d_o=16.0$ mm

図3 CHF実験結果

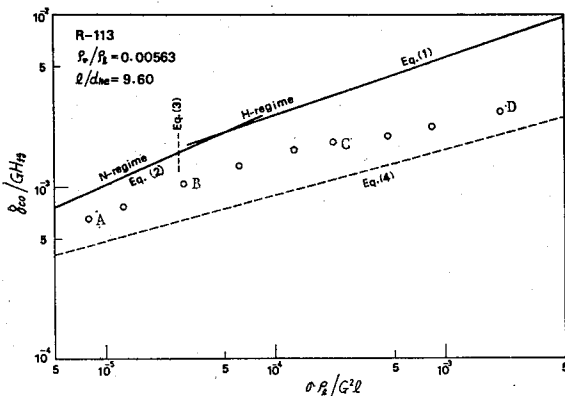


図4 q_{co} 実測値と、「流路 CHF」、「平板 CHF」予測値の比較

*1 この q_{co} は、本文に定義するごとく、 $\Delta H_i \rightarrow 0$ の外そうで求める値なので、正確には実測推定値とでも表現すべきものである。しかしこの時、式(1),(2)などからの q_{co} は予測推定値というべきことになり、かえってまぎらわしくなる。従って以下簡単に、それぞれ実測値、予測値と呼ぶことにするが、上記の定義のものであることに留意されたい。

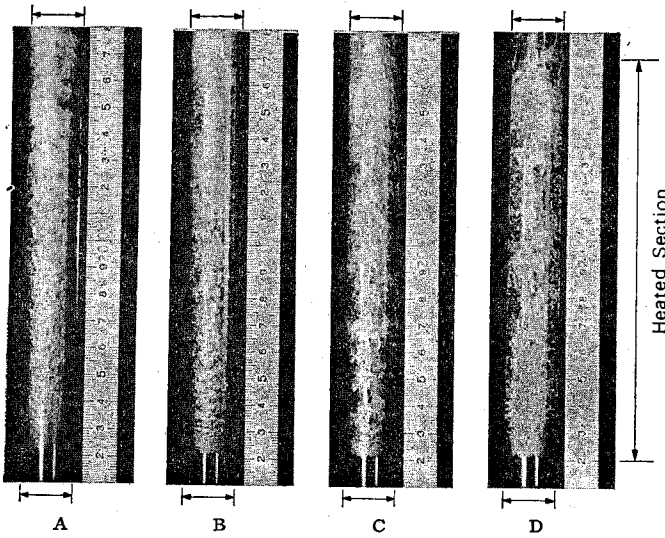


図5 二重管内の流動様式 (A, B, C, Dは図4の実験点に対応), ガラス管外径 (矢印) 20.0 mm, 内径 16.0 mm, 加熱内管径 10.0 mm

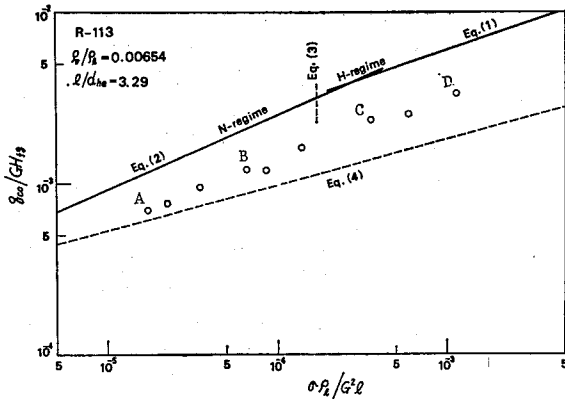


図6 q_{∞} 実測値と, 「流路 CHF」, 「平板 CHF」 予測値の比較

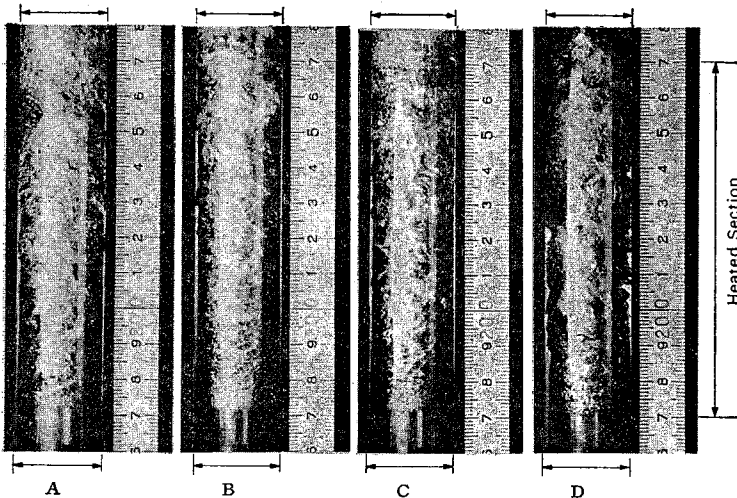


図7 二重管内の流動様式 (A, B, C, Dは図6の実験点に対応), ガラス管外径 (矢印) 25.0 mm, 内径 20.1 mm, 加熱内管径 10.0 mm

上記の事柄を, 流動様式の面から検討すると以下のごとくである. すなわち図4の実測点のうち, A, B, C, Dの記号を付した実験の状況下の二重管内の流れの状況写真 ($\Delta H_i \approx 0$ で CHF 発生直前の状況) を図5に示すが, ここで加熱部出口端付近の流動様式は, 気泡流 (ただし流路断面の寸法に比れば未だ小さい気泡合体を伴う) の状況に近いように思われる. 前に著者の一人⁽¹⁹⁾が「流路 CHF」の一つ, すなわち垂直円管内の CHF に対し, CHF の特性領域と, 管出口の流動様式との関係を調べた結果によれば, H領域は環状流に伴っている. しかし図5の流動様式は, これと性格がかなり異なるものであり, 従って「平板 CHF」の場合の流れの性格をあわせ持つ状況にあるといえるであろう.

次に図6は, $p = 1.36 \text{ bar}$ ($\rho_o/\rho_l = 0.00654$), および $l = 100 \text{ mm}$, $d_i = 10.0 \text{ mm}$, $d_o = 20.1 \text{ mm}$ ($l/d_{he} = 3.29$) の場合の実験結果を前と同様の形で示すものである. ただしこの場合は, 図3のような ΔH_i による q_c の変化は求めておらず, $\Delta H_i \approx 0$ の q_c の測定 (それを図6に示す)

だけをしているので, q_{∞} の値は図6の○印のデータ点より多少低くなるべきであろう. それを考慮しつつ図6の結果を図4と比較すると, 実験点は「平板 CHF」の方へ少し近づいているとみてよいであろう. なお図6で, A, B, C, Dの記号を付した実験点の状況下の流れの状況写真 ($\Delta H_i \approx 0$ で CHF 発生直前) を図7に示す. これによれば, 「平板 CHF」に近いA点では, 特に気泡流に近く, また蒸気は加熱面近傍に, 外壁面近くに液体が流れる傾向が

観察されるように思われる。

4. 流路 CHF と平板 CHF の発生に関するルール

3章に記した内管加熱二重管の実験結果によれば、 $l/d_{he}=9.60$ の場合(図4)でも、「流路 CHF」と「平板 CHF」の中間状況を示していて、これは1章で表1から導いた結果($l/d_{he}<3$ で「平板 CHF」、 $l/d_{he}>5$ で「流路 CHF」を生ずる)に明らかに合致しない。そこで、表1に示した実験のうち、二重管および円管のものについて、図4、6と同じく「流路 CHF」および「平板 CHF」の予測値との比較を試みると、図8、

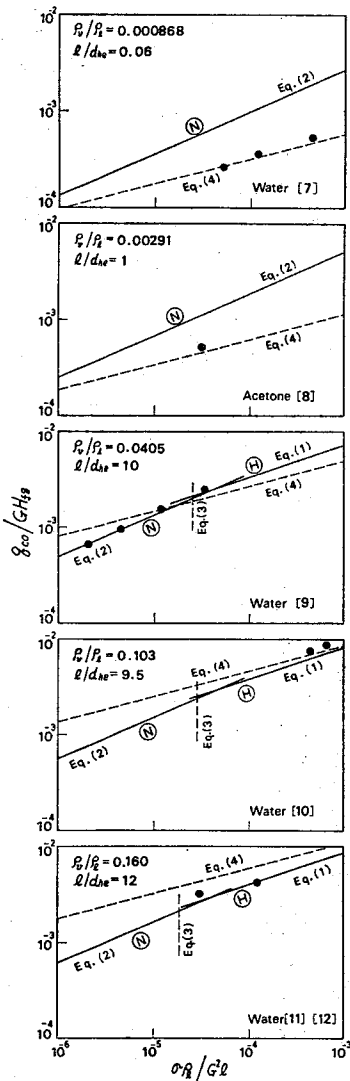


図8 q_{coo} 実測値と「流路 CHF」、 「平板 CHF」 予測値の比較

9の結果を得る。ここに図8は内管加熱二重管、図9は円管の場合である。図9の場合、「流路 CHF」の無次元整理式は、二重管の場合の式(1)~(3)に対応するものとして次の3式が与えられる⁽¹⁾。

$$\frac{q_{coo}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.183} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.003 l/d} \dots (5)$$

$$\frac{q_{coo}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.183} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.003 l/d} \dots (6)$$

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} = \left(\frac{0.77}{l/d} \right)^{2.70} \dots (7)$$

さて図8の場合、上方の2図では実線(流路 CHF)の予測値が破線(平板 CHF)の予測値より高く、中央図では両者がほぼ等しく、下方の2図では逆に破線が実線より高い。そして黒点で示す実測点は、上方の2図(ここでは $l/d_{he} \leq 1$)では破線の近くに現れる

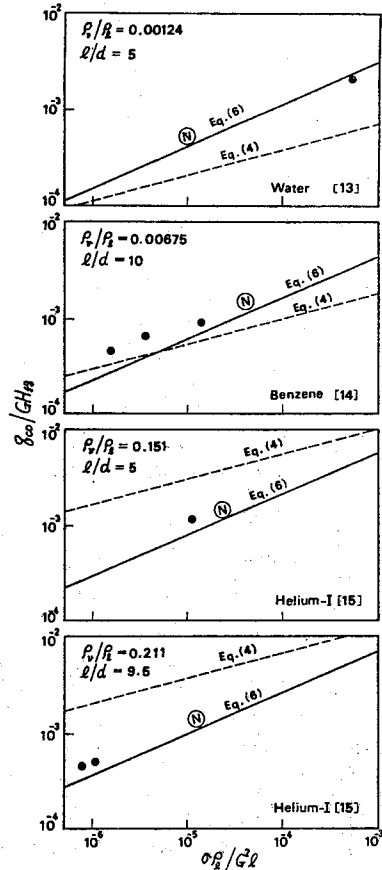


図9 q_{coo} 実測値と「流路 CHF」、 「平板 CHF」 予測値の比較

が、他の3図では実線の近くに現れるとみなすことができる。

他方、図9の場合、最上段図では実線が破線より高く、第2図では実線、破線がほぼ等しく、下方の2図では破線が実線より高い。そして実測点は、図9のすべての図面を通して、実線の近くに現れているとみてよいであろう。

さて、「流路 CHF」, 「平板 CHF」の発生に関して、図4, 6, 8, 9の諸結果のすべてに通用するルール(少なくとも暫定的な)を考えてみると次のごとくなる。すなわち、式(1), (2), (5), (6)による「流路 CHF」の q_{co} の予測値を $[q_{co}]_c$ 、式(4)による「平板 CHF」の q_{co} の予測値を $[q_{co}]_p$ と記すことにすれば

(i) 圧力(すなわち ρ_v/ρ_l)が高くて $[q_{co}]_p \geq [q_{co}]_c$ となる場合は、常に「流路 CHF」が生ずる。

(ii) 圧力(すなわち ρ_v/ρ_l)が低くて $[q_{co}]_p < [q_{co}]_c$ となる場合は、 l/d_{he} が大きいと「流路 CHF」が生ずるが、 l/d_{he} が減少するに従い「流路 CHF」から離れて「平板 CHF」の状況に近づく。「流路 CHF」から離れる時の l/d_{he} の値はまだ確定していないが、ほぼ1~10の程度の値で、流路断面の形状で異なるものごとくである。

なお、上記のルール(i), (ii)を導くのに基礎とした図4~9のCHF実験データは、ほぼ $\sigma \rho_l / G^2 l < 10^{-3}$ の範囲にあり、質量速度 G が比較的大きい状況下のものである。また図4~9の縦軸 q_{co} / GH_{fg} の値に対し、出口オリティ χ_{ex} は

$$\chi_{ex} = (q_{co} / GH_{fg}) (4l / d_{he})$$

で与えられる故、 l/d_{he} の値が小さい時 χ_{ex} の値は零に近い。同時に、上記の実験データに対応する「流路 CHF」も、主としてN領域[式(2)または式(6)]からH領域にかかるといった状況下であり、従ってこの「流路 CHF」の流動様式[文献(19)参照]は「平板 CHF」の流動様式に比較的關係を持つものといえる。すなわち、前記のルール(i), (ii)は、「流路 CHF」と「平板 CHF」が相互に關係を持ちやすい状況下に成立しているといえることができる。

5. 質量速度が小さい場合

次に質量速度 G が小さく(たとえば $\sigma \rho_l / G^2 l > 10^{-2}$)、対応する「流路 CHF」がL領域ないしそれに近い状況になる場合について検討しておく必要がある。

前に著者の一人は、垂直円管のCHFデータの無次元整理に関する最初の報告⁽²⁰⁾において、VL領域(very low mass velocity regime)という特殊状況

について記した。すなわち質量速度 G が非常に小さく、かつ管長 l が相当に小さいと、基礎限界熱流束 q_{co} が、下記の通常のL領域の q_{co} の無次元整理式⁽¹⁾から相当な偏りを示すという状況である。

$$q_{co} / GH_{fg} = C (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.048} / (l/d) \left. \begin{array}{l} \text{ここに、} l/d < 50 \text{ では } C = 0.25; l/d > 150 \\ \text{では } C = 0.34; \text{ また } 50 < l/d < 150 \text{ では} \\ C = 0.25 + 0.09 \{ (l/d) - 50 \} / 100 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

そして、その具体例としてLewisら⁽²¹⁾の液体水素、Hewittら⁽²²⁾の水の実験データを示した(実験条件については表2参照)。

しかし上記のLewisらの液体水素のデータについては、図9と同様な形でCHFの予測値と比較を試みたところ図10の結果が得られた。すなわち図10によれば、Lewisらのデータは、 l/d の減少と共にL領域[式(8)]の予測値から確かに偏りするが、しかしH領域[式(5)]の予測値にほぼ一致するものであって、前述のVL領域と称する特殊状況とは無関係なことが判明した(4章の終わりに記した「流路 CHF」, 「平板 CHF」発生ルールも成立している)。著者の最初の報告⁽²⁰⁾では、まだCHF研究の初期段階で

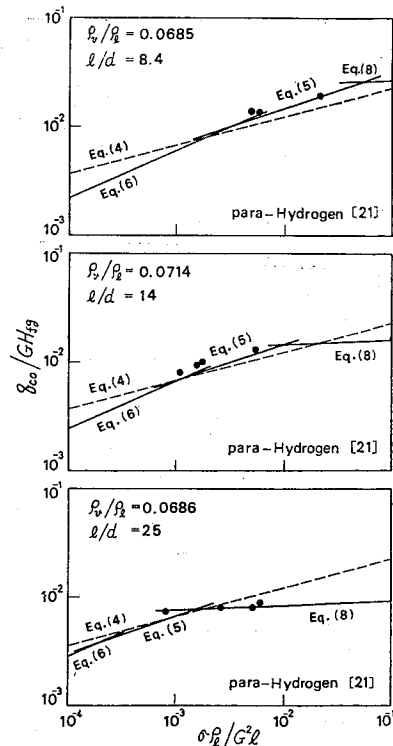


図10 q_{co} 実測値と、「流路 CHF」, 「平板 CHF」予測値の比較

CHF 特性領域の区分について不明確さが残っていたため、この誤りを生じたものと考えられる。

一方、前述の Hewitt らの水のデータについては、図 11 の上段の図が与えられる。これによれば、 $l/d \geq 49$ のデータは比較的好く式 (8) の予測値に合うが、 $l/d=25$ および 33 のデータは明らかに式 (8) の予測値と大きく相違する。そのうえ、Hewitt らの論文⁽²²⁾の図 2, 7によれば、 $l/d \leq 66$ では q_c と ΔH_c の間に変則的な関係が示されている。従って、これらからみて、図 11 で l/d が小さいとき、CHF は明らかに特殊状況 (VL 領域) に入ると結論してよい。

次に図 11 の中央の図は、Barnard ら⁽²³⁾の R-113 に対するデータで、ここでは $l/d \geq 17$ のデータは予測値とほぼよく合うが、 $l/d=8.5$ のデータが式 (5) の予測値と大きく相違している。また図 11 の下段の図は、Pokhvalov ら⁽²⁴⁾のベンゼンの CHF データで、

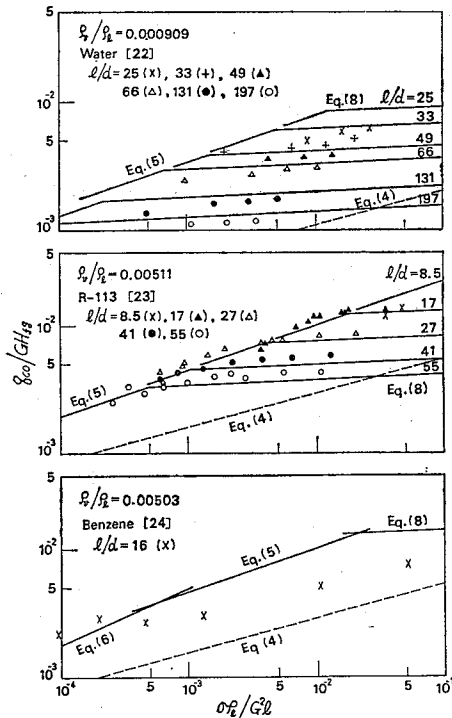


図 11 q_{c0} 実測値と、「流路 CHF」, 「平板 CHF」予測値の比較

$l/d=16$ の条件下、図 11 の上段、中央の図のデータと定性的に同様な特性を示している。そして Pokhvalov らは、質量速度 G が低いとき、プール沸騰 CHF に対する Kutateladze-Zuber の整理式に近い特性を示すと述べており、上記のベンゼンのデータが図 11 下段図の特性を示す主原因は浮力の影響と考えられる。またこれから類推して、図 11 の上段、中央の図にみられる予測値からの偏差も同じ原因によると考えてよいであろう。なお浮力の影響は、 ρ_v/ρ_l の値が小さい場合ほど大きくなると考えられるが、図 11 の水のデータ ($\rho_v/\rho_l=0.000909$) では $l/d=25\sim 33$ で予測値からの偏差を示すのに対し、図 11 の R-113 のデータ ($\rho_v/\rho_l=0.00511$) では $l/d=8.5$ で偏差を示し、一方、図 10 の最上図の液体水素のデータ ($\rho_v/\rho_l=0.0685$) では $l/d=8.4$ でもまだ偏差を示していない事実は、これに対応すると考えてよいであろう。図 11 で Barnard らの R-113 のデータ ($l/d=17$) と Pokhvalov らのベンゼンのデータ ($l/d=16$) は、 ρ_v/ρ_l の値がほぼ同じであり、かつ最小流入速度 $u_{i,min}$ の値も表 2 にみるごとく同程度であるにもかかわらず、ベンゼンの方が式 (5) からの偏差をみせる。しかしベンゼンの実験では低流量のとき、ある種の不安定指示が圧力計に現れたことが観察されており、恐らく実験装置の循環ループの構造上の相違によって前述の差が生じたものと推察される。なお Pappel⁽²⁵⁾ は液体ちっ素の CHF の実験 (実験条件は表 2 参照) を行い、 ρ_v/ρ_l が小さいほど浮力の影響が大きい結果を示している。

さて、質量速度が低いときは以上のような状況を生ずるので、4 章の終わりに記したルール (ii) に対し下記の補足ルール (ii·s) を追加しておくのがよいと考えられる。

(ii·s) 圧力 (すなわち ρ_v/ρ_l) が低くて $[q_{c0}]_p < [q_{c0}]_c$ となる場合、質量速度 G が小さくて $[q_{c0}]_c$ が L 領域ないし H 領域に多少かかる程度のものである場合、その CHF は l/d_{hc} が減少すると「流路 CHF」から、浮力の影響をうける特殊領域に入る。

なお「平板 CHF」に関する整理式 (4) は、現在

表 2 比較的に質量速度の低い CHF の実験の条件

文 献	流 体	l cm	d cm	l/d	$\frac{\rho_v}{\rho_l} \times 10^2$	$u_{i,min}$ m/s	備 考
Lewis ら ⁽²¹⁾	水 素	11.2~40.6	1.40	8.00~29.0	6.35~7.25	0.081	l : 沸騰長さ
Hewitt ら ⁽²²⁾	水	22.9~183	0.930	24.6~197	0.0909	0.097	
Barnard ら ⁽²³⁾	R-113	14.2~98.2	1.74	8.25~57.0	0.511	0.032	l : 沸騰長さ
Pokhvalov ら ⁽²⁴⁾	ベンゼン	8.00	0.500	16.0	0.503~23.6	0.075	
Pappel ⁽²⁵⁾	ちっ素	30.5	1.28	23.8	1.79~6.53	0.23	

までのところ $\sigma\rho_i/G^2l < 3 \times 10^{-3}$ の範囲でのみ検証されているもので [文献 (6) 参照], 従って $\sigma\rho_i/G^2l > 10^{-2}$ 程度の範囲 (垂直上昇流に平行な垂直平板加熱面を考える) においては, 「平板 CHF」自体も, なんらかの浮力の影響をうけるものになる可能性がある。

6. 結 論

本報では, 一様加熱垂直流路内の強制流動沸騰に対し, l/d_{he} の値が非常に小さい場合の CHF について, 「平板 CHF」との関連を念頭におきつつ研究を行った。質量速度 G が比較的に大きい場合については, 本報の内管加熱二重管の実験結果, ならびに既存データの検討により, 「流路 CHF」から「平板 CHF」への遷移条件は l/d_{he} の大きさだけでなく, ρ_a/ρ_l や $\sigma\rho_i/G^2l$ の大きさにも関係することを見だし, 両形式の CHF の発生に対し 4 章に記すルール (i), (ii) を導いた。質量速度 G が比較的に小さい場合については, 既存データの分析から, 浮力の影響が関与することを示し, そして 5 章に記す補足ルール (ii-s) を導いた。

なお本報では HP 領域には触れていないが, 以前の研究⁽¹⁾によれば, l/d_{he} が非常に小さい時, HP 領域の CHF は生じないようである。従って l/d_{he} の小さい範囲を対象とする本報では対象外にしてよいと考えられる。

本研究に対し文部省から特定研究 (昭和 54 年度 No. 411002) 科学研究費補助金の援助をうけ, また実験に対し浦木泰男, 名取颯二の両君の援助をうけたので, これらに対し謝意を表する。

討 論

〔質問〕 老 固 潔 一

(川崎重工業会社技術研究所)

(1) N 領域の流動様式について, 著者は文献 (19) で「流路 CHF」の N 領域の流動様式をフロス流ないし気泡流であると述べられ, 更に本論文 (1351 ページ 22 行~1352 ページ左欄 1 行め) では「平板 CHF」の特徴が気泡流である事を示唆している [文献 (6) ではより明確に述べられている]。

以上の事から N 領域の流動様式はフロス流であり, 気泡流になると「平板 CHF」になると考えて良いか。

(2) 1353 ページ左欄 15~23 行めのルールについて, 図 4, 6, 8, 9 を見る限り「平板 CHF」(破線) の特徴が見られるのは二重管のデータ (図 4, 6, 8)

文 献

- (1) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭 56), 139.
- (2) 甲藤, 機論, 46-409, B (昭 55), 1721.
- (3) 甲藤, 機論, 45-397, B (昭 54), 1322.
- (4) 甲藤, 機論, 47-417, B (昭 56), 830.
- (5) 甲藤, 機論, 47-424, B (昭 56), 2351.
- (6) 甲藤・倉田, 機論, 47-415, B (昭 56), 545.
- (7) 桜井, 文献 (6) 参照.
- (8) Andrews, D.C., ほか 2 名, *Can. J. Chem. Eng.*, 46 (1968), 194.
- (9) 昭和 40 年度原子力平和利用委託研究, パーンアウト機構に関する試験研究・研究成果報告, (昭 42-6), 160, 日本機械学会.
- (10) Tolubinskiy, V.I., ほか 2 名, *Heat Transfer-Soviet Res.*, 2-6 (1970), 183.
- (11) Tolubinskiy, V.I., ほか 2 名, *Heat Transfer-Soviet Res.*, 5-1 (1973), 21.
- (12) Tolubinskiy, V.I., ほか 4 名, *Heat Transfer-Soviet Res.*, 5-3 (1973), 93.
- (13) Bergles, A.E., *Ph. D. dissertation*, (1962), MIT.
- (14) Sterman, L.S., ほか 2 名, *Cocurrent Gas-Liquid Flow*, (1969), 455, Plenum Press.
- (15) Giarratano, P.J., ほか 2 名, *Advances in Cryogenic Eng.*, 19 (1974), 404.
- (16) 後藤, 東京大学機械工学研究報告 (大学院論文集), 13 (昭 53-2), 121.
- (17) Yücel, B. and Kakaç, C., *Proc. Heat Transfer 1978*, 1 (1978), 387, Hemisphere.
- (18) 一色・ほか 4 名, 第 14 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 53), 163.
- (19) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭 56), 220.
- (20) Katto, Y., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21-12 (1978), 1527.
- (21) Lewis, J.P., ほか 3 名, *NASA TN*, D-1314 (1962).
- (22) Hewitt, G.F., ほか 2 名, *Proc. Inst. Mech. Eng., C*, 180-3 (1965-66), 206.
- (23) Barnard, D.A., ほか 2 名, *UKAEA, AERE-R*, 7726 (1974).
- (24) Pokhvalov, Yu. Ye., ほか 2 名, *Heat Transfer-Soviet Res.*, 3-1 (1971), 23.
- (25) Papell, S.S., *Advances in Cryogenic Eng.*, 18 (1973), 65.

のみであり, 本論文でも述べられているように, 円管のデータ (図 9) はすべて「流路 CHF」近くにあらわれている。一方本論文では 1353 ページ左欄 15~23 行めのルールが円管と二重管に共通したものと解釈できるが, 本ルールが円管にも適用できると考えられる根拠をお教え願いたい。

質問 (1) とも関連するが, 円管内流れにおいても, 気泡流の場合には「平板 CHF」が生じるであろうと想定された上での事か。

〔回答〕 (1) 質問者の提示されたお考えは, 大変興味あるものと思う。著者は実は, そこまで明確に考えていなかったのだが, 文献 (1), (6) および本報にあらわれている実験的状況に関する限り, 上記の

考え方は合理的のように思う。

ただ、それが真実だと断言していかとなると、現状では、まだ慎重にすべき面もあるようである。ご承知のごとく流動様式の観測は難しく、まして平板 CHF (外部流) の流動様式は本質的に流れ方向に変化を持ち、かつ時間的な変動もあるため写真観察でも状況判断が容易でない。そのため文献(6)、本報ともに平板 CHF を気泡流であるとは言い切っておらず、「気泡流だが加熱面近傍で蒸気合体あり」、あるいは「気泡流に近い」と言っている次第である。また一方、流路 CHF (内部流) の N 領域の CHF 特性 (常用範囲で l/d の影響が比較的少ない) を考えると、気泡流状態と関連があっても悪くないようにも考えられる。従って、このような問題に対し、今後さらに事情を明確にして行く必要もあるように思う。

(2) 円管の場合でも l/d を小さくする (たとえば l を一定のもとに d を限りなく大にして行く) と自然に平板 CHF の状況になるわけだから、ルールから除外する要はないと思う。ただ現実に一様熱流束の実験をするには、軸方向長さ l をある大きさ以上しておく必要がある (両端部からの熱伝導損失などの問題あり)。そして二重管 (正確には外管非加熱、内管加熱) では $l/d_{he} = ld_i / (d_o^2 - d_i^2)$ となるため、管長 l 、外径 d_o を一定下に内径 d_i を小さくする (細い管か棒を使う) ことにより、容易に l/d_{he} を非常に小さくすることが出来る。これは管出口断面のクオリティが非常に小さくなることを意味し、このため現実問題として二重管の実験に平板 CHF のデータが現れるチャンスが多くなると考えている。なお長方形管 (一面加熱など) も似た状況にある。

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の限界熱流束*
(高圧領域で管長径比の小さい場合)

芦田 新典**, 甲藤 好郎***
Shinsuke ASHIDA, Yoshiro KATTO

Key Words: Phase Change, Multiphase Flow, Critical Heat Flux, Burnout, Forced Convection Boiling

1. は し が き

入口サブクール条件下、一様加熱円管内の水の強制流動沸騰の限界熱流束(CHF)に対し、高圧下のCHFは低圧下のCHFと異なる特性を持つことがPeskovら⁽¹⁾、Beckerら⁽²⁾、Campolunghiら⁽³⁾などの実験により明らかにされた。同時に、これらの高圧領域下の水のCHFデータに対し、Peskov⁽¹⁾、Lee⁽⁴⁾、Becker⁽²⁾の各整理式が提出されており、これらは非常に精度でCHFの値を予測する。ここでBeckerは、高圧領域の発生限界を、質量速度と圧力の関数として示している。ただ、これらの整理式は水に対してだけ適用される経験式である。一方、円管内の各種流体の強制流動沸騰のCHFデータに対し、甲藤^{(5)~(7)}は非常に簡単な整理式の形で、またShah⁽⁸⁾は図式表示の形で、それぞれ無次元整理を試み、そこに上記の高圧領域も含まれている。これらの無次元整理は、高圧領域のCHFの予測精度の点で前記のPeskov、Lee、Beckerらのものより劣ると思われるが、水以外の流体にも適用可能である。

さて図1は、甲藤⁽⁷⁾による高圧領域(HP領域)の発生条件で、図の太い曲線の右側領域(ρ_v/ρ_l と l/d の条件)で、 $\sigma\rho_l/G^2l$ がそこに示す値より小となる(それだけ質量速度 G が大となる)とき、HP領域のCHFが出現するとされるものである。これによれば、HP領域の発生限界は、圧力(ρ_v/ρ_l)と質量速度 G のほか、加熱管の長径比 l/d の影響も受けることになる。一方、図1に示す○印は、Thompson-Macbeth⁽⁹⁾、Peskovら⁽¹⁾、Beckerら⁽²⁾、Chojnowskiら⁽¹⁰⁾、Watson-Lee⁽¹¹⁾、Doroschukら⁽¹²⁾、Campolunghiら⁽³⁾が与えるところのCHFデータ($\rho_v/\rho_l \geq 0.14$)のなかで、明らかにHP領域の特性を示すと判定(前報^{(5)~(7)}参

照)されたものの実験条件^{*1}をプロットしたもので、すべて水に対するものである。また図1で×印は、Ogata-Sato⁽¹³⁾、Giarratanoら⁽¹⁴⁾、Keilinら⁽¹⁵⁾の与えるCHFデータ($\rho_v/\rho_l > 0.15$)で、HP領域の特性がみられないと判定(前報⁽⁶⁾参照)されたものを示し、すべてヘリウムに対するものである。もちろん、これらの○、×印の実験結果に関する限り、図1のHP領域発生条件は妥当であるといえる。

しかしながら、図1で ρ_v/ρ_l が高く l/d が低い領域の既存実験データは前述のごとくヘリウムだけで、管径 d や質量速度 G の大きさ($d=1\sim 2$ mm, $G=40\sim 600$ kg/m²s)が通常よりかなり低く、かつ実験の困難さのため実験精度に問題があるかも知れない。従って、この領域に対しヘリウム以外の流体の実験を行い検討する必要がある。一方、横谷・甲藤⁽¹⁶⁾は最近、図1のA、B、C、D、E各点の ρ_v/ρ_l 、 l/d の条件下にR-12による実験を行った(水以外の流体のデータを求めるため)。それによれば、加熱管出口で開始する

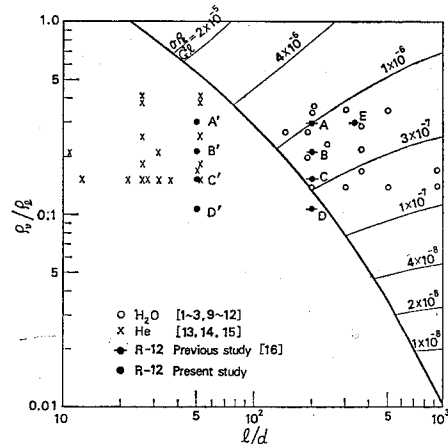


図1 HP領域の発生条件(甲藤⁽⁷⁾)、および実験条件

* 昭和56年11月19日 第913回講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和56年5月22日。

** 正員、東京大学大学院(☎113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

*** 正員、東京大学工学部。

*1 Peskovら⁽¹⁾は $l/d < 100$ の条件下のデータも提出しているが、 $G=$ 一定の条件下に ΔHi による q_c の変化を与え得る系統的データ不足のため、HP領域発生の有無の判定が困難である。

正則的な CHF に対しては、図1の HP 領域発生条件はほぼ妥当であった。しかし質量速度 G が大、かつ入口サブクールエンタルピ ΔH_i が零に近い時、加熱管出口より上流位置で CHF 状態が出現し、かつこの変則領域は ρ_v/ρ_l の上昇と共に拡大することが観察された。従って、高圧領域で l/d が小さい時にも、かかる変則 CHF が発生するかどうかについての検討の要がある。そこで本報では、上記の2問題の検討を主目的として、図1の A', B', C', D' 各点の実験条件 ($l/d = 50$, $\rho_v/\rho_l = 0.306, 0.214, 0.153, 0.109$) のもとで R-12 による実験を行い、その結果を報告する。R-12 の場合、上記の ρ_v/ρ_l 条件に対応する圧力は $p = 34.3, 29.4, 24.5, 19.6$ bar である。

記号

- d : 加熱管内径
- G : 質量速度
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- ΔH_i : 入口サブクールエンタルピ
- K : ΔH_i の影響係数 [式(1)]
- l : 加熱管長
- p : 絶対圧力
- q : 熱流束
- q_c : 限界熱流束
- q_{c0} : 基礎限界熱流束 ($\Delta H_i = 0$ の時の q_c)
- T_s : 飽和温度

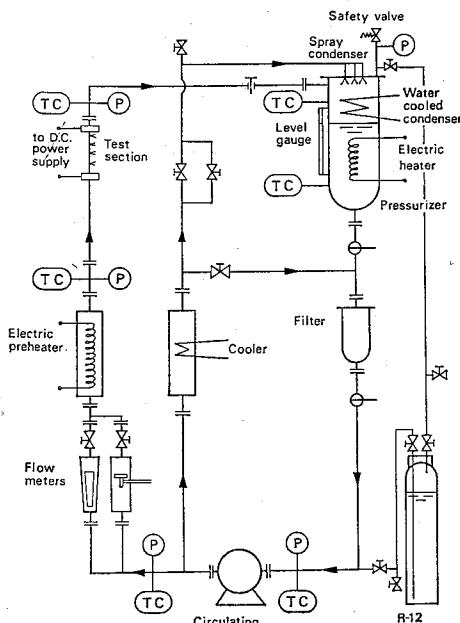


図2 実験装置 (P : 圧力計, TC : 熱電対)

- T_w : 壁温
- ρ_l : 液体密度
- ρ_v : 蒸気密度
- σ : 表面張力

2. 実験装置

実験装置の概要を図2に示す。流量計、試験部を除けば、横谷・甲藤⁽¹⁶⁾の用いた装置とほぼ同じである。流量計は測定精度向上のため、大流量用は浮子式流量計を使うが小流量用はターゲット式流量計 (USA, Ramapo 社製) を用いた。循環ポンプを出る R-12 サブクール液のうち、一部が流量計を経て電気式予熱器に入り、所定のサブクール温度に加熱後、試験部へ流入し、試験部から流出する流体は圧力調整器に入る。一方、循環ポンプからの流出液の残りは、冷却器を通り、その大部分はフィルタを経て循環ポンプに戻り、残りは圧力調整器内へスプレー状で噴射され、試験部から入る二相流を凝縮冷却するのに用いられる。圧力調整器は、水冷凝縮器と電気式加熱器を内蔵し、容器内の飽和液 (レベルゲージにより液面が加熱器より上にあるよう調節) の温度を調整、それによって系圧力を所定値に保持する。最後に、圧力調整器から流出する液体は、冷却器からのサブクール液に合流して循環ポンプに戻る。

試験円管は、内径 5 mm (肉厚 1 mm)、全長約 1000

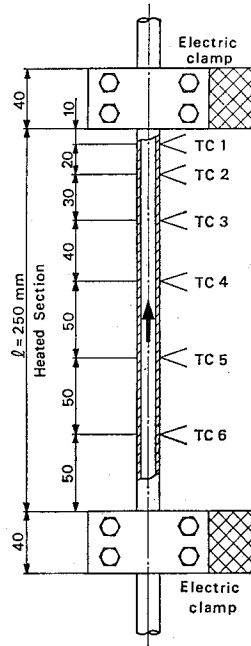


図3 加熱管と熱電対の位置 (長さ単位: mm)

mm のステンレス鋼管で、外側をグラスウールで保温、そして上四半部の長さ $l=250$ mm の部分を、直流電源装置からの低電圧大電流によって直接通電加熱する。そのため、図3に示すごとく加熱部の上下に電極クランプを固定し、このクランプと円管外面の接触部には、接触抵抗減少のため、トンネル効果利用の特殊グリース（ジョイントルZ）を塗布した。また、この加熱部外壁には、図3に示す位置に6個のクロメル・アルメル熱電対 TC（直径 0.1mm）が、加熱管とは電気的に絶縁のうえ密着されている。CHF 検出器は、加熱管出口近傍の熱電対 TC1 の温度が飽和温度より約 60°C 以上上昇すると作動し、自動的に加熱

電源を切るようにセットしてある。ただし後述3.1節の上流 CHF の検出の必要のため、TC1~6の熱電対の指示温度も同時に計測される。一方、図2にみるごとく、試験管の入口に圧力計P、温度計TCが設けられている。この位置から加熱部入口までの非加熱助走区間（長さ約 750 mm）における圧力降下は、本報の実験範囲内で、系圧力の約 2.2% 以下と推定されるから、上記圧力計の値をそのまま加熱部入口圧力 p として用いた。また、この助走区間内の熱損失による液体の温度降下は、実験範囲内で最大 0.5°C 以下と推定されるので、上記温度計の値をもって加熱部入口液温とした。

3. 実験結果

3.1 CHF の実験データ 内径 $d=5$ mm、長さ $l=250$ mm の加熱管 ($l/d=50$) に対し、図1の A', B', C', D' の各点の圧力条件 ($p=34.3, 29.4, 24.5, 19.6$ bar) において求めた CHF の実験データを図4に示す。すなわち、圧力 p 、質量速度 G が一定の条件下に、入口サブクール・エンタルピ ΔH_i による限界熱流束 q_c の変化がプロットされている。

図4で○印（混乱防止のため一部◇印使用）のデータ点は、加熱管出口近傍の熱電対 TC1 で検出される通常の CHF である。これに対し、●印のデータ点は、加熱管出口より上流位置で CHF 状態が始まる上流 CHF (upstream CHF) で、データ点の肩に付した数字は、CHF 状態の開始が検出された場所の熱電対番号（図3参照）を示すものである。他の条件一定のとき、 ΔH_i の減少と共に、上流 CHF 発生位置は次第に上流側に移る傾向を示している。図4に示す実直線は、 q_c と ΔH_i の間に直線関係が存在する部分で、その終端の境界を点曲線で示してある。この点曲線の左側領域内で、前記の上流 CHF が

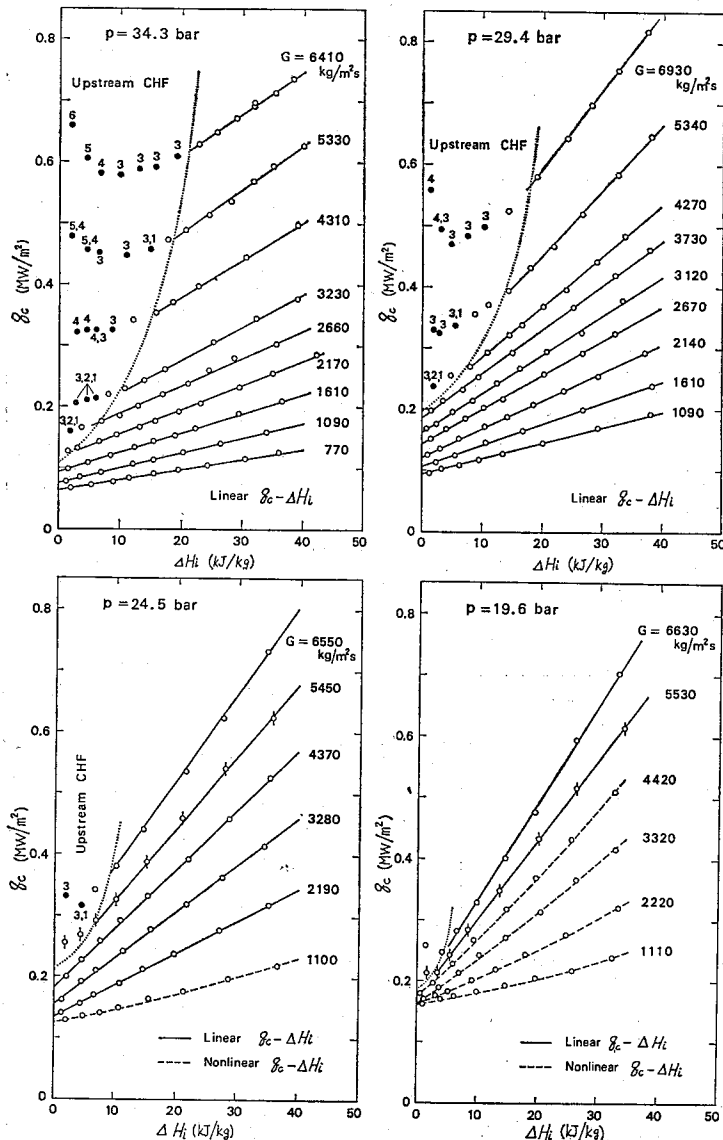


図4 R-12 の限界熱流束 q_c の実験結果 ($d=5$ mm, $l=250$ mm)

発生しているの、以下、この領域を暫定的に変則領域と呼び、その他の部分を正則領域と呼んで区別することにする。この正則領域内、実直線の部分は前述のごとく直線 $q_c-\Delta H_i$ 関係を持ち、一方、破曲線の部分 ($p=24.5$ bar で $G=1100$ kg/m²s、および $p=19.6$ bar で $G=1110\sim 4420$ kg/m²s) は q_c と ΔH_i の間に非直線関係があることを示している。

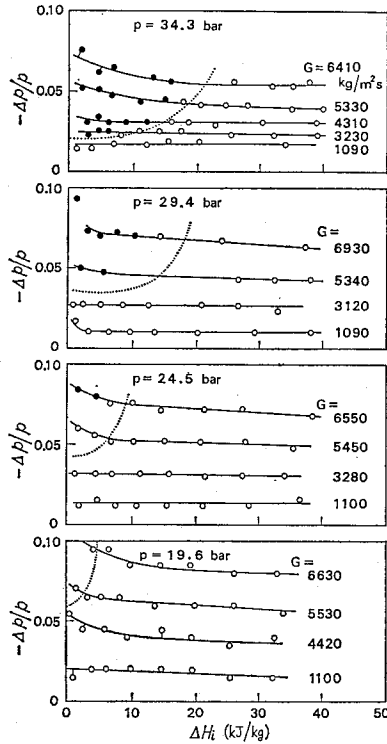


図5 CHF発生直前の試験管前後の圧力降下 $-\Delta p$

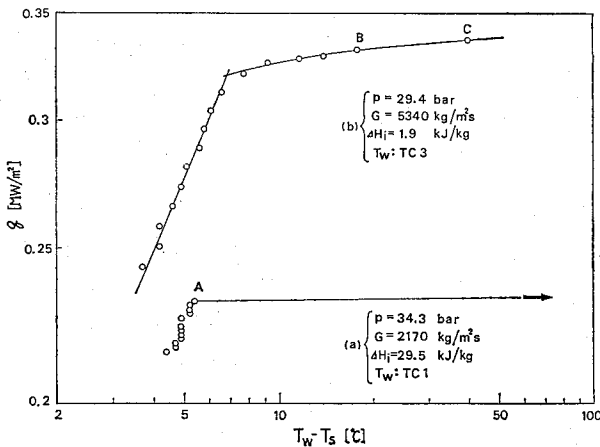


図6 熱流束 q による壁温 T_w の変化、(a)：正則 CHF、(b) 変則 CHF

図4の上述の実験結果は、上流 CHF、すなわち変則 CHF 発生領域を持つ点で、さきに横谷・甲藤⁽¹⁶⁾が図1のA, B, C, D各点で求めた実験結果とかなり似ている。しかし後者の場合に比べ図4では、変則領域のひろがり狭く、かつ圧力 p の低下と共に非常に急速に減少している。また図4の場合には、圧力 p が低下すると非直線 $q_c-\Delta H_i$ 関係がひろく出現(これは横谷・甲藤⁽¹⁶⁾では顕著でない)、かつ $\Delta H_i=0$ 近傍の限界熱流束 q_c が質量速度 G によってあまり変化しなくなる。

3.2 試験管の前後の圧力降下 図5は、図4のCHF発生直前の状態で測定された試験管前後の圧力降下 $-\Delta p$ (入口圧力 p に対する比率)を参考までに示すものである。2章に述べたごとく、 $-\Delta p$ の中には助走区間での圧力降下ぶんも含まれているが、その影響が最大の場合 ($p=19.6$ bar, $G=6630$ kg/m²s)、 $-\Delta p/p$ に占める割合は2.2%程度である。いずれにせよ、加熱部前後の $-\Delta p/p$ は図5の値より小となる。なお図5で点曲線は、変則領域と正則領域の境界を示すが、加熱管内の流動抵抗の面から特に顕著な変化が両領域の間には出現するとは考えられない。

3.3 正則および変則 CHF と壁温の変化状況

CHFの発生に到るまで、熱流束 q をステップ状に次第にあげて行く実験において観察される壁温 T_w の変化に関し、正則 CHF および変則 CHF のそれぞれの場合に対し代表的な例を図6に示す。まず図6で(a)は、正則 CHF ($p=34.3$ bar, $G=2170$ kg/m²s, $\Delta H_i=29.5$ kJ/kg)の場合で、熱電対 TC1で測定された加熱管出口近傍の壁温 T_w を示している。すなわち、熱流束 q の増加と共に T_w は多少上昇するが、近似的にはほぼ一定のままA点の熱流束に達すると、突然非常に急激な温度上昇(CHF検出器の始動設定温度 $T_w-T_s=60^\circ\text{C}$ 以上)をおこす。これに対し図6で(b)は、変則 CHF で特に $\Delta H_i=0$ の場合 ($p=29.4$ bar, $G=5340$ kg/m²s, $\Delta H_i=1.9$ kJ/kg)で、熱電対 TC3で測定される管出口より60mm上流の壁温 T_w を示す。この場合は、熱流束 q の上昇と共に T_w は、最初は比較的徐々に上昇するが、次に非常に急な上昇を示すようになり、B点を経てC点に到達する(○印の各点ですべて壁温 T_w は定常状態を保つ)。従って、上流 CHF (特に $\Delta H_i=0$ の近傍の場合)については、その決定にかなりあいまいさを伴う状況となり、本報では図6の場合、B点の熱流束をもって暫定的に q_c と

している。なお上流 CHF では、前述の上流位置の壁温 T_w の上昇に伴い、その周辺部（上流側および下流側）に徐々に特異温度上昇がひろがって行く傾向が観察される。いずれにせよ、正則 CHF の急激な温度変化に比べ、上流 CHF はゆるやかな形で生ずる CHF である。

4. 正則 CHF データの分析

図4に得られた CHF の実験データのなかで、変則領域内の CHF については、3.3 節に記したごとく現象が非常に複雑であり、さらに実験的研究を要する事項も多い。従って、以下には正則 CHF だけについて、その分析を行い特性を検討してみよう。この場合、高圧領域の CHF に対する Peskov⁽¹⁾、Lee⁽²⁾、Becker⁽³⁾ の各整理式は、1章にも記したごとく、水だけに適用されるもので、本報の R-12 のデータ分析には使用できない。そこで本章では、甲藤⁽⁷⁾ および Shah⁽⁸⁾ の無次元整理を利用する。

4.1 準備 甲藤⁽⁷⁾の整理法では、L領域（いわゆるドライアウト的な CHF）、N領域（いわゆる DNB 的な CHF）、H領域（前記LとNの中間領域）、および HP領域（高圧時にN領域の代わりに出現する領域）の4個の特性にわけて整理式が与えられる。いま本章で必要なものを以下に記す。すなわち、入口サブクールエンタルピ ΔH_i の時の限界熱流束 q_c に対し次のごとく書く。

$$q_c = q_{co} \{1 + K(\Delta H_i / H_{fg})\} \dots\dots\dots (1)$$

まず式(1)右辺の q_{co} （基礎限界熱流束）の値に対し、下記の式(2)、(3)、(5)が与えられる。

HおよびN領域：

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_o}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.0031l/d} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_o}{\rho_l}\right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right)^{0.433} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031l/d} \dots\dots\dots (3)$$

ここで式(3)は、HおよびN領域にかかって使用されるが、2領域の間の境界は次式で与えられる。

$$\sigma \rho_l / G^2 l = \{0.77 / (l/d)\}^{2.70} \dots\dots\dots (4)$$

HP領域：

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{\rho_o}{\rho_l}\right)^{0.60} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l}\right)^{0.173} \times \frac{1}{1 + 0.280(\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.233} / d} \dots\dots\dots (5)$$

図7は、 ρ_o/ρ_l および l/d の各値が与えられた時、式(2)~(5)の間の相互関係を図示するものである。式(2)と式(3)は白丸の点で交わり、また式(2)と式(5)は黒丸の点Pで交わる。式(4)は、与えられた l/d の値から垂直破線 A-A の水平位置 ($\sigma \rho_l / G^2 l$ の値)を与える。さて、式(2)は $(\rho_o/\rho_l)^{0.133}$ を含むのに対し、式(5)は $(\rho_o/\rho_l)^{0.60}$ を含むゆえ、一般に ρ_o/ρ_l が高いと図7上図のごとくP点が垂直破線 A-A より右側に現れ、 ρ_o/ρ_l が低いと下図のごとくP点は A-A の左側に移る。甲藤⁽⁷⁾の整理では、図7上図の場合、P点から左側で式(5)の与える HP領域が出現（点線の部分は生じない）、また図7下図の場合、式(3)の与えるN領域が出現（点線の部分は生じない）するとしている。前に図1に示した HP領域発生限界曲線は、図7でP点と垂直破線 A-A の水平位置が一致する条件から求められている。

次に、式(1)右辺のKの値は、下記の式(6)、(7)で計算される。

H領域：

$$K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(\rho_o/\rho_l)^{0.133} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{1/3}} \dots\dots\dots (6)$$

HP領域：

$$K = 1.12 \frac{1.52(\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.233} + d/l}{(\rho_o/\rho_l)^{0.60} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.173}} \dots\dots\dots (7)$$

すなわちHおよびHP領域では、 q_c と ΔH_i の間に直線関係が成立し、これに対しN領域では、非直線 $q_c - \Delta H_i$ 関係が生ずるため ΔH_i に独立なKの値は定まらないとされる。なおN領域では、式(3)から $q_{co} \propto G^{0.134}$ の関係があり、ゆえに基礎限界熱流束 q_c が質量速度 G によってほとんど変化しないという特色がある。

4.2 実験データの分析 図4の正則領域の実験デ

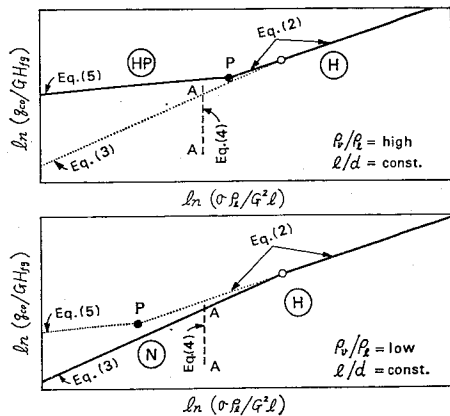


図7 HP領域およびN領域の発生条件

一タのうち、直線 $q_0-\Delta H_i$ 関係を持つデータからは、式 (1) の q_{00} および K の値が直ちに求められる。また非直線 $q_0-\Delta H_i$ 関係を持つデータについては、 $\Delta H_i \rightarrow 0$ の外挿によって q_{00} が求められる。ただ、この場合は ΔH_i に独立な K の値は定まらない原理であるが、図 4 の状況では $q-\Delta H_i$ がまだ直線関係に近いので、平均こう配から K の値を定めた。

まず図 8 は、こうして求めた q_{00} の実測値を、図 7 と同じ形式で式 (2)~(5) の予測値と比較したものである。大まかにみて q_{00} の実測値は、圧力 $p=34.3$ bar では、HP 領域に対する式 (5) の予測に近く、 $p=19.6$ bar では、N 領域に対する式 (3) の予測に近く、その中間の圧力では HP と N の間の遷移的な特徴が観察される。しかしながら、図 8 で $p=34.3$ bar の場合、式 (2) と式 (5) の交点が垂直破線 [式 (4)] の水平位置より左側にあるにもかかわらず、 q_{00} の実測値は上述のごとく HP 領域の性格を示し、これは図 7 で述べた HP 領域発生条件 (P 点が垂直破線 A-A の右側にあるとき HP 領域発生) と食いちがう。

次に図 9 は、 K の実測値を式 (6)、(7) の予測値と比較したものである。この場合も実測値は、 $p=34.3$ bar では HP 領域に近い性格を示し、圧力が低下するに従い N 領域に近づく傾向を持っている。これに関

し、前報⁽¹⁶⁾によれば、N 領域でも $q_0-\Delta H_i$ が直線に近い関係を持つ時、その K の実測値は式 (6) の予測値と近似的に合うという特色がある。なお図 4 で $p=19.6$ bar の場合、 q_{00} の値が G によってほとんど変化せず、かつ非直線 $q_0-\Delta H_i$ 関係が生ずる事実 (3.1 節記載) は、4.1 節の終わりに述べた N 領域の特性に一致している。

4.3 問題点 甲藤⁽⁷⁾の整理法では、図 1 の A', B', C', D' の各点の条件下には HP 領域が出現しないことを予測している。しかし 4.2 節に記した図 8, 9 の結果では、少なくとも A 点で HP 領域の状態、B' 点でも HP 領域にかなり近い状態にあることを示している。従って、この結果からみると、図 1 に示す HP 領域発生限界曲線は必ずしも適当ではなく、少なくとも図 7 で述べた HP 領域発生限界の定め方、およびこれに関連して式 (4) の妥当性について検討が必要ということになる。しかし同時に、図 1 に × 印で示したヘリウムの結果も考慮に入れる必要がある。従って、これらのヘリウムの q_{00} 実測値を、図 8 と同じ形式で式 (2)~(5) の予測値と比較した結果が図 10 である。ここに ○, +, ▲ 印はそれぞれ、Ogata-Sato⁽¹³⁾, Giarratano ら⁽¹⁴⁾, Keilin ら⁽¹⁵⁾ の実測値である。図 10 の結果に関する限り、 q_{00} 実測値はすべて N 領域の

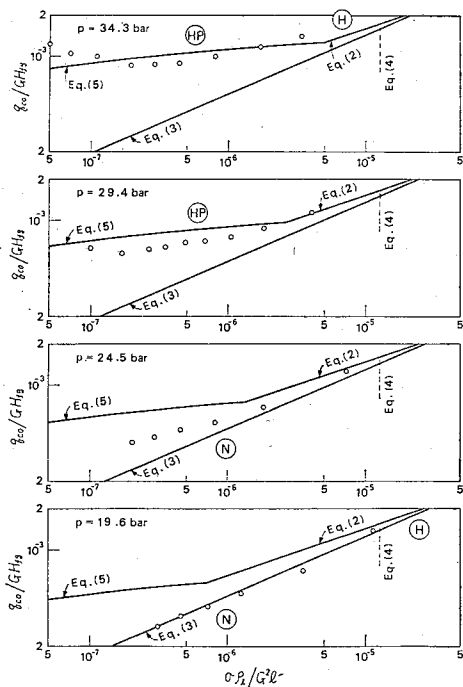


図 8 q_{00} の実測値と予測値の比較 (R-12, $d=5$ mm, $l=250$ mm)

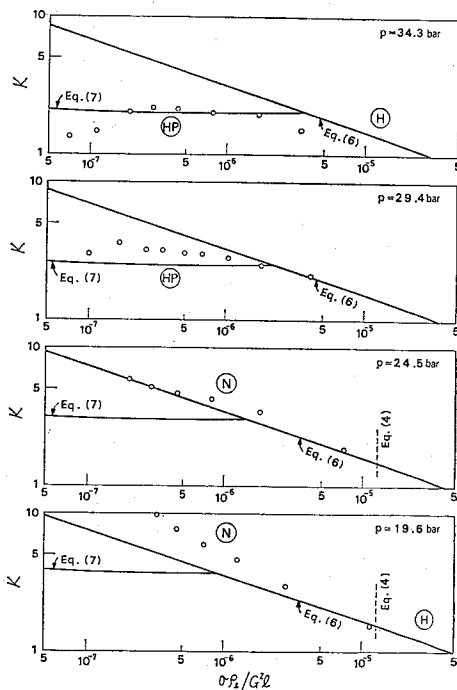


図 9 K の実測値と予測値の比較 (R-12, $d=5$ mm, $l=250$ mm)

式(3)の近くにあらわれている(最高圧 $\rho_o/\rho_i = 0.413$ の場合でも)。しかし図10で高圧の場合 (ρ_o/ρ_i 0.413, 0.380 など), 実験データは HP 領域と N 領域の分岐点の近くにあり, 従って, これらの数少ないデータだけから HP 領域は出現しないと結論するのは危険かも知れない。従って今後, 高 ρ_o/ρ_i 比, 低 l/d 比の領域において, 通常流体およびヘリウムの CHF の実験をさらに行う必要があるように思われる。

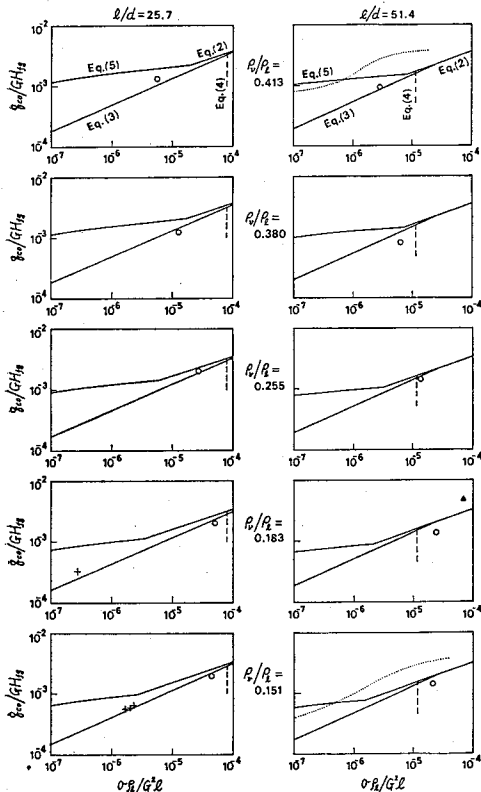
4.4 Shah の整理法による検討 次に Shah⁽⁸⁾ の整理法によって実験データの分析を行う。図11の各曲線は, 本報の R-12 の実験条件 ($d=5$ mm, $l/d=50$) 下に Shah の整理法で与える q_{co} の予測値を図示したもので, また同図の q_{co} 実測値は図8のものと同様である。図11によれば, 本報の R-12 の実験データは, Shah の整理法の予測値と良く合うということが出来る。Shah の整理法では, 換算圧力 p_r が $0.3 < p_r < 0.6$ の条件下, 一部に遷移領域があるが, 大まかには $p_r = 0.6$ (R-12 の場合, ほぼ $p = 24.5$

bar に相当) から徐々に高圧領域に入る扱いになっており, これに従えば図11の場合, $p \geq 24.5$ bar が高圧領域ということになる。しかし図11において, 高圧 ($p = 34.3, 29.4$ bar) 下にデータ点はほぼ水平にならぶ傾向を持ち, 予測曲線の傾向とやや異なる。また低圧 ($p = 19.6$ bar) 下には, データ点は $\sigma R_i/G^2 l$ の減少と共に低下する傾向を持つが, Shah の予測値はむしろ飽和の傾向を示す。しかも, 上記の偏りの特徴は, 図1の A, B, C, D 点の実験データ (前報⁽¹⁸⁾) にも観取され, 系統的な偏差と思われるので, 今後さらに検討が必要であろう。

一方, Shah の整理法は, ヘリウムに対し, 図10の○印の実験条件 ($d=1.1$ mm, $l/d=51.4$) に対応して点曲線の予測値を与える。すなわち, この場合, 予測値と実測値は大きくかけ離れる。従って, この面からみても, 高 ρ_o/ρ_i 比, 低 l/d 比の領域において, 通常流体およびヘリウムの実験をさらに行う必要がある。

5. 結 論

入口サブクール条件下, 一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の CHF に関し, 従来, ヘリウム以外の実験があまり行われていなかった高 ρ_o/ρ_i 比, 低 l/d 比の条件下の状況調査のため, 内径 5 mm, 長さ 250



○印: Ogata-Sato⁽¹²⁾ ($d=1.1$ mm, $l/d=25.7$ および 51.4), +印: Giarratano ら⁽¹⁴⁾ ($d=2.13$ mm, $l/d=21.8 \sim 31.2$), ▲印: Keilin ら⁽¹⁵⁾ ($d=2.0$ mm, $l/d=50$)

図10 液体ヘリウムの q_{co} の実測値と予測値 (実線: 山藤⁽⁷⁾, 点線: Shah⁽⁸⁾) の比較

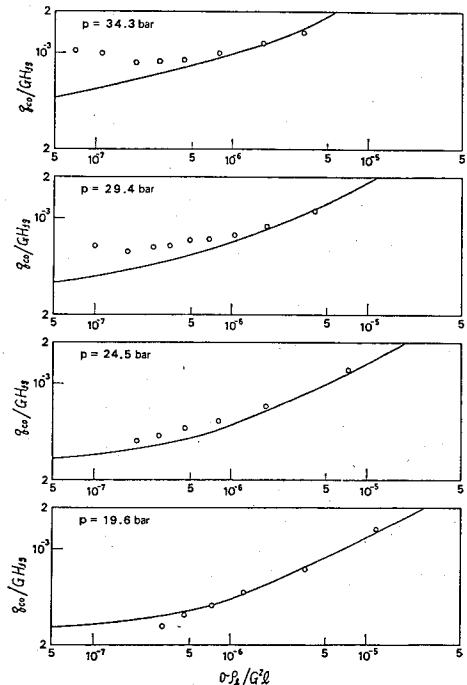


図11 R-12 の q_{co} の実測値と, Shah の予測値の比較 ($d=5$ mm, $l/d=50$)

mm の円管を用い、図1のA', B', C', D'各点の ρ_o/ρ_i 条件下でR-12の沸騰実験を行った。その結果、下記の結論が得られる。

(1) 質量速度Gが高いとき、入口サブクールエンタルピ ΔH_i が零に近い領域で、上流CHFが生ずる(図4)。しかし図1のA, B, C, D点($l/d=200$)の条件下の実験と比べると、この変則領域のひろがりはいくぶん小さく、かつ圧力の低下と共に急速に減少する。

(2) 加熱管出口で発生する正則CHFに関し、本報のR-12データを甲藤⁽⁷⁾の整理法で分析した結果によると、図1のA', B'点でHP領域またはそれに近いCHF特性を示す一方、図1の×印の条件下のヘリウムの既存データはHP領域の発生を否定する傾向を示す。従って今後、HP領域の発生条件に関する考え方(図7のような)、式(4)の妥当性などの検討を要し、同時に高 ρ_o/ρ_i 比、低 l/d 比の領域で実験的情報を拡充する必要がある。

(3) 本報のR-12の正則CHFデータは、Shah⁽⁸⁾の整理法による予測と良く合致する。しかし、圧力の変化に伴い、実測値と予測値の間に、ある系統的な偏りがあるようであり、またこの整理法は、ヘリウムの既存データに対し大きく偏る予測値を与える。従って、この場合もまた、前記(2)項と同様に通常流体

ならびにヘリウムについて実験を拡充する必要がある。

本研究は文部省からエネルギー特別研究(昭和55年度No. 505012)科研費補助金の援助を受けたものの一部であるので、ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Peskov, O.L., ほか3名 (Kutateladze, S.S. 編), *Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media*, (1969), 48, Pergamon Press.
- (2) Becker, K.M., ほか4名, *Progress in Heat and Mass Transfer*, 6 (1972), 55, Pergamon Press.
- (3) Campolunghi, F., ほか4名, *Heat Transfer 1974*, Vol. N, (1974), 280, JSME.
- (4) Lee, D.H., IAEA-SM, 130/56, (1970), Int. Atomic Energy Agency, Vienna.
- (5) 甲藤, 機論, 44-387 (昭53), 3865.
- (6) 甲藤, 機論, 46-409, B (昭55), 1721.
- (7) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭56), 139.
- (8) Shah, M.M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22-4 (1979), 557.
- (9) Thompson, B. and Macbech, R.V., UKAEA, AEEW-R, 356 (1964).
- (10) Chojnowski, B. and Wilson, P.W., *Heat Transfer 1974*, Vol. N, (1974), 260, JSME.
- (11) Watson, G.B. and Lee, R.A., *Heat Transfer 1974*, Vol. N, (1974), 275.
- (12) Doroshuk, V.E., ほか2名, *ASME Paper*, No. 75-WA/HT-22 (1975).
- (13) Ogata, H. and Sato, S., *Cryogenics*, 13-10 (1973), 610.
- (14) Giarratano, P.J., ほか2名, *Advance Cryogen. Eng.*, 19 (1974), 404.
- (15) Keilin, V.E., ほか3名, *Cryogenics*, 15-3 (1975), 141.
- (16) 横谷・甲藤, 機論, 48-428, B (昭57), 740.

討 論

[質問] 香川 達雄

(東京芝浦電気会社原子力技術研究所)

(1) 簡単な無次元整理式で、かなり一般的に各種流体についての限界熱流束を予測するという試みには大変興味があるが、簡単であるということは一面効き方の小さいパラメータを無視することだから、パラメータ範囲や形状の範囲を広げた多数の実験データに対しては、予測精度が悪くなる危険性はないか。

このような方法での予測精度向上についての可能性をどのようにお考えか。

(2) L, N, H, HP など各種の領域を設定しておられるが、これらの領域の境界は現象的にはかなりあいまいなものであり、一つの式で論ずること自体かなりむずかしいことと思われる。特に気になることは試験ループの特性が境界の位置に影響しないかということである。例えば図4で見られる正則CHFの範囲はこのようなループ特性で大幅な影響を受けると予想されるし、そのようなループ特性の影響をできるだけ排

除したデータを用いて境界の式を導いたにしても定量的な影響の程度を知ることが困難であることから、各領域の境界をはっきり定義づけることも困難ではないか。

[回答] (1) 予測精度の一般傾向はお説のとおりである。事実、本報のはしがきには、狭い条件下の設計用整理式に比べ精度が劣る傾向にあることを記し、また以前の諸報告⁽⁶⁾(付1)(付2)にも、水とフレオンの間に偏りがみられること、その他を記している。

予測精度向上の可能性については、以前の報告(付3)の4, 5章に少し触れており、すなわち粘性の影響は小さいと予想されるものの、それを考慮に入れると精度向上の可能性があると記している。なお設計用などの用途には、個々の特定条件範囲内で精度のよい

(付1) 甲藤, 機論, 45-394, B (昭54), 859.

(付2) 甲藤, 機論, 47-417, B (昭56), 830.

(付3) Katto, Y., *Heat Transfer in Energy Problems, Jpn.-U.S. Heat Transfer Joint Seminar*, (1980), 53.

整理式を作ることも出来るであろう。

それにしても、著者らのこれまでの研究は、非常に広い条件範囲にわたり鳥かん(瞰)を与えるような限界熱流束の包括的研究〔文献(付3),(付4)参照]をめぐしたものである。CHFの系統的な理解を進めるにあたり、この種の知識が重要な基盤になると考えるからである。そして、ここでは、精度は少し犠牲にしても、本報のような簡単な無次元整理式で処理できれば非常に便利であることを記しておきたい。

(2) 特性領域の境界は厳密には遷移域〔文献(16)4.2節参照]であり、あいまいさを持つ。しかしながら各特性領域が、流動様式と大まかな対応を持っていること(付5)、ソ連科学アカデミーの広はんな標準CHF表と特性がかなりよく合うこと(付6)、および極限出口クオリティ χ_{ex} の発生がほぼH領域に特定されること(付7)などをみると、特性領域分類の背後に、現象的にある種の基盤があるらしいことを否定できない。

次に試験ループ特性の影響であるが、試験ループが流れの不安定を生ずるものであれば当然考える必要があろう。しかし変則、正則CHFともに安定流のもとに生ずるものである。本報、前報⁽¹⁶⁾の実験ともに、CHFの実験であるがゆえに、流れの不安定要因に特に留意し、また試験部上流には非常に抵抗の大きい弁を特に装備(かつ入口サブクール条件)、そして運転中ループ内に流れの脈動は検出されていない。なお前報⁽¹⁶⁾の表1に示した多くの既存実験例にみるように、 ρ_0/ρ_l が高い状況下に質量速度Gがきわめて大になると変則CHFがほとんど例外なく観測されている。従って変則CHFは、試験ループに関係なく、一般性のある発生状況のもととみてよいように思われるが、いかがなものであろうか。

〔質問〕 堀 政 義

(石川島播磨重工業会社技術研究所)

たいへん難しい領域に対し、精密な実験をしておられ、興味深く拝見させて頂いた。

(1) 無次元式の一致性のみならず、図6の様な過熱度の測定結果を含め、限界熱流束の特性をHPと変則領域に区分されておられるが、この変則領域の出現により、従来の領域の整理式の適用範囲上、ある程度の物理条件の明確化が必要となると思われる。この点

(付4) Katto, Y., *Research on Effective Use of Energy*, 1 (1982), 167.

(付5) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭56), 220.

(付6) 甲藤, 文献(付5)の223ページ.

(付7) Katto, Y., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 104 -1 (1982), 41.

に関連して、次の点についてお答え願いたい。

(i) 図6の過熱度の測定精度は、どの程度のものか。

(ii) 図8の整理は、変則領域を含まないとの事だが、 q_{co} を仮想して求めた場合、入口サブクールが零付近の条件に対し、実存しない q_{CHF} 値を与えかねないと思う。この意味で変則領域の境界(図4の点線)を、ある程度物理条件で明示する必要があると思うがいかがか。

(iii) HP領域の発生境界は、 l/D の大きい水のデータをベースに確定化されたものと思うが、 l/D を小さくした場合、その判定条件に若干の問題が残るのは、この変則領域の発生と関連しているとお考えか。

(iv) 変則領域の発生は、入口飽和条件に極めて近く、この現象が存在するとなると、N, HP変則領域の限界熱流束の変化過程は、その状況に関し、物理的にどのように考えたら良いのか。

(2) 液体ヘリウムの実験データは、その管径が極めて小さく、他の流体の実験データと大きく異なる条件と思う。これらの実験データは、まだ、その数が少なく、傾向的に一致するとしても定量的には蓄積が必要と思われるが、結論で述べられていることは、このように言われているのか。

〔回答〕 (1) 回答を記す前に、ご質問の前文内に、念のため訂正しておきたい事項がある。すなわち著者らは、限界熱流束の特性を変則域と正則域にわけたのであって、前文にあるごとくHPと変則域に区分したのではなく、またその区分にあたり無次元式との一致性を考慮することもしていない。

(i) 本報図6のA点近傍のデータをみて頂ければ推察頂けるように、だいたい0.2°C程度である。それにしても、正則、変則CHFの識別は、発生する温度エクスカージョンの大小に関係し、温度測定精度とは無関係な事柄であると思う。

(ii) 高圧、かつ質量速度が非常に大きい状況下に、正則 q_c の予測式を有効に用いるためには、変則領域の境界の指示が必要なことはいうまでもない。しかし現状では、この境界に関し比較的明確なデータは、R-12に対し本報の図6、前報⁽¹⁶⁾の図4, 6、また水に対しWatersらのもの(前報⁽¹⁶⁾の図7参照)しかなく、これでは境界の予測式を作るのは困難であろう。

(iii) HP領域の発生境界は、 l/d の大きい水のデータだけでなく、 l/d が小さいヘリウムのデータをも考慮して決定したものである〔文献(付8)の図4, 8

(付8) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭56), 139.

参照]. また l/d が大きい場合にも変則 CHF が発生している (前報⁽¹⁶⁾参照). そして, 本報で HP 領域とか N 領域とかいうのは, 正則 CHF についてだけであり, 従って HP 領域の発生判定条件の問題は変則域の発生に無関係な事柄である.

(iv) 現段階では, N と HP の 2 領域がどうして分離するのかすら不明である. その上, 変則 CHF がどんな機構で発生するのも不明である.

(2) 本報のはしがきに記したごとく, ヘリウムの既存実験データは, ①管径 d や質量速度 G が通常よりかなり小さく, かつ②実験の困難さのため実験精度に問題がある可能性もないわけではない. そこでヘリウム以外の流体として R-12 の実験を試みてみたのが本報である. しかし両者の結果に不一致の状況を生じ, かといって本報の程度の数少ないデータだけから本報の結果の優位性をいうこともむづかしい. そこで結論では, 通常流体ならびにヘリウムの両者について実験を拡充する要があるとしている.

[質問] 一色尚次 (東京工業大学)

HP 領域の発生条件式を精密に見つけられた点に敬意を表すが, そのように蒸気密度が大きくなって来たさいになぜ (q_{co}/GH_f) が上昇するかという物理的理由について, とくにフローパターンとの関連で説明して頂きたい.

[回答] q_{co}/GH_f と記しておられるので, ご質問の趣旨は, 図 8 や図 9 に示すデータ, すなわち正則 CHF のことと思う. この場合, 図 8, 9 にみるごとく, 圧力が非常に高くなる (臨界圧力に近づく) と, HP 領域の q_{co}/GH_f は $\sigma \rho_l / G^2 l$ の影響を受けなくなる. このことは, 少なくとも表面張力 σ がほとんど影響を持たなくなることを意味している. しかしそれ以上のことは, 著者らになにもわかっていない. なお HP 領域のフローパターンについては, 世界中でも, あまり観測結果がないのではなからうか. 従って, このような状況下に, 過度に推測的なことを記すのは避けるべきではないかと思う. すなわち今後の問題としたい.

限界熱流束に対する新しい流体力学的モデル*
〔プール沸騰・強制流動沸騰(飽和液中に沈められた加熱面)
の限界熱流束発生機構〕

原村 嘉彦**, 甲藤 好郎***
Yoshihiko HARAMURA, Yoshiro KATTO

Key Words: Burnout, Critical Heat Flux, Pool Boiling, Forced Convection Boiling, Multiphase Flow, Phase Change

1. は し が き

飽和プール沸騰の限界熱流束(CHF)に対し多くの機構モデルが提出されているが、最も広く受け入れられているのは、水平・上向き無限平板上の沸騰に関する Zuber⁽¹⁾のモデルであろう⁽²⁾。このモデルでは、加熱面上に生じた蒸気がテイラー不安定で定まる距離 λ_c ごとに集合して定常的な円柱状脱出流路(その直径は $\lambda_c/2$ と仮定)を形成、その脱出蒸気流と液体との界面においてヘルムホルツ不安定が生じ界面が安定に存在できなくなるとCHFに至るとしている。ただ、ヘルムホルツ不安定の臨界波長 λ_H の値は任意に採りうるので、円形噴流に関するレーレー不安定により $\lambda_H = \pi\lambda_c/2$ (円柱状脱出流路の周囲長さ)と定め、さらに $3/\sqrt{2\pi} \approx 1$ と近似して、限界熱流束 $q_{co,z}$ を次のように与えている。

$$\frac{q_{co,z}}{\rho_v H_{fg}} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}} = 0.131 \dots\dots\dots (1)$$

式(1)は、Kutateladze⁽³⁾が次元解析に基づいてCHF実験データを整理して求めた実験公式と全く同形である。

その後 Lienhard ら⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾は、図1に例示する形で、有限の大きさの各種形状物体に Zuber モデルを拡張し、それに関連する諸研究を行い多くの貴重な成果をあげている。さらに Lienhard ら⁽⁸⁾⁻⁽¹¹⁾は、力学エネルギー安定判別(蒸気発生の際生じる運動エネルギーが、気液界面の表面エネルギー消費に等しくなると安定を失うとする)の概念によって流体力学的不安定理論を置換し、それによってプール沸騰および強制流動沸騰

CHFの説明を試みている。しかし、無限平板の場合には、脱出蒸気と流入液体が対向して流れるため、両方の流れが同時に不安定になるのに対し、図1のような場合、脱出蒸気流が不安定になるだけなので、脱出流が他の流動様式をとることにより安定化する可能性がある。そのうえ Chang [文献(12)の討論参照]が指摘しているように、図1のモデルの円柱状脱出流路は、現実には蒸気スラグの形をとり、かつ非定常的な挙動を示す。この意味で、モデルと現実状況との対応についての不安も存在する。

ところで Gaertner-Westwater⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾は、大気圧の水の核沸騰実験から次の事実を確実な形で観察している。すなわち高熱流束下の核沸騰では図2に示すように、

- (i) 加熱面上に液膜があり、その中に非常に多数の円柱状の小蒸気茎(Vapor stem)が定常的に存在する。
- (ii) 液膜に接して滞留する大きな蒸気ほうは、蒸気茎から噴出する蒸気を受けて十分に成長すると離脱浮上し、そのあとへ直ちに新しい気ほうが生ずる。

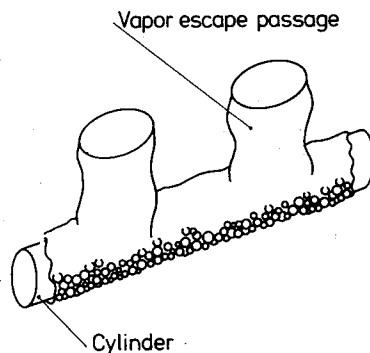


図1 水平円柱加熱面の高熱流束プール沸騰

* 昭和57年11月25日 第918回講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和57年5月17日。

** 准員、東京大学大学院 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

*** 正員、東京大学工学部。

(iii) 蒸気茎は熱流束の増加につれて加熱面上の分布個数密度を増す一方で直径は減少する(蒸気茎の総断面積 A_v と加熱面面積 A_w の比 A_v/A_w は、熱流束に独立に一定値を保つ)。

(iv) 蒸気茎の高さ(すなわち液膜厚さ) δ_c と蒸気茎の直径の比は、熱流束に独立に一定である[上記(iii)の特性があるので、液膜厚さ δ_c は、熱流束の増加とともに減少する]。

なお上記の液膜上の蒸気ほうについて、甲藤・横谷⁽¹⁵⁾は次のことを明らかにしている。第1に、高熱流束の核沸騰において、蒸気ほうの体積 V は、生長開始後の時間 t に比例して増加する。すなわち、

$$V = v_1 t \dots\dots\dots(2)$$

ここに v_1 は、体積成長速度(一定)である。第2に、液膜上の蒸気ほうの滞留(hovering)挙動^{*1}については、水平オリフィスなどから気体を液体内に流出させる場合の気ほう運動に対する Davidson ら⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾の理論解析(成長を続ける気ほうの浮上は、流体の慣性力と気ほうの浮力がつりあいつつ生ずるとする)が適用でき、その結果、式(2)の成長速度 v_1 をもつ気ほうが液膜上に滞留する時間 τ_a は次式で与えられる。

$$\tau_a = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/5} \left[\frac{4(\xi\rho_l + \rho_v)}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{3/5} v_1^{1/5}, \xi = \frac{11}{16} \dots\dots\dots(3)$$

ここに ξ は、気ほう運動に伴随する液体体積(気ほうの単位体積当たり)であって、加熱面形状により、 $11/16 \sim 1/2$ の値をとり得るが、値の差は小さいので、近似的に $\xi = 11/16$ ととれば十分である。そして式(2)、(3)の結果は、Ivey⁽¹⁸⁾が沸騰における実験データを分析して得た気ほう発生ひん度と離脱気ほう径との関係とよく一致する[文献(15)の付録参照]。

そこで本報では、ヘルムホルツ不安定を考慮すると同時に、前記の気液挙動に関する観察結果にも合致する形で、CHF に対する新しい流体力学的モデルを考え、それをプール沸騰ならびに強制流動沸騰の基本的なくつかの系に適用し、モデルの妥当性を検討した結果を報告する。

記 号

- A_v : 蒸気茎の総断面積
- A_w : 加熱面面積
- d : 直径
- G : 液体の質量速度 = $u\rho_l$

- g : 重力の加速度
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- H : 帯状加熱面の幅
- $H' = H/\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$
- k : 体積増加比率
- l : 平板長さ(流れ方向)
- q : 熱流束
- q_{co} : 飽和沸騰の限界熱流束
- $q_{co,z}$: Zuber の式(1)で与えられる q_{co}
- $R' = (d/2)\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$
- t : 時間
- u : 液体一樣流の速度
- u_l : 液体速度
- u_v : 蒸気速度
- V : 気ほうの瞬間体積
- v_1 : 気ほうの体積増加速度
- δ_c : 液膜厚さ(限界値)
- λ : 波長
- λ_c : テイラー不安定の臨界波長
- λ_D, λ'_D : テイラー不安定の最危険波長
- λ_H : ヘルムホルツ不安定の臨界波長
- ξ : 気ほう運動に伴随する液体体積比
- ρ_l : 液体密度
- ρ_v : 蒸気密度
- σ : 表面張力
- τ_a : 気ほうの滞留時間

2. 新しい流体力学的モデル

2.1 液膜の限界厚さ δ_c 図2のように蒸気茎を含む液膜を考える。液膜が十分に厚い場合には、蒸気はすべて蒸気茎底部で発生し、上向きに速度 u_v で流れ、それに対応する液が下向きに u_l で流れる。このとき気液界面の波の速度 c は、周知のごとく次式で与えられる。

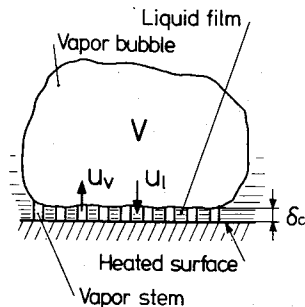


図2 加熱面上の液膜と上部蒸気ほう

*1 この気ほうは、加熱面から直接受ける表面張力によって加熱面に附着しているのではなく、流体力学的作用(気ほう内の蒸気および周辺の液体を加速する力の反作用)で滞留している。

$$c = \pm \sqrt{\frac{1}{\rho_l + \rho_v} \frac{2\pi\sigma}{\lambda} \frac{\rho_l \rho_v}{(\rho_l + \rho_v)^2} (u_v + u_l)^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

いま、熱流束が q で、蒸気茎の総断面積が A_v 、加熱面面積が A_w であるとすれば、エネルギー保存 ($qA_w = \rho_v u_v A_v H_{fg}$) から

$$u_v = (q/\rho_v H_{fg}) / (A_v/A_w) \quad \dots\dots\dots (5)$$

また、蒸気と液体の間の質量保存 ($\rho_v u_v A_v = \rho_l u_l (A_w - A_v)$) から

$$u_l/u_v = (\rho_v/\rho_l)(A_v/A_w) / \{1 - (A_v/A_w)\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

式(6)において、常に $\rho_v/\rho_l < 1$ 、かつ A_v/A_w は、後出の図4にみるように、1に比べて非常に小さいから、 u_l は u_v に比べ無視できる。このとき式(4)、(5)から、 $c=0$ として、ヘルムホルツ不安定の臨界波長 λ_H が次のように定まる。

$$\lambda_H = 2\pi\sigma \frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l \rho_v} \left(\frac{A_v}{A_w}\right)^2 \left(\frac{\rho_v H_{fg}}{q}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

さて、図2に示した加熱面上の液膜の限界厚さ δ_c は、上記の波長と密接な関係があるものと考えられる。 δ_c と λ_H の関係は明確ではないが、壁面で一端を拘束されている噴流を考えると、蒸気茎の長さが臨界波長の1/2を越えても安定に存在するとか、臨界波長に比べて極端に短い長さで不安定になるとは考えにくく、さしあたり、中間の値1/4波長に δ_c が等しくなると仮定し、次式を得る。

$$\delta_c = \frac{\lambda_H}{4} = \frac{\pi}{2} \sigma \frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l \rho_v} \left(\frac{A_v}{A_w}\right)^2 \left(\frac{\rho_v H_{fg}}{q}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

2.2 水平・上向き無限平板上の限界熱流束 式(8)には1個の未知量 A_v/A_w が含まれているが、その評価は2.3節にまわし、まず無限平板上のCHFを考える。図3は、無限平板上の核沸騰における液膜とその上部気ほうの状況を示す。ここで、気ほうの間隔 λ_D は、テイラー不安定で定まるが、Lienhardら⁽⁷⁾⁽⁸⁾の実験的検討により、臨界波長ではなく、下記の最危

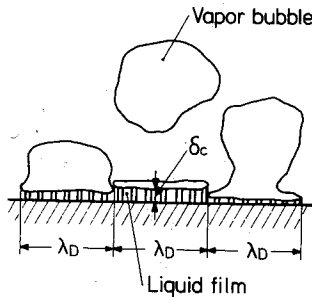


図3 水平無限平板加熱面上の高熱流束ブル沸騰

険波長をとるべきである。

$$\lambda_D = \sqrt{3} \times 2\pi \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)} \quad \dots\dots\dots (9)$$

なお、Sernasら⁽⁴⁹⁾によると、三次元の波に対しても二次元の波と同じ不安定波長を用いることができる。さて現在、1個の蒸気ほうの成長に關与する加熱面面積は、 λ_D^2 である〔文献(20)参照〕から、熱流束 q に対し、式(2)の気ほう体積成長速度 v_l は次式で与えられる。

$$v_l = \lambda_D^2 q / (\rho_v H_{fg}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

そして、気ほう滞留期間中は、気ほうに覆われた液膜部分に外部から液体は供給されない(気ほう離脱時のみ液体は供給される)と仮定すると、式(3)で与えられる気ほう滞留時間で τ_d 中に液膜(その中に A_v/A_w の容積比で蒸気を含む)がちょうどドライアウトするとき、限界熱流束現象が発生することになる。この時、加熱面から供給される熱量と液膜の蒸発に消費される熱量とのバランスから

$$\tau_d q A_w = \rho_l \delta_c (A_w - A_v) H_{fg} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここに δ_c は液膜の初期厚さであるが、気ほう離脱により液が供給された瞬間のものであるから、式(8)の限界厚さで与えられる。そこで、式(2)、(3)、(8)~(11)から限界熱流束 q を解き、これを $q_{co,z}$ と書けば、次式が得られる。

$$\frac{q_{co,z}}{\rho_v H_{fg}} / \sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2}} = \left(\frac{\pi^4}{2^{11} \times 3^2}\right)^{1/16} \left(\frac{A_v}{A_w}\right)^{5/8} \left(1 - \frac{A_v}{A_w}\right)^{5/16} \times \left\{ \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1\right) / \left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_v} + 1\right) \right\}^{3/5} \quad \dots\dots\dots (12)$$

2.3 A_v/A_w の評価 1章に述べた無限平板に対するZuberのモデルに關し、Lienhardら⁽⁶⁾は、脱出蒸気流路間隔 λ_c は式(9)の λ_D であるべきで、またヘルムホルツ不安定の臨界波長 λ_H の値は $\lambda_H = \lambda_D$ とするほうが良いとしており、この時限界熱流束は、式(1)の与える $q_{co,z}$ の1.14倍の値となる。そして同文献(6)では、実験不可能な無限平板の代わりに、代表寸法 L の有限加熱平板の周囲に側壁がある場合(周囲から加熱面への液体の流入の影響が防がれる)のCHFデータ q_{co} の検討から、上記の考察 ($q_{co}/q_{co,z} = 1.14$) を妥当としている。しかし、文献(6)の図8に示される $q_{co}/q_{co,z}$ データはばらつきがあり、また $L/\lambda_D > 3$ の範囲で必ずしも1.14ほど大ではない(同文献の表1に掲げられた $q_{co}/q_{co,z}$ データは、 $L/\lambda_D > 3$ に対し平均1.07、 $L/\lambda_D > 9.8$ に対し平均1.06)。したがって本報では、簡単のため、無限平板CHFに対し式(1)がそのまま適用可能とする。

さて、式(12)の右辺を式(1)の右辺と等しいと置き、かつ2・1節の記述に従い $A_v/A_w \ll 1$ とすれば、 A_v/A_w に関して、次の結果が得られる。

$$\frac{A_v}{A_w} = 0.0654 \sqrt{\left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_v} + 1\right)^{3/5} / \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1\right)} \dots\dots\dots (13)$$

上式は $\rho_v/\rho_l \ll 1$ のとき、次のように書ける。

$$A_v/A_w = 0.0584 (\rho_v/\rho_l)^{0.2} \dots\dots\dots (14)$$

図4で、○印は式(13)、直線は式(14)の A_v/A_w を示し、これによれば、 A_v/A_w は常に式(14)で与えられるとみなして十分である。また式(14)は、圧力一定下で熱流束に独立に A_v/A_w が一定値となった、1章で述べた Gaertner らの観察結果 (iii) と合致している。さらに、図4から明らかなように、 A_v/A_w は ρ_v/ρ_l による変化は小さく、かつ1に比べて相当小さな値をとる。これは、蒸気茎を含んでも液膜で覆われているときには常に加熱面がよく冷却されるという実験事実と対応していると言えよう。なお、式(14)を式(5)の右辺に代入すれば、

$$u_v = 17.1 (q/\rho_v H_{fg}) / (\rho_v/\rho_l)^{0.2}$$

例えば大気圧の水に対し、熱流束が式(1)の限界熱流束の場合を計算すると、 $u_v = 61.5 \text{ m/s}$ となる。これは、水蒸気 (0.1 MPa, 100°C) の音速 473.5 m/s に比べて十分低い速度 (マッハ数 0.13) であり、したがって閉塞など、圧縮性流体特有の問題は含まれていない。

式(14)を式(8)の右辺に代入すれば、液膜の限界厚さ δ_c に対し、次の無次元表示が得られる。

$$\frac{\delta_c (q/H_{fg})^2}{\rho_v} = 0.00536 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \dots\dots\dots (15)$$

上式は、1章で述べた Gaertner らの観察結果 (iv) の液膜厚さが熱流束の増加につれて減少する事実と合致している。また、大気圧の飽和水が熱流束 $q = 0.945 \text{ MW/m}^2$ で沸騰するとき、 $\delta_c = 0.056 \text{ mm}$ となる。これに対し、Gaertner [文献(14)の討論] は、上記の熱流束下にある水平円形加熱面 (直径 50 mm) 周辺部の蒸気

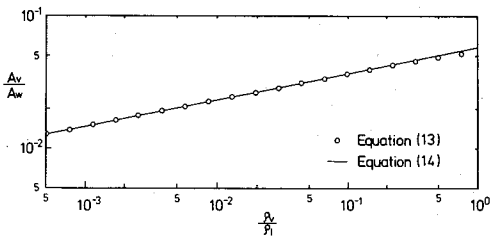


図4 A_v/A_w の値

茎の平均高さを $\delta_c = 0.12 \text{ mm}$ と観測している。この値は、前記予測値の約2倍の大きさであるが、周囲液体に直接触れている加熱面周辺部では液膜厚さが厚くなるのはむしろ当然であろう。また、小さな値であるため測定誤差も考えられる。したがって、式(15)の妥当性は決して低くないと思われ、式(8)での $\delta_c = \lambda_H/4$ の仮定も修正を加えない。

3. 有限物体のプール沸騰 CHF

3・1 水平円柱面 図5(a)に示すような、直径 d が比較的小で、かつ無限に長い水平円柱面 (現実には、軸長/直径の比が20以上) を考える。このとき、円柱面上の液膜 (蒸気茎を含む) の状況は図5(b)で与えられるから、気ほう滞留時間 τ_d の間の液膜ドライアウトに関し、式(11)の代わりに次式が得られる。

$$\tau_d q A_w = \rho_l \delta_c (A_w - A_v + A_w \delta_c/d) H_{fg} \dots\dots (16)$$

いま円柱の直径が過度に小さい場合を除外し、 $\delta_c/d \ll 1$ 、すなわち上式右辺() 内で第3項が無視できる範囲のみを考える。

さて、Lienhard-Wong⁽⁷⁾ によれば、直径 d の水平円柱面状の気液界面がある場合のテイラー不安定の最危険波長 λ_b は、円周方向の表面張力の影響が加わるため、式(9)の代わりに次式で与えられる。

$$\lambda_b = \sqrt{3} \times 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \left\{ 1 + \frac{2\sigma}{d^2 g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{-1/2} \dots\dots\dots (17)$$

また図5(a)にみるように、1個の気ほうの生長に係する加熱面積は $\pi d \lambda_b$ である [文献(20)参照] から、

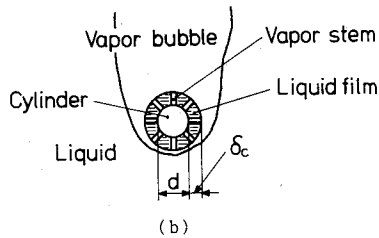
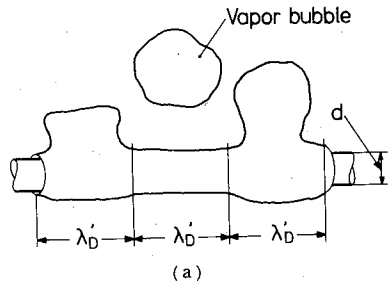


図5 水平円柱加熱面の高熱流束プール沸騰

気泡の体積成長速度 v_1 は、

$$v_1 = \pi d \lambda_{\text{eff}} / (\rho_v H_{\text{fg}}) \dots\dots\dots (18)$$

したがって式(2), (3), (8), (16)~(18) (ただし $\delta_c/d \ll 1$ の条件下) から限界熱流束 q を解き、これを q_{co} と書けば、直ちに次の関係を得る。

$$\begin{aligned} \frac{q_{\text{co}}}{\rho_v H_{\text{fg}}} / \sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}} \\ = \left(\frac{\pi^4}{2^{11} \times 3^2} \right)^{1/16} \left(\frac{A_v}{A_w} \right)^{5/8} \left(1 - \frac{A_v}{A_w} \right)^{5/16} \\ \times \left\{ \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) / \left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right) \right\}^{3/5} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{R'} \right\}^{1/16} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{1}{(R')^2} \right\}^{1/32} \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

ここに、 $R' = (d/2) / \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$ である。この式(19)を無限平板に対する式(12)と比較すれば、

$$\frac{q_{\text{co}}}{q_{\text{co},z}} = \left(\frac{\sqrt{3}}{R'} \right)^{1/16} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{1}{(R')^2} \right\}^{1/32} \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 $q_{\text{co},z}$ の値は式(1)で与えられる。

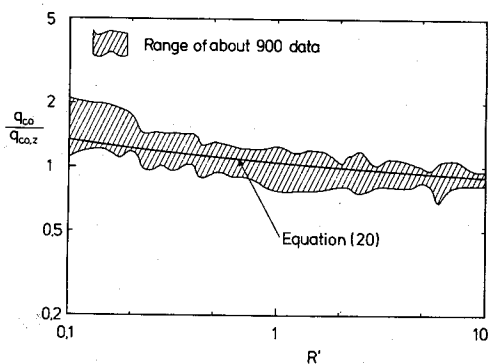


図6 水平円柱加熱面のプール沸騰限界熱流束

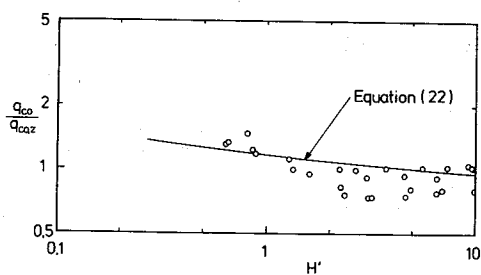


図7 水平帯状加熱面のプール沸騰限界熱流束

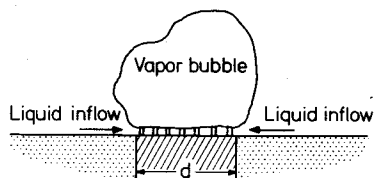


図8 水平円板加熱面の高熱流束プール沸騰

図6は、式(20)による水平円柱CHFの予測値を、Sun-Lienhard⁽⁵⁾が8種類の流体に対して集めた約900個の実験データの分布範囲と比較したものである。両者の一致は、かなり良好と言えよう。

3・2 水平帯状板 (板面垂直配置, 両面加熱) 無

限に長い水平帯状板 (幅 H) を板面が垂直になるように液中に張り、かつ両面を加熱する場合を考える。このような形状に対し、テイラー不安定の最危険波長の正確な値は現在不明であるが、幅 H が小さい時は、この水平帯状板の加熱面を表面積の等しい水平円柱で置き換えることにより、限界熱流束の大まかな予測は可能であると思われる (帯状板の厚さの影響は、簡単のため無視)。すなわち試みに、

$$\pi d = 2H \dots\dots\dots (21)$$

で与えられる相当直径 d を用い、これを式(20)へ代入すれば、

$$\frac{q_{\text{co}}}{q_{\text{co},z}} = \left(\frac{\sqrt{3}\pi}{H'} \right)^{1/16} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{H'} \right)^2 \right\}^{1/32} \dots\dots\dots (22)$$

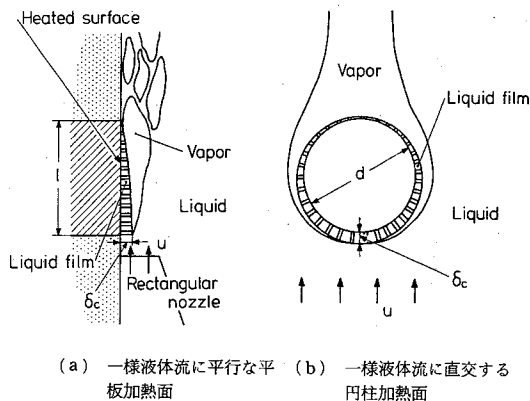
ここに、 $H' = H / \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$ である。図7は、式(22)の予測値を Lienhard-Dhir の論文⁽⁴⁾の表1のデータ (流体は4種類) と比較したものである。図6の場合ほど一致はよくないが、だいたいの傾向は合っている。

3・3 小さな上向き水平円板

図8のように、水平円板で、直径 d がテイラー不安定の最危険波長 λ_b に比べ小さく、円板上に1個の蒸気泡が形成される場合を考える。ここでは、気泡の生長に關与する加熱面面積は $\pi d^2/4$ (もはや λ_b は関係しない)、したがって気泡の体積成長速度 v_1 は、

$$v_1 = (\pi d^2/4) q / (\rho_v H_{\text{fg}}) \dots\dots\dots (23)$$

また現在は、図3や図5の状況とは異なり、図8にみるように隣接部分に蒸気発生や蒸気泡がなく、液膜



(a) 一樣液体流に平行な平板加熱面 (b) 一樣液体流に直交する円柱加熱面

図9 強制流動・高熱流束沸騰

周辺部は常に周囲液体に露出している。さらに、甲藤・菊地⁽²¹⁾によれば、沸騰している加熱面上の時間平均圧力は、周囲の圧力に比べて小さい。したがって、蒸気ほうの成長中にも周囲から液膜内への液体の流入がある程度生ずるものと推測される。ここではその効果を簡単に考慮するため、式(11)を次のように書く、

$$\tau_{d,q} A_w = \rho_l \delta_c (A_w - A_v) (1+k) H_{fg} \dots\dots\dots (24)$$

ここに k は、周辺からの液体流入による液体の増加比率を示す。事実、甲藤・国広⁽²²⁾ は、円形加熱面上に細管で液を供給すると、プール沸騰 CHF が増加することを示している。さて、式(2)、(3)、(8)、(23)、(24) から限界熱流束 q を解き、これを q_{co} と書き、かつ式(12)の $q_{co,z}$ と比較すると、

$$\frac{q_{co}}{q_{co,z}} = (1+k)^{5/16} \times \left\{ \left(\sqrt{3} \times 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right)^2 / \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right) \right\}^{1/16} \dots\dots\dots (25)$$

直径 10 mm の銅加熱面上の大気圧水の飽和プール沸騰に関し、文献(15)、(23)、(24)に発表されている 6 個の CHF データの平均値 $q_{co} = 1.54 \text{ MW/m}^2$ を式(25)と比較すると、次の結果を得る、

$$k = 0.83$$

これは、単に直径 10 mm の円板加熱面に対する経験値にすぎないが、妥当な値であると思われる。

4. 強制流動沸騰の CHF

これまで 2、3 章において、本報モデルが飽和プール沸騰の CHF 特性をかなり良く説明できることを示した。そこで本章では、飽和液中に沈められた平板や円柱面上の強制流動沸騰への適用を検討してみよう。

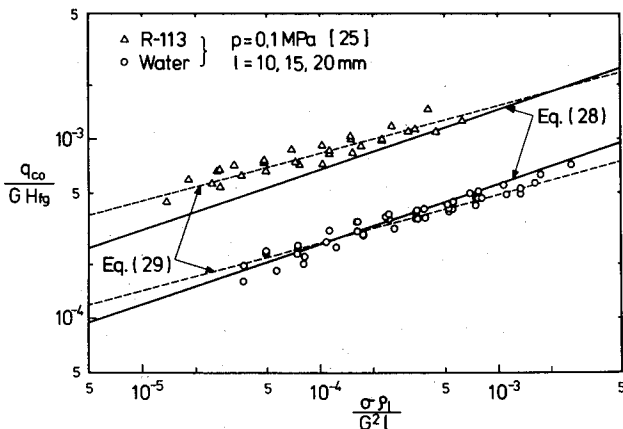


図 10 一樣液体流に平行な平板加熱面の限界熱流束

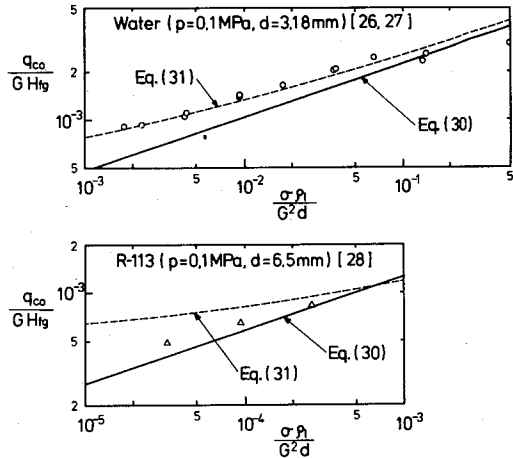


図 11 一樣液体流に直交する円柱加熱面の限界熱流束

4.1 一樣液体流に平行な平板面 図 9 (a) は、

速度 u の飽和液流に平行に、長さ l の加熱平板面がある場合で、プール沸騰の場合と異なり、気液の流れや挙動に定常性が強くなる。この場合、加熱面上の液膜内の多数の蒸気基から噴出する蒸気は、液膜上で集合し、主流にひかれて下流方向へ流れる。一方、液膜内の液体も下流に向かって流れるが、主流と液膜との間の液のやりとりは、主に、平板上流端における流入(流入速度は u) であり、そのほか(加熱面途中でのエントレインおよびデポジットなど)は小さいと考えられるため無視すると、液膜厚さは、平板上流端で式(15)の与える限界値 δ_c をとり、下流に行くにしたがい、蒸発のため減少する。そして、液膜に流入する液体が蒸発で吸収する熱量が、平板からの加熱量にちょうど等しくなる時、限界熱流束に至ると考えることができる。このとき熱バランスは、

$$\rho_l \delta_c u H_{fg} = q l \dots\dots\dots (26)$$

したがって上式左辺の δ_c に式(15)の δ_c を代入し、 q を解いてこれを q_{co} と書けば、次の関係が得られる。

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.175 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \times \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (27)$$

ここに G は、 $G \equiv u \rho_l$ で、液体流の質量速度である。式(27)は、 ρ_v / ρ_l が 1 に比べて十分小さい通常状況下では、次のように書ける。

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.175 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (28)$$

図9(a)の沸騰系に対し、甲藤・倉田⁽²⁵⁾は、 $l=10, 15, 20$ mmの平板を用い、大気圧の水 ($\rho_v/\rho_l=0.000624$) および R-113 ($\rho_v/\rho_l=0.00488$) の実験を行っている。図10は、その実験データを式(28)の予測値と比較したもので、破線は、上記の実験データから甲藤・倉田が求めた実験公式

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.559} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.264} \dots \dots \dots (29)$$

を示す。式(28)の予測値と実験データの一致は、水の場合にはかなり良く、R-113ではいくぶん悪化している。またいずれの場合にも、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ の指数について、予測値は1/3であるのに対し、実験公式は約0.26であり、多少差がある。こうした相違は、液膜厚さ δ_c や液膜内への液体の流入などに対して、流れの影響が加わるためと推定される。

4・2 一樣液体流に直交する円柱面 図9(b)のように、速度 u の液体流に直交して直径 d の円柱加熱面がある場合を考える。この時、もし、曲率の影響が無視できて、4・1節と同じCHF機構を考えることができるのであれば、円柱の半周長さ $\pi d/2$ (前方よどみ点から後方よどみ点まで)と同じ長さの平板加熱面を考えればよいことになる。したがって、式(27)で $l = \pi d/2$ とおけば、

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.151 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \dots \dots \dots (30)$$

図11は、式(30)の予測値を、Vliet-Leppert⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾の $d=3.18$ mm、大気圧下の水のデータ(○印)および Yilmaz-Westwater⁽²⁸⁾の $d=6.5$ mm、大気圧下のR-113のデータ(△印)と比較したものである。実験データは、 $\sigma \rho_l / G^2 d$ の指数に対し両者とも0.26程度であり、平板の場合と同じ機構でCHFに至るものと予想される。実験データと式(30)の予測値が、下図でよく一致し上図で差が大になるのは、曲率の影響かもしれない。

なお図11の破線は、Lienhard-Eichhorn⁽¹⁰⁾が4種類の流体に対する実験データ($d=0.5-1.7$ mm, $\rho_v/\rho_l=0.00068-0.0059$)から求めた下記整理式(高速の場合)の予測値を示す。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{169} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/4} + \frac{1}{19.2} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \right\} \dots \dots \dots (31)$$

式(31)の精度が図11上図で良く下図で悪化する原因は、下記によるものである。すなわち、Lienhard-Eichhornが式(31)の作成に使用した実験データは、 $\sigma \rho_l / G^2 d = 9 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-1}$ の範囲であり、この範囲

では、式(31)の右辺{ }内で、第1項は第2項に対する補正項的なはたらきをしている〔これにより、式(31)は、図11上図で $(q_{co}/GH_{fg}) \propto (\sigma \rho_l / G^2 d)^{0.26}$ の関係を示す〕。一方、下図では $\sigma \rho_l / G^2 d$ の値が小さく、第1項のウェイトが大きすぎる状態になっているためである。

5. 本報モデルの特徴

(1) 従来の流体力学的不安定理論では、ヘルムホルツ不安定で蒸気の脱出が困難となる結果CHFに至る、すなわち不安定の発生はCHF時に限られると考えているのに対し、本報では、ヘルムホルツ不安定は、小さな蒸気茎の側面に発生し、加熱面上に接して存在し得る液の最大厚さ、すなわち供給される液量を規定するという立場をとっている。したがってヘルムホルツ不安定は、CHF時だけでなく、干渉領域(高熱流束核沸騰)においては常に発生していると考えており、この点で従来の不安定理論とは根本的に異なっている。また不安定の結果、多数の蒸気茎からの蒸気が液膜上で集合し、大きな気ほうを形成することが考えられるが、この状況は、高熱流束核沸騰で観察される干渉領域の流体挙動と良く対応している。

(2) 本報モデルでは、CHFの直接原因を液膜ドライアウトに求めているため、液膜への液の供給機構が重要となるが、これを現実の状況と対応するように与えている。すなわちプールの沸騰では、大きな気ほうの離脱時における加熱面全面への供給と気ほう成長中における加熱面周辺からの流入を、強制流動沸騰では、加熱面上流端からの流入を、それぞれ考えている。これにより、プール沸騰から強制流動沸騰にわたり、CHFのメカニズムを自然な形で説明できる。

(3) プール沸騰CHFに関する既存モデルは、流体力学的不安定による蒸気脱出流路の崩壊を原因とするものおよび、大きな蒸気ほうによる液体流入の妨害を原因とするものの二つに大別できる〔文献(29)参照〕。それに対し、本報モデルは、4章までの結果にみるように、プール沸騰、強制流動沸騰のいずれにおいても流体粘性がCHFに大きな影響を及ぼさないという実験事実と合致している一方、ぬれやすさなどの加熱面特性のCHFへの影響についても解析可能な形式であり、両モデルの特長を兼ね備えている。

6. 結 論

高熱流束核沸騰下の加熱面上に発生する小さな蒸気噴流の側面にヘルムホルツ不安定を適用した結果、加熱面上にある有限厚さの液膜が残される状況が発生す

ることが導き出された。この状況下において、液膜が蒸発することによって加熱面全体を覆うことができなくなるとCHFに至ると考える、新しい流体力学的モデルを構成した。そして、液体の供給機構を現実の状況と対応するように与えることにより、プール沸騰から強制流動沸騰（外部流）にわたるさまざまな飽和沸騰系に対し、CHFがかなり正確に予測できることを示した。なお本報では、加熱面が十分ぬれやすい場合のみを考えており、ぬれにくい加熱面に対しては、適切な修正が必要である。

本研究については、文部省エネルギー特別研究・科学研究費補助金（昭和57年度 No. 57040016）の援助を受けているので、ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Zuber, N., *AEC Rep.*, No. AECU-4439 (1959).
- (2) Hewitt, G. F. (Hetsroni, G. 編), *Burnout, in Handbook of Multiphase Systems*, (1976), 6.119, Hemisphere.
- (3) Kutateladze, S. S., *Zhurn. Tekhn. Fiz.*, 20-11 (1950), 1389.
- (4) Lienhard, J. H. and Dhir, V.K., *Trans. ASME, Ser. C*, 95-2 (1973), 152.
- (5) Sun, K. H. and Lienhard J.H., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13(1970), 1425.
- (6) Lienhard, J. H., ほか2名, *Trans. ASME, Ser. C*, 95-4 (1973), 477.
- (7) Lienhard, J. H., and Wong, P.T.Y., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-2 (1964), 220.
- (8) Lienhard, J.H., and Hasan M.Z., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 101-2 (1979), 383.
- (9) Lienhard, J.H. and Eichhorn, R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22 (1979), 774.
- (10) Lienhard, J.H. and Eichhorn, R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19 (1976), 1135.
- (11) Lienhard, J.H. and Hasan, M.Z., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 101-2 (1979), 276.
- (12) Moissis, R. and Berenson, P.J., *Trans. ASME, Ser. C*, 85-3 (1963), 221.
- (13) Gaertner, R.F. and Westwater, J.W., *Proc. Chem. Eng. Prog. Symp.*, Ser. 56-30 (1960), 39.
- (14) Gaertner, R.F., *Trans. ASME, Ser. C*, 87-1 (1965), 17.
- (15) 甲藤・横谷, 機論, 41-341 (昭50), 295.
- (16) Davidson, J.F. and Schueler, B.O.G., *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 38 (1960), 335.
- (17) Walters, J.K. and Davidson, J.F., *J. Fluid Mech.*, 17 (1963), 321.
- (18) Ivey, H., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 10 (1967), 1023.
- (19) Sernas, V., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16 (1973), 1820.
- (20) Jordan, D.P. (Trvine, T.F.Jr. and Hatnett, J.P. 編), *Film and Transition Boiling, in Advances in Heat Transfer*, 5(1968), 109, Academic Press.
- (21) 甲藤・菊地, 機論, 38-309 (昭47), 1049.
- (22) 甲藤・国広, 機論, 39-317 (昭48), 269.
- (23) 甲藤・横谷, 機論, 34-258 (昭43), 345.
- (24) 甲藤・横谷, 機論, 37-295 (昭46), 535.
- (25) 甲藤・倉田, 機論, 47-415, B (昭56), 545.
- (26) Vliet, G.C. and Leppert, G., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-1 (1964), 59.
- (27) Vliet, G.C. and Leppert, G., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-1 (1964), 68.
- (28) Yilmaz, S. and Westwater, J.W., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 102-1 (1980), 26.
- (29) Zuber, N., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 6 (1963), 57.

討 論

〔質問〕 西尾茂文〔東京大学生産技術研究所〕

CHFに関する新しいモデルのご研究に対し興味深く拝見した。本モデルは核沸騰液層内にヘルムホルツ形不安定を想定する点に特徴があると思われる。一般にヘルムホルツ形不安定が発生するためには、対象としている流動場の長さ（今は厚さ）が瞬間的にでも λ_H を越える必要があると思われるが、本研究中で取扱われている各系において、この状況がいつどこで発生するのか、例えば図3の系では、合体気ほう離脱後にいったん核沸騰液層が λ_H 以上の厚さとなり、その結果として合体気ほう生長初期における核沸騰液層の厚さがヘルムホルツ形不安定に支配されることは考え得ると思うが、図9のように蒸気がある意味で連続的に流れている系では、ヘルムホルツ形不安定が核沸騰液層内のどこでいつ発生し得るのか〔ちなみに、式(26)では気ほうサイクルを代表する時間スケールが入ってい

ない〕、この点についてご教示願いたい。

〔回答〕 蒸気茎の界面には、その長さによる制約で、ある長さまでに限られることを除くと、さまざまな波長成分が発生する。ヘルムホルツ不安定により、このうち臨界波長より短い波長の波は安定に存在できるが、それより長い波長成分は発散する。そのため蒸気脱出流路である蒸気茎は崩壊し、蒸気が加熱面から遠ざかるのが妨げられる。ただし、加熱面近くの部分は、壁面による抑制作用が強いため崩壊には至らない。その結果、蒸気茎の長さは限界値 δ_c を超えることができず、厚さ δ_c の液膜を加熱面上に残して蒸気はその上方にたまり始める、というのが本モデルの基本的な考え方である。ここで δ_c は、臨界波長より長い波長の波が存在することのない蒸気茎長さの最大値である。

さて、図3の系では、合体気ほう離脱した瞬間か

ら蒸気茎は発ぼう点から速度 u_0 で伸び始める。そしてその長さが δ_c を超えると不安定が発生し、その先に合体気ほうを形成する。いったん δ_c の厚さの液膜が形成されると、それ以後は蒸発により液膜が薄くなるので不安定は生じなくなる。このようにヘルムホルツ不安定は、合体気ほう離脱直後に発生し、しかも加熱面上のすべての蒸気茎で起こる。

一方図9の系では、加熱面上流端においてノズルから液が液膜へ流入しようとする際に、蒸気の層を加熱面から引き離そうとしていると考えられる。しかし、蒸気茎のうち加熱面からの距離が δ_c を超える部分は、不安定の発生により崩壊する。そのため、上流端において液膜厚さは定常的に δ_c に保たれることになる。なお、液膜厚さが蒸発によって下流ほど薄くなっているとしているため、これより下流では不安定は生じない。このようにヘルムホルツ不安定は、加熱面上流端で常時発生している。

以上のように、図3（プール沸騰系）や図9（強制流動沸騰系）のような系の違いにかかわらず、全く同じメカニズムによって厚さ δ_c の液膜が形成される。なお、ヘルムホルツ不安定によって厚さ δ_c の液膜が形成される状況は、限界熱流束時に限らず、高熱流束下の核沸騰時に生じるものである。

〔質問〕 青木 成文

（東京工業大学原子炉工学研究所）

従来のヘルムホルツ不安定の考え方に対して、本モデルによる考え方を導入した結果、前者とは実質的にどのような差異が生じたかを明らかにしていただきたい。すなわち、理論的考察がどのように改良されたかを具体的に比較していただきたい。

〔回答〕 蒸気の脱出流路にヘルムホルツ不安定を適用して限界熱流束を論じている点では Zuber や Lienhard と同様であるが、以下に示す点において異なっている。

(1) 適用の場所 従来の理論では、合体気ほうに相当する、スペーシングがテイラー不安定で決定される大きな流れにヘルムホルツ不安定を適用しているのに対し、本モデルは、発ぼう点から生ずる小さな蒸気流路（蒸気茎）を対象としている。

(2) 適用の仕方 従来の理論では、一つの特定の波長に関して不安定が発生する時限界熱流束を呈するとしている。これに対し、本モデルでは、ヘルムホルツ不安定に基づき加熱面上に安定に存在できる液の厚さに限界値（最大値）があることを示し、臨界波長からその限界厚さを決定している。すなわち本モデルでは、ヘルムホルツ不安定理論に忠実に、すべての波長を考慮しており、不安定の発生も限界熱流束時に限っていない。なお、加熱面上の液の厚さに限界値が存在することにより干渉域の流体挙動が生じていると考えられ、限界熱流束も干渉域の一つの状態として取扱っている。また、限界熱流束の条件は、加熱面に接して存在している液膜のドライアウトとしており、これは質問者らが、「非定常熱入力時の沸騰とバーンアウト（第1報）」(付1)で考察に用いたのと同じ考え方である。

(3) 従来の不安定理論では、プール沸騰に対しては不安定を調べる波長を加熱面形状によって別々に決定していたし、強制流動系には適用できなかった。また、ヘルムホルツ不安定をベースにした理論展開ができなかった強制流動系に対し Lienhard が提案した力学エネルギー安定判別の考え方は、経験定数を必要とするうえ、理論に無理が感じられる。

これに対し本モデルでは、外部流形式のプール沸騰から強制流動沸騰まで、自然な形でヘルムホルツ不安定理論が適用可能となった。しかも、経験定数を必要とせず、ぬれやすさなどの加熱面特性も考慮できる形式となっている。

(付1) 青木・ほか2名、機論、41-350(昭50)、2950。

飽和液体の低速上昇流に直交して置かれた一様加熱・ 水平円柱面上の限界熱流束*

甲 藤 好 郎**, 原 村 嘉 彦***
Yoshiro KATTO, Yoshihiko HARAMURA

Key Words: Burnout, Critical Heat Flux, Pool Boiling, Forced Convection Boiling, Multiphase Flow, Phase Change

1. 序

本報では、上向きに一様な流速で流れている飽和液の中に、一様に加熱される水平円柱を置いて高熱流束の核沸騰を生じさせる状況下の限界熱流束 (CHF) を考える。この場合、液体の流速が非常におそい間は、プール沸騰からの延長で、円柱の軸方向に、ある間隔ごとに大きな集合気泡の形で蒸気離脱流れ (三次元的流れ) を生じているが、液体流速が十分に大になると、円柱から後流方向に連続的な1枚のシート状の蒸気流れ (二次元的流れ) を生じる。流速によって、このような二つの蒸気流動様式が存在することは、Cochran-Andracchio⁽¹⁾が高速カメラを用いて見だし、次いでLienhard-Eichhorn⁽²⁾は、両流動様式間の遷移に対して経験的な規準を与えている。一方、Mckee-Bell⁽³⁾は、同一流速の条件下に、加熱円柱の直径が大になると、急にCHFが減少する箇所があることを示し、それ以上直径の大きな円柱の上部付近の沸騰状況がプール沸騰の状況に近くなるためではないかとの推測を記している。

上記の気ほう状流れおよびシート状流れの両状況下のCHFについて、Cochran-Andracchio⁽¹⁾は半経験的解析をおこなっている。すなわち、気ほう状流れ域のCHFについては、プール沸騰CHFに強制対流熱伝達の効果が加算されるものであるとの考えに立つ解析であり、一方、シート状流れ域のCHFについては、蒸気に覆われた円柱の後方よどみ点位置で、そこをぬらす液体が欠乏することによってCHFが生ずるとの概念に基づくVliet-LeppertのCHF予測式を利用した解析である。

本報の著者らは最近⁽⁴⁾、外部流形式をもつ飽和沸騰CHFに対し、一つの新しい流体力学的不安定モデルを提出、そしてプール沸騰 (気ほう状流れを伴う)、および強制流動沸騰 (シート状流れを伴う) の代表的な沸騰系のCHFを理論的に、かなり良く説明できることを示した。そこで本報では、円柱加熱面に関し、上記のプール沸騰CHFの解析を、低速の強制流動 (気ほう状流れを保持) の場合に拡張する。そして比較的高速 (シート状流れを伴う) の強制流動沸騰CHFの解析と組合わせて、実験データと比較し、気ほう状流れ域のCHFデータと理論の対応、ならびに気ほう状流れからシート状流れへの流動様式遷移に伴うCHFの特性変化の理論的背景を検討する。

記 号

- A_v : 蒸気茎 (vapor stem) の総断面積
- A_w : 加熱面面積
- d : 円柱の直径
- G : 液体の質量速度 $= u \rho_l$
- g : 重力の加速度
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- q : 熱流束
- q_{co} : 飽和沸騰の限界熱流束
- $q_{co,z}$: Zuber式(10)で与えられる q_{co}
- $R' = (d/2) / \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$
- s : 気ほう中心の高さ
- t : 時間
- u : 一様液体流の速度
- $u' = u / \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2}$
- V : 気ほう体積
- v_1 : 気ほうの体積増加加速度
- δ_c : 液膜厚さ (限界値)

* 昭和57年11月25日 第918回講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和57年6月26日。

** 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

*** 准員、東京大学大学院。

- λ_D : テイラー不安定の最危険速度
- ρ_l : 液体密度
- ρ_v : 蒸気密度
- σ : 表面張力
- τ_d : 気ほう滞留時間

2. 解 析

2・1 プール沸騰における CHF 図1は、著者らの前報⁽⁴⁾で扱った無限長・水平円柱面上の高熱流束・飽和プール沸騰の状況である。図1(a)は、発生蒸気の流動状況を示し、平均ピッチ λ_D ごとに大きな気ほう状に集合、離脱するが、ここに λ_D はテイラー不安定の最大危険波長であり、直径 d の水平円柱の場合、Lienhard-Wong⁽⁵⁾によって次式で与えられる。

$$\lambda_D = \sqrt{3} \times 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \left\{ 1 + \frac{2\sigma}{d^2 g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

一方、図1(b)は、上記の蒸気のもとにあつて、かつ円柱面をぬらしている薄い液膜の状況を示す。この液膜は、厚さが十分に厚い間は、核沸騰に起因して多くの小さな円柱状蒸気茎(vapor stem)を含んでいて、加熱面から伝えられる熱は、蒸気茎の底部付近の気液界面で潜熱により吸収され、それによって発生する蒸気は蒸気茎内を流れ、外部の大きな気ほうに流入する。また沸騰蒸発の結果、液膜が非常に薄くなると、液膜上面からの蒸発も生ずる。しかし、いずれにせよ、

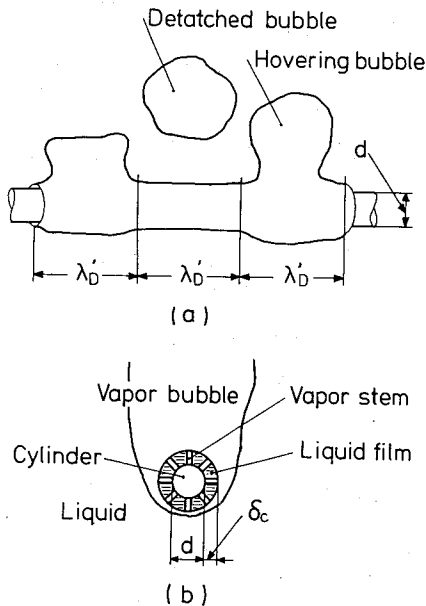


図1 無限長、水平円柱面上の高熱流束、飽和プール沸騰

液膜から蒸気の供給を受ける蒸気ほうの体積生長速度 v_1 は、加熱面熱流束が q のとき次式で与えられる。

$$v_1 = \pi d \lambda_D q / (\rho_v H_{fg}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

このようにして生長する蒸気ほうは、十分に大きくなると離脱、上昇し、そのあとには直ちに次の新しい蒸気ほうの形成が開始されることが実験的に知られている。円柱面をぬらす液膜への液体補給は、上記の蒸気ほう離脱時のみに生じ、その時に加熱面上に構成される液膜の初期厚さを δ_c とすると、蒸気ほうが加熱面上に滞留する周期(生長開始から離脱までの時間) τ_d の間に、図1(b)の液膜に含まれる液体が全部乾ききるためのエネルギーバランスは次式で与えられる。

$$\tau_d q A_w = \rho_l \delta_c (A_w - A_v + A_w \delta_c / d) H_{fg} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに A_w は加熱面面積、 A_v は蒸気茎の断面積の飽和である。液膜の初期厚さ δ_c については、前報⁽⁴⁾において著者らは、液膜内の蒸気茎の気液界面のヘルムホルツ不安定に基づいて決定されるものとし、下記の間係を求めている。

$$\delta_c = \frac{\pi}{2} \sigma \frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l \rho_v} \left(\frac{A_v}{A_w} \right)^2 \left(\frac{\rho_v H_{fg}}{q} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに面積比 A_v/A_w は次式で与えられる。

$$A_v/A_w = 0.0584 (\rho_v/\rho_l)^{0.2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

一方、気ほうの加熱面近傍での滞留周期 τ_d は、図2の気ほうモデルを用い、気ほう運動の力学的解析から下記のようにして求められる(甲藤・横谷⁽⁶⁾参照)。すなわち、液体中で固定点Pから気体が供給され、生長開始後の時間 t における気ほう体積を V 、固定点から測って気ほう中心位置Oの高さを s とすると、浮力を受けて上昇する気ほうに対し下記の運動方程式が書かれる。

$$\frac{d}{dt} \{ (\xi \rho_l + \rho_v) V \frac{ds}{dt} \} = (\rho_l - \rho_v) V g \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに ξ は、気ほう運動とともに動く液体体積の気ほう体積に対する相対比率であつて、 $\xi = 11/16$ とおけば十分である⁽⁶⁾。また式(6)に含まれる気ほう体積 V

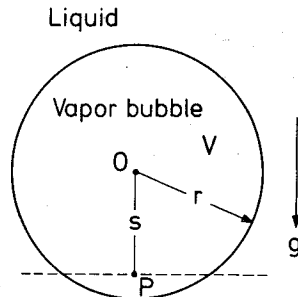


図2 液体中で生長する気ほうの運動モデル

は、気ほうの体積生長速度 v_1 のとき

$$V = v_1 t \dots\dots\dots (7)$$

図2において、 $t=0$ 以降、気ほう中心Oは刻々に上昇するが、気ほう体積 V の膨張のため、しばらくの間は $s < r = \sqrt[3]{3V/(4\pi)}$ の状態が持続し、これが気ほうの滞留に相当すると考えることができる。そこで式(6)、(7)を解き、初期条件($t=0$ で $s=0$)、離脱条件($t=\tau_d$ で $s=r=\sqrt[3]{3V/(4\pi)}$)を考慮すると、 τ_d が次式のごとく求められる。

$$\tau_d = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/5} \left\{ \frac{4(\xi\rho_l + \rho_v)}{g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{3/5} v_1^{1/5} \dots\dots (8)$$

ここに、 $\xi=11/16$

ここで式(1)~(5)、(8)から $\lambda_b, \delta_c, A_v/A_w, \tau_d, v_1$ を消去し、かつ式(5)の示すごとく A_v/A_w の値は0.0584以下なので簡単のため1に比べてこれを無視して q を求め、これを限界熱流束 q_{co} と書けば次の結果を得る。

$$\begin{aligned} \frac{q_{co,z}}{q_{co,z}} &= \left(\frac{\sqrt{3}}{R'} \right)^{1/16} \left\{ 1 + \frac{1}{2(R')^2} \right\}^{1/32} \\ &\times \left\{ 1 + 0.156 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \frac{1}{R'} \right. \\ &\times \left. \left. \frac{1}{(q_{co}/q_{co,z})^2} \right\}^{5/16} \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに $R' = (d/2) / \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$ 。また左辺分母の $q_{co,z}$ は、無限大の上向き水平平板上のプール沸騰の限界熱流束であって、式(1)、(3)で $d \rightarrow \infty$ とし、かつ式(2)の代わりに $v_1 = (\lambda_b)^2 q / (\rho_v H_{fg})$ とすれば求められるものである。なお、この $q_{co,z}$ の具体的な数値は、下記のZuberの式(10)で与えられることが実験的に検証されている(前報⁽⁴⁾参照)。

$$\frac{q_{co,z}}{\rho_v H_{fg}} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}} = 0.131 \dots\dots\dots (10)$$

式(9)の根 $q_{co}/q_{co,z}$ は、 R' および ρ_v/ρ_l の関数と

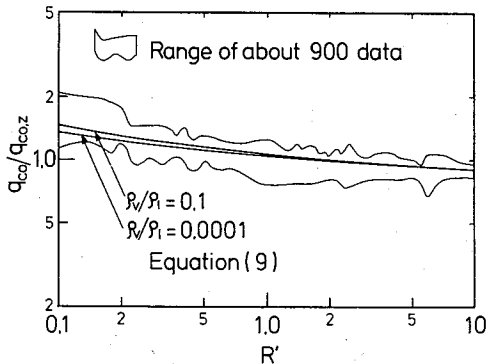


図3 水平円柱面上のプール沸騰の限界熱流束 q_{co} (R' : 無次元半径, ρ_v/ρ_l : 気液密度比)

して、コンピュータで容易に求められる。図3は、こうして式(9)から求めた $q_{co}/q_{co,z}$ 予測値を、Sun-Lienhard⁽⁷⁾の集めた約900個の $q_{co}/q_{co,z}$ 実験データの存在範囲と比較したもので、両者はかなり良い一致を示している。

2.2 気ほう状流れ域におけるCHF

図3の結果は、2.1節の解析が相当な妥当性をもつことを示している。したがって、この解析を液体が一様な速度をもつ場合に拡張してみることは興味がある。いま図2において液体が一様な上向き速度 u をもつ場合を考えると、この液体に相対的な気ほう中心Oの上昇速度は $ds/dt - u$ (ここに ds/dt は固定点Pをベースとした絶対速度)である。したがって、運動方程式(6)は次のごとく書き直される。

$$\frac{d}{dt} \left\{ (\xi\rho_l - \rho_v) V \left(\frac{ds}{dt} - u \right) \right\} = (\rho_l - \rho_v) V g \dots\dots\dots (11)$$

気ほう体積 V については式(7)がそのまま成立する。したがって、式(11)の V に式(7)を代入し、2.1節の場合と同様に解けば、 τ_d に関して、式(8)の代わりに次式が求められる。

$$\begin{aligned} \tau_d &= \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/5} \left\{ \frac{4(\xi\rho_l + \rho_v)}{g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{3/5} \\ &\times v_1^{1/5} \left\{ 1 + \frac{4(\xi\rho_l + \rho_v)u}{\tau_d g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{-3/5} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

本節では、気ほう状流れ域、すなわち u が小さい範囲を対象としている。したがって、テイラー不安定の最危険波長 λ_b については、式(1)が近似的にそのまま適用できると考えて差しつかえない。この時、2.1節とまったく同じ方法で限界熱流束 q_{co} が求められ、その結果、式(9)の代わりに次式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{q_{co}}{q_{co,z}} &= \left(\frac{\sqrt{3}}{R'} \right)^{1/16} \left\{ 1 + \frac{1}{2(R')^2} \right\}^{1/32} \left\{ 1 + 0.156 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \right. \\ &\times \left. \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \frac{1}{R'} \frac{1}{(q_{co}/q_{co,z})^2} \right\}^{5/16} \\ &\times \left\{ 1 + 1.68 \frac{\frac{11}{16} + \frac{\rho_v}{\rho_l}}{\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)} \right. \\ &\times \left. \frac{\left(\frac{q_{co}}{q_{co,z}} \right)^3}{1 + 0.156 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \frac{1}{R'} \frac{1}{(q_{co}/q_{co,z})^2}} u' \right\}^{1/16} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ここに $u' = u / \sqrt{g(\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2}$ 。式(13)は $q_{co}/q_{co,z}$ について、かなり複雑な関係の方程式であるが、その根 $q_{co}/q_{co,z}$ をコンピュータで求めるのは容易である。その結果の一部を表1に示す。表1によれば、 u' の増加

とともに $q_{co}/q_{co,z}$ は徐々に増加する傾向を有している。なお、いうまでもなく、表 1 で $u'=0$ の場合の $q_{co}/q_{co,z}$ は、式(9)および図 3 の結果に一致する。

2・3 シート状流れ域における CHF 液体速度 u が大きく、蒸気がシート状の流れ様式を生ずる場合の状況を図 4 に示す。そして u が十分に大きく、流れに対し重力の加速度の影響が無視できる場合は、前報⁽⁴⁾に従い以下の解析ができる。すなわち図 4 で円柱の前方よみ点で厚さ δ_c の液膜に対し、飽和液が速度 u で流れこみ、以後、加熱面に沿って流れるうちに沸騰蒸発し、後方よみ点でちょうどドライアウトする条件下のエネルギーバランスは

$$q\pi d/2 = \rho_l \delta_c u H_{fg} \dots\dots\dots(14)$$

上式右辺の δ_c に式(4),(5)を代入し、 q を限界熱流束

束 q_{co} と書けば直ちに

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.151 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.467} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{q \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \dots\dots\dots(15)$$

ここに G は $G = u \rho_l$ 、すなわち液体主流の質量速度である。

3. 実験データとの比較

著者らの知るかぎり、気ほう状流れ域を含んで測定されている水平円柱面上の CHF の既存データは、その数が必ずしも多くないが、式(13)、(15)による CHF 予測値との比較を試みよう。

3・1 液体流速 u による限界熱流束 q_{co} の変化

図 5, 6 は大気圧の水 ($\rho_v/\rho_l = 0.000624$) の CHF に関係するものである。図 5 は直径 $d = 0.51 \sim 1.16$ mm, 実験データは Cochran-Andracchio⁽¹⁾ によるもの、また図 6 は直径 $d = 3.18$ mm, 実験データは Vliet-Leppert⁽⁶⁾ [文献(8)の図 4 で $\Delta t_{sub} \rightarrow 0$ の外そうで求めた] によるものである。なお図 5 のデータに関し、Cochran-Andracchio は同図に矢印線で示す流動様式と対応していることを高速カメラで観察している。

次に図 7, 8 は、大気圧近傍の R-113 の CHF に関

表 1 式(13)の与える $q_{co}/q_{co,z}$ の値

u'	R' $\frac{\rho_v}{\rho_l}$	$q_{co}/q_{co,z}$					
		0.1	0.2	0.5	1.0	5.0	10
0	0.0001	1.360	1.246	1.120	1.049	0.936	0.896
	0.001	1.373	1.253	1.123	1.051	0.937	0.896
	0.01	1.402	1.270	1.131	1.055	0.938	0.897
	0.1	1.472	1.313	1.153	1.067	0.940	0.898
	1	1.699	1.470	1.243	1.123	0.956	0.906
0.01	0.0001	1.433	1.301	1.158	1.079	0.956	0.913
	0.001	1.406	1.277	1.140	1.064	0.945	0.903
	0.01	1.416	1.280	1.138	1.060	0.941	0.900
	0.1	1.477	1.317	1.156	1.069	0.942	0.899
	1	1.701	1.472	1.244	1.124	0.956	0.907
0.1	0.0001	1.642	1.478	1.301	1.203	1.051	0.998
	0.001	1.553	1.397	1.231	1.139	0.999	0.951
	0.01	1.502	1.347	1.187	1.099	0.968	0.922
	0.1	1.521	1.350	1.178	1.087	0.954	0.910
	1	1.723	1.488	1.255	1.132	0.962	0.912
1	0.0001	1.951	1.755	1.543	1.424	1.239	1.174
	0.001	1.829	1.642	1.441	1.329	1.157	1.096
	0.01	1.734	1.549	1.354	1.247	1.084	1.028
	0.1	1.694	1.496	1.295	1.187	1.029	0.976
	1	1.845	1.585	1.328	1.193	1.006	0.951

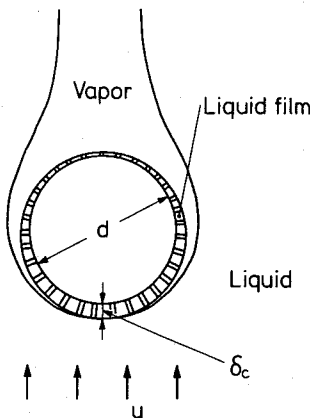


図 4 シート状流れ域の水平円柱面上の高熱流束、飽和核沸騰

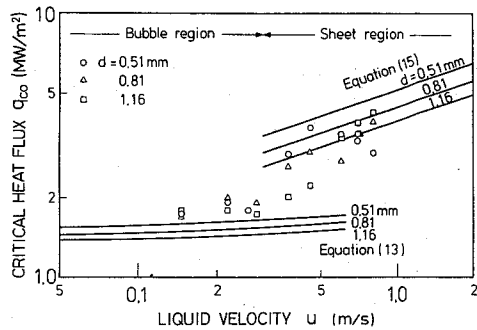


図 5 水平円柱面上の q_{co} と u の関係 (大気圧水; 実験データは Cochran-Andracchio⁽¹⁾)

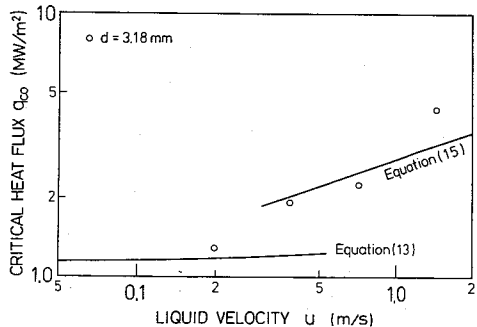


図 6 水平円柱面上の q_{co} と u の関係 (大気圧水; 実験データは Vliet-Leppert⁽⁶⁾)

係している。図7は $\rho_v/\rho_l=0.00645$, $d=0.51\sim 1.81$ mm, 実験データは Cochran-Andracchio⁽¹⁾ によるもの, また図8は $\rho_v/\rho_l=0.00489$, $d=6.5$ mm, 実験データは Yilmaz-Westwater⁽⁹⁾ によるものである。なお図7の全データについて, Cochran-Andracchioは高速カメラによる観察から, シート状流れ域に入っている兆候はないと述べている。

最後に図9は, 圧力7.85 barの R-12 ($\rho_v/\rho_l=0.035$) に関係し, 直径 $d=13.6$ mm, 実験データは Cumoら⁽¹⁰⁾ のものである。図5~8のデータに比べ, ρ_v/ρ_l および d の値が大きく, 一方, 液体速度 u が非常に小という特色がある。ただし図9のデータは, 千鳥形水平円管群(管ピッチ17 mm)の中央の1本を加熱して求めたもので, かつ管長/管径比も2.94とかなり小さい。したがって厳密に言えば, 長い単管の場合のデータと比べ多少の片寄りをもつかもしれない。

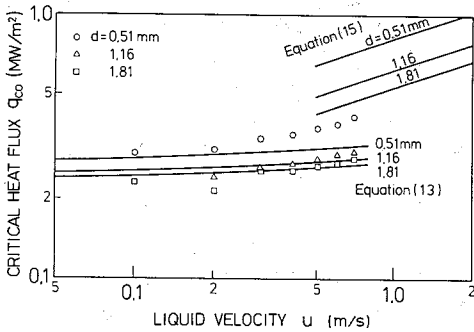


図7 水平円柱面上の q_{co} と u の関係 (圧力1.34 barの R-113; 実験データは Cochran-Andracchio⁽¹⁾)

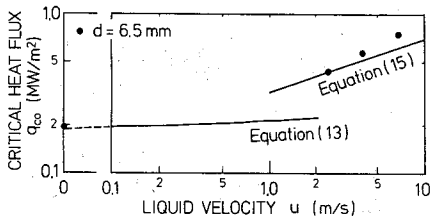


図8 水平円柱面上の q_{co} と u の関係 (大気圧近くの R-113; 実験データは Yilmaz-Westwater⁽⁹⁾)

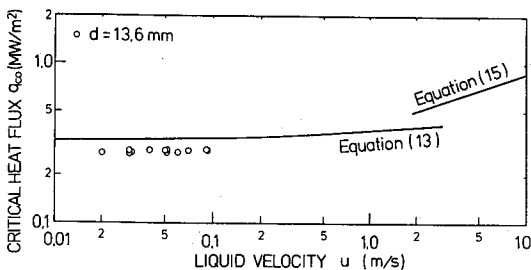


図9 水平円柱面上の q_{co} と u の関係 (圧力7.85 barの R-12; 実験データは Cumoら⁽¹⁰⁾)

3・2 円柱直径 d による限界熱流束 q_{co} の変化

図10は, 大気圧の水 ($\rho_v/\rho_l=0.000624$) において, 液体流速 $u=1.04$ m/s 一定の条件下, 水平円柱の直径 d による限界熱流束 q_{co} の変化を示す。図10の○印データは Mckee-Bell⁽³⁾ によるもの, △印データは Vliet-Leppert⁽¹¹⁾ によるものである。

3・3 図5~10の結果のまとめ 図5~10に示した諸結果をまとめると, 次のような特徴があげられる。

(1) 水平円柱のプール沸騰の場合, 図3に示すような実験データ点のばらつき範囲があることを考えると, 気ほう状流れ域の CHF に関する式(13)の予測値は, 図5~7, 9, 10の実験データと適度の一致を示していると考えてよいように思われる。

(2) シート状流れ域の CHF に関する式(15)の予測値と, 図5, 6, 8, 10の実験データとの間の一致性は, 上記の気ほう状流れ域の場合より劣っている。実は前報⁽⁴⁾においてすでに, 式(15)は精度, その他の点で, いくつかの二次的問題を残していることが記されている。しかし少なくとも本報で扱っている条件範囲で, 大まかな傾向に関するかぎり, 式(15)は実験データと傾向が合っていると結論してもよいように思われる。

(3) 気ほう状流れからシート状流れへの流動様式の遷移に伴う CHF の特性変化については, データ数が少ないので, 現時点では詳しい議論はできない。また, この流動様式の遷移は, 流れを支配する諸因子によって生ずるもので, CHF の特性変化はその結果である。ただし図5~10の結果に関するかぎり, 下記のような大ざっぱな傾向がみられるようである。すなわち式(13)と(15)の予測線の交点の u の値の約10倍程度が遷移流速, または式(13)と(15)の予測線の交点の d の値の約1/10程度が遷移直径といった傾向にある。

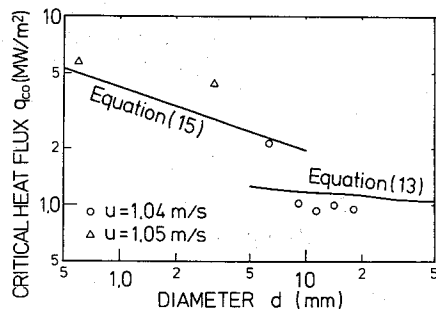


図10 水平円柱面上の q_{co} と d の関係 (大気圧水, 流速 $u=1.04$ m/s; 実験データは○印: Mckee-Bell⁽³⁾, △印: Vliet-Leppert⁽¹¹⁾)

3.4 付記

3.4.1 シート状流れ域の CHF の整理 Lienhard-Eichhorn⁽²⁾は、シート状流れ域の CHF について、力学エネルギー安定判別の概念に基づく解析を試みている。そしてシート状流れ域をさらに低速、高速の2領域に分割し、それぞれに対して下記の半経験的な CHF 無次元整理式を与えている。

低速：

$$\frac{\pi q_{co}}{\rho_v H_{fg} u} = 1 + 4^{1/3} \left(\frac{\sigma}{d \rho_v u^2} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (16)$$

高速：

$$\frac{\pi q_{co}}{\rho_v H_{fg} u} = \frac{1}{169} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{3/4} + \frac{1}{19.2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma}{d \rho_v u^2} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (17)$$

そして両領域の間の q_{co} の遷移は、次式で与えられるとしている。

$$\frac{\pi q_{co}}{\rho_v H_{fg} u} = 0.275 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} + 1 \dots\dots\dots (18)$$

上記の整理式(16)は、 $\rho_v/\rho_l=0.00068\sim 0.0014$ 、また整理式(17)は、 $\rho_v/\rho_l=0.00068\sim 0.0059$ の範囲の実験データをベースにして作成されている。

さて、式(16)、(17)の比較から容易にわかるように、もし式(16)、(17)を

$$0.00108 < \rho_v/\rho_l < 1$$

の領域に適用すると、式(16)の q_{co} のほうが式(17)の q_{co} より高いという不自然な傾向 (ρ_v/ρ_l の値が大きいほど著しい)をもつ。たとえば、図7の条件 ($\rho_v/\rho_l=0.00645$)のもとに $d=0.51\text{ mm}$ の場合を例にとり、シ

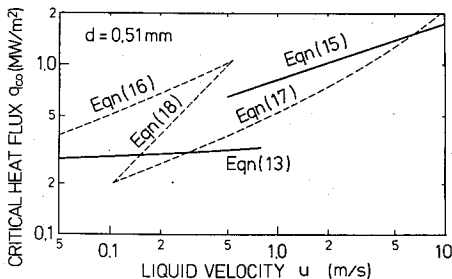


図 11 水平円柱面上の q_{co} と u の関係 (図7と同条件で $d=0.51\text{ mm}$ の場合、 $\rho_v/\rho_l=0.00645$)

ート状流れの CHF に対して式(16)~(18)を適用すると図11の破線の結果を与える。したがって、式(16)~(18)の適用範囲は、これらの式の導出の基礎となった実験データの ρ_v/ρ_l の比較的せまい範囲 (0.0006~0.001程度)にとるべきものと考えられる。

3.4.2 気ほう状流れとシート状流れの間の遷移規準 Lienhard-Eichhorn⁽²⁾は、気ほう状流れとシート状流れの間の流動様式の遷移に対して、次の経験的な規準条件を与えている。

$$\frac{d \rho_v u^2}{\sigma} \cong 4 \frac{\rho_l}{\rho_v} R' \dots\dots\dots (19)$$

しかし上式については、たとえば図5の条件の場合、 $u=355\text{ m/s}$ という非常に過大な遷移速度を与え、誤植などのミスを暗示する。一方、文献(9)にはLienhard-Eichhornのものとして、式(19)の右辺を

$$0.1(\rho_v/\rho_l)(R')^2$$

に替えた式が記されている。しかし本式の与える遷移速度 u は、図5~9の結果と比べると過小である。そこで上記の定係数0.1を式(19)の定係数4でおきかえてみると次式を得る。

$$\frac{d \rho_v u^2}{\sigma} \cong 4 \frac{\rho_v}{\rho_l} (R')^2 \dots\dots\dots (20)$$

図5~9の各条件に対し式(20)の与える遷移速度 u は表2のごとくなり、図5~9の結果との対応はかなり良い。また図10の条件に対し式(20)の与える遷移直径の値は

$$d=11.0\text{ mm}$$

であって、図10の結果とだいたい合っている。したがって本式は遷移条件の大きな算定には使用できよう。

式(20)は次のように書きかえることができる。

$$(R')^2 \frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \cong 0.25$$

ここに R' は式(13)、 $\sigma \rho_l / G^2 d$ は式(15)で重要な役割をもつ無次元量である。

4. 結 論

(1) 本報では、CHF に対し前報⁽⁴⁾で提出した新しい流体力学的不安定モデルに基づき、低速上昇流中

表 2 式(20)によって予測される遷移速度 u

	Fig.5		Fig.6	Fig.7			Fig.8	Fig.9	
Fluid	Water		Water	R-113			R-113	R-12	
d (mm)	0.51	0.81	1.16	3.18	0.51	1.16	1.81	6.50	13.6
u (m/s)	0.45	0.56	0.67	1.12	0.45	0.67	0.84	3.19	2.26

にある水平円柱面上の CHF 理論式を導いた。そして実験データと比較し、気ほう状流れ域の CHF 機構、およびシート状流れへの遷移特性を分析した。

(2) 本報で扱った速度領域の CHF に関しては、実験データおよび実験条件範囲が非常に限られている。したがってもっと精密、かつ一般的な検討のためには、今後さらに充実した実験的研究が必要である。

(3) 前報で著者らの提出した流体力学的不安定モデルによって、本報で取扱ったような問題の定量的分析が可能であることは、このモデルの妥当性に対する一つの支持になり得るものと解してよいであろう。

本研究は、文部省エネルギー特別研究・科学研究費補助金(昭和57年度 No.57040016)からの援助の一部を受けておこなわれているので、ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Cochran, T.H. and Andracchio, C.R., NASA, D-7553 (1974).
- (2) Lienhard, J.H. and Eichhorn, R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19 (1976), 1135.
- (3) Mckee, H.R. and Bell, K.J., *Proc. AIChE Symp. Ser.*, 65-92 (1969), 222.
- (4) 原村・甲藤, 本論文集 1919 ページ.
- (5) Lienhard, J.H. and Wong, P.T.Y., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-2 (1964), 220.
- (6) 甲藤・横谷, 機論, 41-341 (昭50), 294.
- (7) Sun, K.H. and Lienhard, J.H., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13 (1970), 1425.
- (8) Vliet, G.C. and Leppert, G., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-1 (1964), 68.
- (9) Yilmaz, S. and Westwater, J.W., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 102-1 (1980), 26.
- (10) Cumo, M., ほか4名, *CNEN-RT/ING*, 78-10 (1978).
- (11) Vliet, G.C. and Leppert, G., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-1 (1964), 59.

討 論

〔質問〕 西尾茂文〔東京大学生産技術研究所〕提案された CHF に関するモデルに対し興味深く思うが、シート状流れを伴う CHF について以下の2点についてご教示願いたい。

(1) 気ほう状流れ下の核沸騰液層は合体気ほうの離脱サイクルごとにその厚さが時間的変化をするが、シート状流れ下のそれはモデルでは定常厚さをもっていると判断される。このような差をもつ流動系で液層厚さが同一値 δ_c で規定される根拠は何か。すなわち、シート状流れ下の核沸騰液層にいつどこでヘルムホルツ不安定が発生するのか。この点の不明確さが、シート状流れにおける CHF の予測値と実験データの差になっているように思われるがいかか。

(2) 式(14)について CHF 点ではこの式は成立するが高熱流束核沸騰域では

$$q_{nd}/2 < \rho_i \delta_c u H_{fg}$$

となり、合体気ほうサイクルなどが存在し液膜厚さが δ_c に制限される機会がない以上モデル的には未蒸発液体が液層内にたまってゆくことになるがいかか。

〔回答〕 (1) 液膜の限界厚さ δ_c はヘルムホルツ不安定から定められる以上、まずヘルムホルツ不安定が発生しなければ δ_c が決定されることはあり得ない——これがご質問の考えのエッセンスだと思う。

ところでヘルムホルツ不安定理論は、与えられた気液相対速度 $u_v + u_e$ に対し一つの限界波長 λ_H が存在し、 $\lambda_H < \lambda$ の波長の波はすべて不安定であることを教

える。そして激しい運動を伴う核沸騰では、加熱面上に立つ蒸気茎の気液界面にいろいろな波長 ($\lambda_H < \lambda$ を含む) の波の発生可能性がある^{*}。したがってヘルムホルツ不安定が発生、すなわち蒸気茎と液体の共存状態は不可能になる。しかし加熱面からの垂直距離を y とするとき、 $0 \leq y \leq \delta_c$ (ここに $\delta_c = \lambda_H/4$ 程度) の範囲では、壁面の強い抑制作用のため、蒸気茎を含む液膜が安定に存在できるであろうというのが本報(および前報⁽¹⁾)の考えである。そして $\delta_c < y$ の領域では、前述のごとくヘルムホルツ不安定のため気液共存の安定流は存在できず、蒸気だけが蓄積するとか、蒸気だけが集まり流れる領域が出現する。

したがって加熱面(蒸気を吹出す蒸気茎をもつ)近傍に常にヘルムホルツ不安定(およびその可能性)が存在する状況下に δ_c は考えられている。またそれゆえ、気ほう状流れ、シート状流れ、いずれでも δ_c に関する事情に変わりはない。

(2) シート状流れの場合、重力の影響がないから液体が下向きに流れていても差つかえない(Hasanら(付1))はその実験をおこない、限界熱流束に変化がないことを示している)。まず、このような下降流の場合、 $q < q_{co}$ の状況下には、余剰液体は円柱下端から、

^{*} なお、熱流束が高くなると λ_H の値が非常に小さくなるから、不安定波長の存在範囲が大きく拡大される。

(付1) Hasan, M.Z., ほか3名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 103-3 (1981), 478.

したり落ちるであろう。一方、上昇流の場合は、重力（液膜の流れは低速のため影響を受ける）の作用も加わった上で、円柱面上に定常的な厚さ分布の液膜が保持されるような状況が出現するであろう。

なお、ついでながら本報では、力学的な面からは、後方よどみ点まで液体が自由に到達できるという条件下に限界熱流束を解析している。下降流の時は、重力の作用で液膜流が必ず流下していくので円柱径が非常に大でも上記の条件が成立する。上昇流では、円柱径が大であると、液体の粘性および重力の作用のため上記の条件に外れる状況が出現する。しかし従来、シート状流れの限界熱流束の実験は、半径が2, 3 mm以下の円柱でおこなわれているので、主流流速が十分に大であれば上記の制限条件は考える必要がない。そしてまた、これが従来の q_{co} データにおいて、特に流体の粘性の影響がみられない理由になっていると考えられる。

〔質問〕 岐 美 格〔京都大学工学部〕

(1) 図5~9において u を増した場合、および図10において d を減少した場合、式(13)から式(15)へ滑らかに変わるのか、それとも急激に変わるのか。

(2) 質問(1)と関連して、式(20)の遷移規準は、式(13)から離れ始めるところか、式(15)に移り終わったところか、現段階でどのように考えておけばよいか。

(3) 下降流の場合には、モデルを立てるのは困難か。

〔回答〕 (1) 気ほう状流れ域とシート状流れ域の間の遷移は重力の加速度 g の影響の有無に関係している。したがって、もしそれだけのことであれば、かなり滑らかに遷移が起こりそうである。しかし g はテイラー不安定などに関連しているし、上記の2領域間で流動様式の変化もある。したがって、この面からは、もう少し急な遷移性格が加わりそうである。もちろん現状では推測にすぎないが、上記のような状況からみて、少なくとも、ある程度の幅の遷移領域が2領域の間にあると考えるのが妥当と思われる。そして図5~10の実験データも、その傾向を示しているようである。

(2) 著者らは本報の執筆時、実はご指摘のような両方の限界をそれぞれ考えるのが理想と考えた。ただ現状では、何ぶんにも実験データが少なすぎて、両限界がどんなものになるのか、まともな形の議論はまだ難しいというのが卒直な感じであった。したがって現段階では、漠然と遷移領域のあたりを考えざるを得ないように思われる。しかし、その立場からみても、図

5~10のような結果をみるかぎり、既存のデータ整理には随分問題がある。そこで、そのことなどを示す目的で、3・4節を本報にそう入した次第である。また式(20)も、そうした従来の整理式の形ならせめてという程度のものにすぎない。

なお最近、Hasanら(付1)は下降流の実験もおこなひ、 g が影響をもたない領域の無次元限界式を与えている。これは、もう少し根拠のある式と思われるが、ただ、図10の限界問題が処理できず、今後の研究がさらに必要である。

(3) この問題は、重力の加速度 g の効かない高速範囲と、それが効く低速範囲に分けて考えられる。そして前者の場合は下降流でも上昇流でも同じ状況である。一方、後者の場合に関しては、次の議論ができる。すなわち、本報の式(13)は、1930ページ右欄25行めに記したように、テイラー不安定の最大危険波長 λ_m に関し、 $u'=0$ の時の式(1)が近似的にそのまま適用できるとの仮定のもとに求められている。そして下降流($u' < 0$)の場合でも $|u'|=0$ であるかぎり、式(1)に関する仮定は保持されるであろうから、式(13)が使えるはずである。しかし下降流の場合、主流流速が十分に大となると下向きのシート状流れになることから明白なように、 $|u'|$ が零からやや増加するに従い、蒸気ほうの流れの方向が上向きから下向きに反転する点が出てせざるを得ない。したがって、この付近では、蒸気ほうや蒸気ほう群がどのような挙動をするか、複雑な状況範囲があり得ると考えられる。もちろん、この付近では式(1)の仮定は成立しなくなるし、式(13)は使用できないから新しいモデルを考える必要があるが、困難さについては、気液の挙動を現実に観察してみないと何とも言えないような気がする。

〔質問〕 鳥 飼 欣 一〔日本原子力研究所〕

(1) 円柱の円周部分のどこを限界流束として扱われようとしておられるのか。

(2) 一色らの気ほう離脱に関する研究があるが、これは気ほう成長による液の慣性によるもので、著者の解析には関係があると思うがどうか。

〔回答〕 (1) プール沸騰の場合をも含んで、重力支配の大きな気ほう状流れ域では、1929ページ右欄10行めに記したように、一周期ごとに円柱面を一樣な厚さで覆う液膜の乾燥を限界熱流束条件としている。したがって、この意味で円柱全面が平均的に関与しているといえよう。

一方、液体流速が大きく、重力効果が無視できるシート状流れ域では、1931ページ左欄11行めに記したごとく、前方よどみ点から円柱面上に流入する液体が

後方よどみ点で乾燥する状況を限界熱流束条件としている。したがって後方よどみ点が関与していると言えないこともないが、ただ本報では、力学的な面からは、後方よどみ点まで液体が自由に到達できる条件下に限界熱流束を解析している（従来、実験はおこなわれていないが、もし円柱径が非常に大になると下降流の場合を除いて問題を生じる）。したがって円柱全面からの伝熱量と、流入液体の潜熱吸収のつりあいが重要な働きをしており、この意味で、後方よどみ点の局所現象だけとはみなし得ない状況にある。

(2) 問題の性質上、ニュートン力学、および流体内の球の運動の知識が共通のベースになっている。ただ一色ら(付2)の運動方程式を本報の状況に適用(表面張力と底面圧力の影響を除去)、ブール沸騰の場合に対して、本報の記号を用いて書けば

$$\frac{d}{dt} \left\{ \left(\frac{11}{16} \rho_l \right) V \frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right\} = \rho_l V g \quad \dots\dots\dots (i)$$

(付2) 一色・玉木, 機誌, 65-525 (昭37), 1393.

$$r = s \quad (\text{常に}) \quad \dots\dots\dots (ii)$$

これに対して本報では

$$\frac{d}{dt} \left\{ \left(\frac{11}{16} \rho_l + \rho_v \right) V \frac{ds}{dt} \right\} = (\rho_l - \rho_v) V g \quad \dots\dots\dots (iii)$$

$$r > s \quad (\text{滞留状態下に}) \quad \dots\dots\dots (iv)$$

である。式(i)左辺の{ }内は運動エネルギーであるのに対し、式(iii)左辺の{ }内は運動量である。また本報で扱う気ほうは、いわゆる合体ほうで液中を自由浮上しつつ、しかも体積膨張のため、しばらく加熱面上に滞留するという状況を呈する。そして、この状況を式(iv)に対応させている(1930ページ左欄5行め参照)わけで、加熱面上に表面張力で比較的強く付着する一次気ほうとは相違する状況である。

なお一次気ほうの力学的挙動に対しては、小竹(付3)の解析もあることを付記する。

(付3) Kotake, S., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 9-8 (1966), 711.

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の 限界熱流束に関する解析的研究*

(特に無次元数に重点を置いて)

甲 藤 好 郎**
Yoshiro KATTO

Key Words: Annular Flow, Burnout, Critical Heat Flux, Forced Convection Boiling, Multiphase Flow, Phase Change

1. 序

強制流動沸騰の限界熱流束 (CHF) は、原子動力用の原子炉や蒸気発生器、また超電導マグネット、液体ロケット燃焼室などの伝熱の限界問題に関連し、また作動流体とは別種流体による低圧、低加熱動力下のモデル実験が必要となる場合もしばしば生じる。したがって各種流体の CHF 特性に対し、系統的な予測を可能ならしめる必要があり、CHF の換算法則や、無次元整理の研究がおこなわれてきている。

換算法則の研究については、純経験的アプローチと次元解析的アプローチの 2 種類があり、前者は Stevens ら⁽¹⁾、後者は Barnett⁽²⁾ によって始められ、その後、各種の研究が発表されている。そして、それらの中で最も優れた換算法則の一つは、Ahmad⁽³⁾ のもので、3 個の無次元数 ρ_v/ρ_l , l/d , $\Delta H_i/H_{fg}$ の値をそれぞれ固定した条件下に、限界熱流束 q_c について次の関係が成立するとしている。

$$q_c/GH_{fg} = f(\psi_{CHF}),$$

ここに

$$\psi_{CHF} = 1/(\rho_v/G^2d)(Gd/\mu_l)^{0.5}(\mu_l/\mu_v)^{0.3} \dots\dots\dots(1)$$

ここに相関パラメータ ψ_{CHF} を構成する無次元数の指数 0.5 および 0.3 は経験的に定められたものである。そして Ahmad は、 $\rho_v/\rho_l < 0.143$, $l/d = 59 \sim 309$, $\Delta H_i/H_{fg} < 0.446$ の範囲内で、水、R-12、R-22、R-113、CO₂、K の各種流体の実験データに対し、式(1)の適用性を確かめている。

一方、CHF データの無次元整理については、Griffith⁽⁴⁾、Zenkevich⁽⁵⁾、Gambill⁽⁶⁾ らのパイオニア的

研究があるが、その後の研究数は必ずしも多くない。本報では以下、一様加熱垂直円管内の CHF だけを扱うが、この CHF に対して最近、甲藤⁽⁷⁾⁽⁸⁾ および Shah⁽⁹⁾ が相前後して無次元整理を提出した。*まず甲藤の無次元整理〔その最終形は文献(10)にまとめられている〕では、次の関係が使用されている。

$$q_c/GH_{fg} = f(\rho_v/\rho_l, l/d, \Delta H_i/H_{fg}, \rho_v/G^2l) \dots\dots\dots(2)$$

これは、Ahmad の式(1)から粘性の影響を除き、かつ ρ_v/G^2d の代わりに、加熱管長さ l を含む無次元数 ρ_v/G^2l を用いたものに相当する。 ρ_v/G^2l は、管内の局所量ではなく、管内二相流の取扱いでほかに使用されたことのない無次元数である⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。次に Shah の無次元整理は、図式方法による整理であるが、そこでは無次元数 q_c/GH_{fg} , ρ_r (換算圧力で ρ_v/ρ_l の代用)、 l/d , $\Delta H_i/H_{fg}$ のほかに下記の無次元数 Y が使われている。

$$Y = (Gc_{pl}/k_l)(G^2/\rho_l^2gd)^{0.4}(\mu_l/\mu_v)^{0.6} \dots\dots\dots(3)$$

これを前述の式(1)、(2)と比べると、液体顕熱に関連する量 c_{pl} , k_l を使用していること、および重力の加速度 g を含む点で大きく相違している。

さて、比較的最近の研究に属する上記の式(1)～(3)の間に、大きな相違点が存在する。したがって、これらの間に横たわる内面的関係の有無を検討する必要がある。ところで環状流況下の CHF 予測のための理論的モデルについて、イギリス Harwell の Whalley, Hewitt ら⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ が包括的研究を進展させ、各種流況下の CHF データとかなりよく合うことが示された。なお、これに引き続き、Würtz⁽¹⁵⁾、Levy ら⁽¹⁶⁾ によって興味ある研究が展開され、また El-Shanawany ら⁽¹⁷⁾、Saito ら⁽¹⁸⁾ による研究もある。そこで本報では、上述の Whalley らの理論モデルに基づき、CHF データ整理のための無次元数の検討に重点をおいた研究を

* 昭和 57 年 10 月 10 日 第 60 期全国大会講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和 57 年 2 月 16 日。

** 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

試み、また二、三の関連事項を明らかにした結果について報告する。

記 号

- C_{pl} : 液体の定圧比熱
- C : 定数〔式(5)〕, または液滴濃度
- C_{eq} : 流力的平衡下の C
- d : 管内径
- D : デポジション速度
- E : エントレインメント速度
- f : 摩擦係数
- g : 重力の加速度
- G : 質量速度 = $W/(\pi d^2/4)$
- G_{IF} : 液膜流質量速度 = $W_{IF}/(\pi d^2/4)$
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- ΔH_i : 入口サブクールエンタルピ
- k_a : デポジション係数
- k_l : 液体の熱伝導率
- l : 加熱管長さ
- m : 液膜厚さ
- p : 絶対圧力
- q : 熱流束
- q_c : 限界熱流束
- q_{co} : $\Delta H_i=0$ の時の q_c
- Re : レイノルズ数
- W : 全流量
- W_{IF} : 液膜流量
- z : 管軸方向距離
- α : 中心気流ボイド率
- μ_l : 液体の粘性係数
- μ_v : 蒸気の粘性係数
- ρ_l : 液体密度
- ρ_v : 蒸気密度
- σ : 表面張力
- τ_i : 界面のせん断応力
- Φ : 相対的な正味デポジション速度
- κ : クオリティ
- κ_{ex} : 出口クオリティ (CHF 発生時)

2. 環状流領域の存在確認

CHF データの無次元整理を, 上記の理論モデル解析結果と比較するためには, 無次元整理内の環状流領域の存在を確認しておく必要がある。そして著者の無次元整理では, それが下記のごとく可能である。

2・1 著者の無次元整理式 著者の無次元整理⁽¹⁰⁾は, CHF を 4 個の特性領域 (L, H, N, HP) に分割し

ている。ここに領域 L, H, N は, 質量速度 G がそれぞれ低, 中, 高の状況に対応し, なお領域 N は q_c - ΔH_i 関係に特異な性格 (非直線的関係) を呈する。また領域 HP は, 非常に高圧下にかぎり, 領域 N の代わりに発生する領域である。本報では以下, 簡単のため, 飽和液流入 ($\Delta H_i=0$) 条件下の CHF を扱うこととし, その CHF を q_{co} と記す。この時, 各領域の q_{co} は下記のごとく与えられる。

領域 L

①: $q_{co}/GH_{fg}=0.25/(l/d)$ (4)

②: $q_{co}/GH_{fg}=C(\rho_l/G^2l)^{0.043}/(l/d)$ (5)

ここに C の値は, $l/d < 50$ に対し $C=0.25$, $l/d > 150$ に対し $C=0.34$, また $l/d=50\sim 150$ では $C=0.25+0.0009\{(l/d)-50\}$ である。

領域 H および N

③: $q_{co}/GH_{fg}=0.10(\rho_v/\rho_l)^{0.133} \times (\rho_l/G^2l)^{1/3}/(1+0.003l/d)$ (6)

④: $q_{co}/GH_{fg}=0.098(\rho_v/\rho_l)^{0.133}(\rho_l/G^2l)^{0.433} \times (l/d)^{0.27}/(1+0.003l/d)$ (7)

領域 HP

⑤: $q_{co}/GH_{fg}=0.0384(\rho_v/\rho_l)^{0.60}(\rho_l/G^2l)^{0.173} / \{1+0.280(\rho_l/G^2l)^{0.233}l/d\}$ (8)

上式の式(7)は, 領域 H および N にまたがるもので, その境界は次式で与えられる。

⑥: $\rho_l/G^2l=\{0.77/(l/d)\}^{2.70}$ (9)

図1は, 前報⁽¹⁹⁾の結果の一部の再録で, 各種物質の実験データが式(4)~(9) (図1では①~⑥の記号で示す)の予測とよく合うことを示す。ただし式(6), (7)は $\rho_v/\rho_l=0.048$ の条件下の比較である。

2・2 環状流領域と CHF 特性領域 図2は, 前報⁽²⁰⁾の結果の一部の再録で, Bergles ら⁽²¹⁾が熱流束 q , 質量速度 G による管出口の流動様式の変化を, 水 ($p=69$ bar, $\Delta H_i/H_{fg}=0.08$) に対して計測した結果を示す。また図2の太い直線は, 式(5)~(7)を基礎とした CHF 予測 [領域 H と領域 N の境を区切る垂直破線は式(9)による] である。図2は, 領域 L および H が環状流領域に相当することを示している。

次に, 図3は, 垂直円管内の二相流動様式に対する Hewitt-Roberts 線図 [文献(22), または文献(23)の 28 ページ] である。さて, 式(9)の境界は以下のようにして図3(a)の上に図示することができる。すなわち, 式(9)の ρ_l/G^2l を式(7)の右辺に代入, そして現在の場合 ($\Delta H_i=0$ である) は, 一様加熱管出口のクオリティ κ に対しエネルギーの釣り合いから周知の関係式

$\kappa=(q_{co}/GH_{fg})(Al/d)$ (10)

が成立することを考慮すると、直ちに下記の結果を得る。

$$\frac{\kappa^2 G^2}{\rho_v} = 0.169 \frac{\sigma(\rho_v)}{d(\rho_l)^{-0.734}} \frac{(l/d)^{1.90}}{(1+0.003 l/d)^2} \dots\dots\dots(11)$$

$$\frac{(1-\kappa)^2 G^2}{\rho_l} = 2.03 \frac{\sigma}{d} \left\{ 1 - 0.288 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \times \frac{(l/d)^{0.101}}{1+0.003 l/d} \right\}^2 \left(\frac{l}{d} \right)^{1.70} \dots\dots\dots(12)$$

流体の物質、圧力、および管径 d が与えられるとき、式(11)、(12)は、 l/d を媒介変数として関数関係をもつ。したがって、いま圧力 $p=69$ bar の水に対し、 $d=5, 12.6, 25$ mm (l/d は通常の実験範囲 $l/d=20\sim 500$ をとる) を考えると図3(a)の細い曲線群が得られる。次に管径は $d=8$ mm と固定し、

- (1) $\rho_v/\rho_l=0.048$ の水、R-12、液体ちっ素の場合
- (2) $p=29.5, 134$ bar の水 (以上すべて $l/d=20\sim 500$)

を考えると、図3(b)の細い曲線群が得られる。

図3(a)、(b)の結果は、圧力、直径、物質によって多少の偏差はあるものの、著者の整理式において、領域LおよびHは環状流領域、領域Nはwispy annular領域(ここでは中心気流中の液相が塊になる)に対応するとみてよいことを示している。著者のCHF特性領域と、Hewitt-Roberts線図との間の上記の対応は、単なる偶然ではなく、かなりの必然性をもつように思われる。

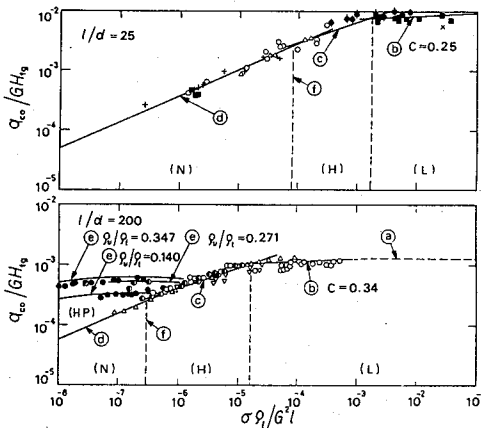


図1 q_{c0} 実験データの無次元整理

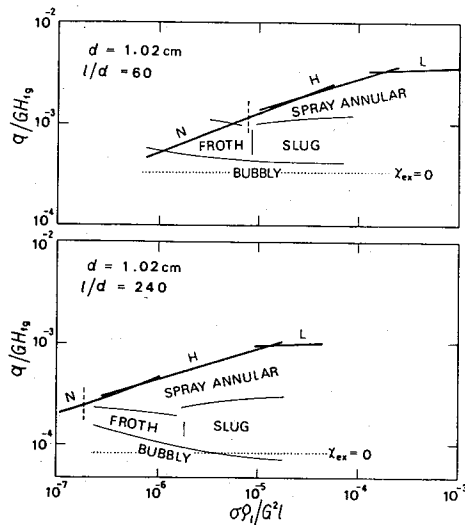
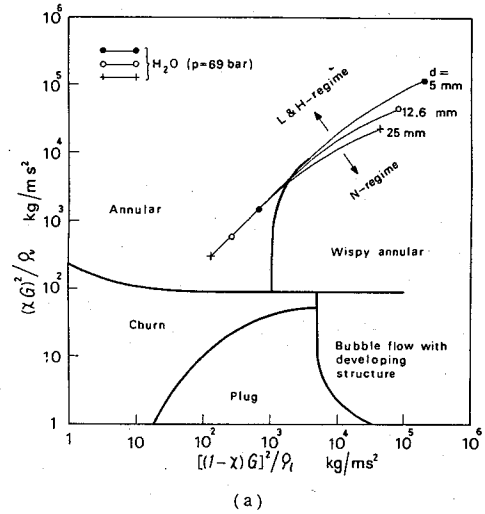
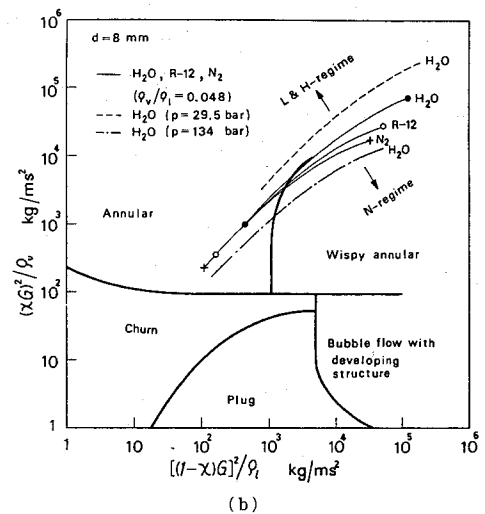


図2 一様加熱管出口の流動様式



(a)



(b)

図3 垂直円管内の流動様式線図 (Hewitt-Roberts)

3. 環状流領域のCHFの数値解

3・1 Whalleyらの理論モデル Whalley

ら⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾によれば、熱流束 q_{co} で加熱される直径 d の円管内環状流の液膜流量 G_{IF} (その定義は記号表参照)の管軸方向変化に対し次式が成立する。

$$dG_{IF}/dz = (4/d)\{D - E - (q_{co}/H_{f0})\} \dots\dots (13)$$

ここに D は中心気流から液膜への液滴デポジション速度、 E は液膜から中心気流への液滴のエントレインメント速度、 q_{co}/H_{f0} は液膜からの蒸発速度で、すべて管壁の単位面積あたり質量速度であらわされる。さて管軸位置 z におけるクオリティ κ は、一様加熱、かつ $\Delta H_i = 0$ の場合、次式で与えられる。

$$\kappa = (q_{co}/GH_{f0})(4z/d) \dots\dots (14)$$

したがって、式(13)で z を式(14)の κ で置換し、かつ同式を無次元化*1して書くと

$$\frac{d(G_{IF}/G)}{dx} = \Phi - 1,$$

ここに

$$\Phi = \frac{k_a \rho_l / G}{q_{co} / GH_{f0}} \left(\frac{C}{\rho_l} - \frac{C_{eq}}{\rho_l} \right) \dots\dots (15)$$

ここに k_a :デポジション物質伝達率、 C :中心気流中の液滴の質量濃度、 C_{eq} :流体力学的平衡状態下の C の値である。まず k_a については、水、R-12、液体ちっ素に対しWhalleyらの与えている経験値〔文献(13)、

および文献(23)の293ページ〕を、本報では便宜上、下式で近似した。

$$\left. \begin{aligned} \sigma < 0.0383 \text{ [N/m]} \text{ に対し} \\ k_a \text{ [m/s]} &= 0.405 \sigma^{0.913} \\ \sigma > 0.0383 \text{ [N/m]} \text{ に対し} \\ k_a \text{ [m/s]} &= 9.48 \times 10^4 \sigma^{4.70} \end{aligned} \right\} \dots\dots (16)$$

次に、 C については、中心気流に対し均質混合状態を仮定した時の理論値として

$$C = \rho_l (\rho_v / \rho_l) / [\kappa / \{1 - \kappa - (G_{IF}/G)\} + (\rho_v / \rho_l)] \dots\dots (17)$$

最後に、 C_{eq} については、Whalleyらの与えている経験値⁽¹⁴⁾を本報では下式で近似した。

$$\left. \begin{aligned} \tau_i m / \sigma < 0.0366 \text{ に対し} \\ C_{eq} \text{ [kg/m}^3] &= 1.01 \times 10^3 (\tau_i m / \sigma)^{2.50} \\ 0.0366 < \tau_i m / \sigma < 0.247 \text{ に対し} \\ C_{eq} \text{ [kg/m}^3] &= 1.03 \times 10^2 (\tau_i m / \sigma)^{1.81} \\ 0.247 < \tau_i m / \sigma \text{ に対し} \\ C_{eq} \text{ [kg/m}^3] &= 10^{(0.439 + 1.92 \tau_i m / \sigma)} \end{aligned} \right\} \dots\dots (18)$$

ここに τ_i :界面のせん断応力、 m :液膜の厚さであり、無次元数 $\tau_i m / \sigma$ は次のように書ける。

$$\tau_i m / \sigma = (\tau_i \rho_l / G^2) / (m/d) / (\rho_l / G^2 d) \dots\dots (19)$$

式(19)の2個の無次元未知数 $\tau_i \rho_l / G^2$ および m/d は、 κ および G_{IF}/G の局所値に対応し、下記の2連立方程式(20)、(21)(これらは液膜流、中心気流のそれぞれの流れの条件*2)の根として求められる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{m}{d} = \frac{G_{IF}}{G} \sqrt{\frac{f_l A}{\tau_i \rho_l / G^2}}, \text{ ここに } f_l = \frac{16}{Re} (Re < 2000), f_l = \frac{0.079}{Re^{1/4}} (Re > 2000), \\ \text{かつ } Re = (Gd/\mu_l)(G_{IF}/G) \end{aligned} \right\} \dots\dots (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{m}{d} = \frac{(\rho_v / \rho_l)(\tau_i \rho_l / G^2) / 180}{f_{gc} \{1 - (G_{IF}/G)\} [\kappa \{1 - (\rho_v / \rho_l)\} + (\rho_v / \rho_l) \{1 - (G_{IF}/G)\}]} \frac{1}{360} \\ \text{ここに、} f_{gc} = 0.079 / Re_{gc}^{1/4}, \text{ かつ } Re_{gc} = (Gd/\mu_l)(\mu_l/\mu_v) \{1 - (G_{IF}/G)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots (21)$$

さて、与えられた q_{co}/GH_{f0} の値に対し、式(15)により G_{IF}/G の管軸方向変化が計算され、 $G_{IF}/G=0$ の位置でCHF条件が発生すると仮定される。そして $G_{IF}/G=0$ の位置における κ の値から、式(14)を経て求められる z/d の値が、与えられた l/d の値に等しい時、最初の q_{co}/GH_{f0} 仮想値が解となる。ゆえにWhalleyらの式(14)~(21)の数値解析解は、次の関数関係をもつことになる。

$$l/d = f(q_{co}/GH_{f0}, \rho_v/\rho_l, \sigma/\rho_l, G^2/d, Gd/\mu_l, \mu_l/\mu_v, \sigma, \rho_l, G) \dots\dots (22)$$

ここで右辺()内の有次元量 σ, ρ_l, G は、主として式(15)中の $k_a \rho_l / G$ に関連する量で、無次元化されずに残るものである。

3・2 計算結果 コンピュータによる式(15)の計算をおこなうに際し、本報ではAdams-Moulton法⁽²⁴⁾(予測子-修正子法)を用いた。そして κ の刻み幅 $\Delta\kappa$ を適当な大きさから順次減らし、 $\Delta\kappa$ および $\Delta\kappa/2$ の両刻み幅に対し、 $G_{IF}/G=0$ における κ の値が1%以下の誤差で一致する時をもって解とした。環状流の初期状態(普通、最終結果に重大な影響をもたない)について、Whalleyら⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾は、 $\kappa=0.01$ 、および $G_{IF}/G=0.0099$ とおいている。しか

*1 式(17)から C/ρ_l が無次元量であること、および式(14)から q_{co}/GH_{f0} が一つの重要な無次元量であることを考慮すれば直ちに導かれる。

*2 式(20)はTurner-Wallisの簡易関係であり、かつボイド率 $\alpha = 1 - (4m/d)$ 、圧力こう配 $dp/dz = -4\tau_i/d$ と近似している。また式(21)は中心気流の流れに関するWallisの式である。

し、この G_{IF}/G の初期値は一般に小さすぎて(後出の図7で $x/\kappa_{ex}=0$ の近傍の G_{IF}/G の値を参照)、計算プロセスの上でも不便を生ずることがある。そこで本報では、 $\kappa=0.01$ で $C=C_{eq}$ の条件を満たす G_{IF}/G の値を算出し、それを G_{IF}/G の初期値とした。

さて図4において、まず太い実線(および破線)は、 $\rho_v/\rho_l=0.04846$, $l/d=20, 100, 300, 1000$ に対し、著者の無次元整理式(7)~(9)による CHF 予測値を示す。他方、図4の細い実線(および破線)は、Whalleyらの式(15)による水の数値計算結果で、上と同じ ρ_v/ρ_l , l/d 条件に加え $d=8$ mm に対する結果である。この数値計算結果は、領域 L および H の無次元整理 CHF 予測結果と比較して、 $l/d=20$ では差が大きい、 $l/d \geq 100$ の範囲では近似的に一致するとみてよい結果を与えている。

次に、図4で○、●、△印は、上とまったく同じ条件下の水に対し、ただ管径 $d=5, 12.6, 25$ mm の各場合の数値計算結果を示す。管径 d の変化により、CHF 数値計算値にやや相違が現れるが、通常の管径実験範囲(4~30 mm 程度)に限るなら、その相違はあまり大きくはないと言える。

また図4で+、×印は、フロン R-12 および液体ちっ素に対する数値計算結果($d=8$ mm の場合)を示す。R-12 の CHF は同条件下の水の CHF 計算値に近く、一方、液体ちっ素の CHF のほうは、水の CHF 計算値よりやや低めに現れている。しかし、その相違もあまり極端なものではない。

一方、図5は、 ρ_v/ρ_l の影響をみるため、 $d=8$ mm の条件下の水の CHF 数値計算結果(細い実線および破線)を、無次元整理式(7)~(9)の予測値(太い実線および破線)と比較したものである。図4の場合と同

様に、 $l/d \geq 100$ の範囲で両者は比較的よく合うといえることができる。

4. 無次元数に関する検討

式(22)において、もし右辺()内の有次元量 σ, ρ_l, G を無視すると、残る無次元数は Ahmad⁽⁹⁾の採用した無次元数に完全に一致する。したがって無次元数に関する Ahmad の取捨選択は、環状流モデルに対してよくマッチしたものであったと言える。

ところで、式(1)に示す Ahmad の相関パラメータ ψ_{CHF} に含まれる3個の無次元数 $\sigma \rho_l / G^2 d, Gd/\mu_l, \mu_l/\mu_v$ は、Whalleyらの計算式では、式(19)~(21)に含まれており、したがってこれらは式(18)の C_{eq} の局所値の決定に関与する量であることがわかる。そして μ_l/μ_v は、式(21)にみるごとく $(\mu_l/\mu_v)^{0.25}$ で影響するから、その影響は比較的小さい。また Gd/μ_l の影響は、式(20)、(21)にみるごとく、 Gd/μ_l および G_{IF}/G が非常に小さい場合を除いて、上記 μ_l/μ_v と似た状況にある。これらの状況は、式(1)の ψ_{CHF} の無次元数の指

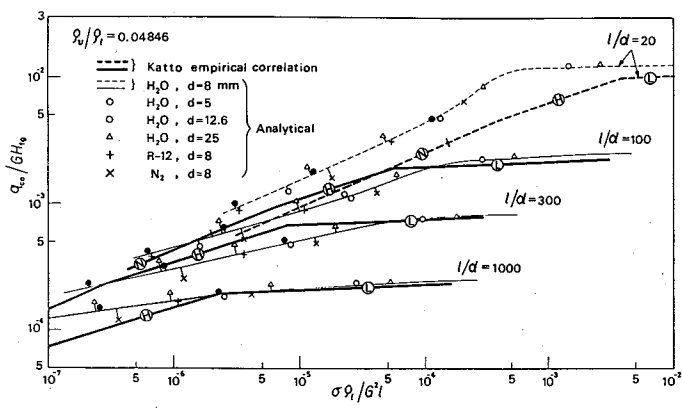


図4 q_{co} に関する無次元整理と数値計算の比較 ($\rho_v/\rho_l=0.04846$)

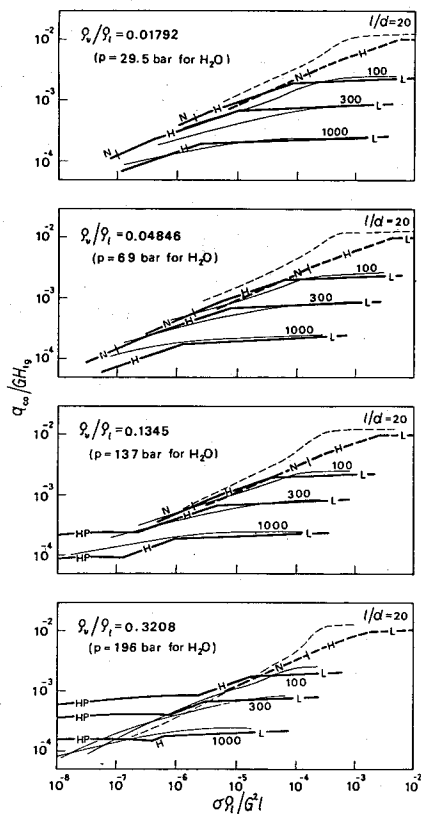


図5 q_{co} に関する無次元整理と数値計算の比較 (水, $d=8$ mm の場合)

数の相対的な大きさにマッチしているようである。なお粘性の影響に関し、ここで次の事柄を付記しておくのも興味であろう。すなわち、Würtz⁽¹⁵⁾、および Levy⁽¹⁶⁾の理論モデルは、蒸気の粘性 μ_v の影響を近似的に無視する形で構成されている (μ_v の影響は小さいことを意味しよう)。

一方、式(22)に含まれる有次元量 σ, ρ_l, G は、主として式(15)中の $k_a \rho_l / G$ に関連するものであるが、この $k_a \rho_l / G$ は、式(15)にみるごとく、 q_{co} / GH_{f0} との相対的な大きさが重要な項であり、かつ $G_{IF} / G = 0$ の位置までの管長の計算値に強い影響をもつ項である (ただし $|\phi| \ll 1$ の場合——これは後述 5・1 節に述べるごとく領域 L で生ずる——は除く)。したがって、領域 H の CHF 無次元整理式(6)、(7)では q_{co} / GH_{f0} と $\sigma \rho_l / G^2 l$ とが、ある種の直接的関係をもっていることをふりかえてみると、上記の有次元量 σ, ρ_l, G が $\sigma \rho_l / G^2 l$ の形の無次元量を近似的に構成する可能性を認めてもよいように思われる。

ともあれ図4にみるごとく、CHF 数値計算結果を $\sigma \rho_l / G^2 l$ によって整理する場合、管径 d および流体物質によって多少の偏差が存在する。しかし、通常の CHF 実験条件範囲内を考えるかぎり、近似的なまとまりを有している。したがって、その意味で、CHF データ (少なくとも領域 H の) の無次元整理に際して、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ なる無次元数の使用は、環状流モデルによって支持されるものと判断できる。なお $\sigma \rho_l / G^2 l$ を用いた式(2)の形式の CHF データ処理は、使用する無次元数の個数が比較的少なくすむ [式(1)~(3)中でも最小] ので、限界熱流束を広い条件範囲にわたり分析し、その特性を大まかに系統化しようとする目的には特に適していると考えられる。

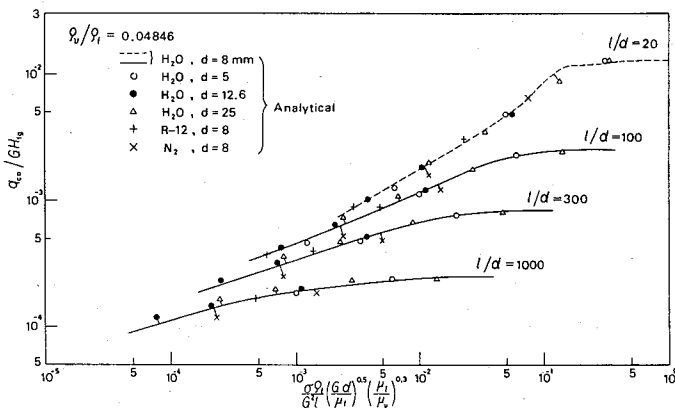


図6 粘性の影響を考慮に入れた q_{co} の無次元整理 (数値計算結果)

なお上記の無次元数 $\sigma \rho_l / G^2 l$ に対して、Ahmad⁽³⁾の式(1)で考慮されている粘性の影響因子 $(Gd / \mu_l)^{0.5} (\mu_l / \mu_v)^{0.3}$ を乗じてできる無次元量によって、試みに図4の CHF 数値計算結果を再整理してみた結果を図6に示す。直径や流体種類による偏差が図4の場合よりやや少なくなるのが見られるが、ただ液体ちっ素に対しては、あまり効果がないようである [Ahmad⁽³⁾は液体ちっ素に対し式(1)を検証していない]。

最後に、Shah⁽⁹⁾の無次元整理で使われる式(3)の Y に含まれる量は、 μ_l / μ_v を除くとほかは Whalley らの環状流理論モデルと無関係のものである。したがって Shah の無次元整理は、少なくとも飽和入口条件下の環状流領域 CHF に関するかぎり、物理的意味がやや薄弱の感をまぬがれ難いと考えられる。

5. その他の関連事項

5・1 領域 L と領域 H の区別と物理的背景 著者の CHF 無次元整理では、図1, 4, 5にみるごとく、領域 L と領域 H の間に性格の相違が存在し、それは整理式(4)~(7)で ρ_v / ρ_l の影響をみると、さらに明らかになる。一方、Whalley らの理論モデルでは、この両領域の CHF に対し、同一の計算式(15)による計算がおこなわれ、したがって一見、領域 L と H の区別は無意味であるかのようにも見える。

しかし、環状流モデル数値計算における液膜流量割合 G_{IF} / G の管軸方向変化状況を見ると、図7のごとくなる ($p = 69$ bar の水で $d = 8$ mm に対し、 $l/d = 100$ および 1000 の場合を例示)。また図8は、上と同じ条件下に、式(15)右辺の ϕ の値 (正味デポジション速度を無次元化したもの) の管軸方向変化を示している。両図において、 $\kappa / \kappa_{ex} = 0$ が管入口、 $\kappa / \kappa_{ex} = 1$ が管出口を示し、かつ式(14)にみるごとく κ は管入口からの距離 z に比例する。

さて図7には、 $l/d = 100, 1000$ どちらの場合も、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ の4個の値 (順次約10倍ずつ変化) に対して G_{IF} / G の変化状況が示されており、その曲線の特性の相違から2グループに大別することができる。第1は、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ の値が比較的高い場合で、ここでは G_{IF} / G は管入口付近で1に近い値をとり、以後ほぼ直線的に減少して管出口で零になる。これは、管に流入する飽和液が大部分、液膜流で流れる状況下に、加熱によって蒸発消費することにより CHF 条件を生ずるもので、し

たがって「蒸発支配限界熱流束」と呼ぶことができるであろう。実際、図8を見ると、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ が比較的に大きい場合、

(1) 管入口から出口まで ϕ の絶対値が零に近く保たれるか、または

(2) 管前半部で $\phi < 0$ (正味エントレインメント効果で液膜流量が減少) だが、管後半部で $\phi > 0$ (正味デポジション効果で液膜流量が回復)

で、結局、(1)、(2)の両場合とも、液膜流量の減少は、主として加熱による蒸発消耗だけに支配されることになる。なお図7、8に示すCHFに対応する出口クオリティ x_{ex} の値を表1に示すが、上記の「蒸発支配限界熱流束」では x_{ex} が1でないし1に近く、領域Lの特性〔式(4)、(5)、(10)〕に合致している。

他方、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ の値が比較的に低い場合は、まず図7にみるごとく、 G_{IF}/G の値が管入口の近傍から1よりかなり低い。また図8にみるごとく、 ϕ の値が管入口近くで大きくマイナス値をとり、以後、管の大部分で1に近い値を保つ傾向を有する。これらのことは結局、管入口近くで液体の相当部分が中心気流中にエントレインメントされ、以後出口までずっと液膜流れは蒸発消耗量に近い液体を中心気流からの正味デポジションで補給されつつ流れていく状況であることを示

し、したがって「正味デポジション支配限界熱流束」と呼ぶことができるであろう。なお表1にみるごとく、現在の場合、出口クオリティ x_{ex} が小さい状態でCHFを発生し、以上の状況は前述の領域Lと著しく異なるもの、すなわち領域Hの特性である。

なおHewittは、中心気流中の液滴流量が、管前半部で次第に増加した後、減少してついに管内の液体流量に一致する位置でCHFが発生することを示す有名な図面〔文献(23)の285ページ、文献(26)の228ページなど〕を与えているが、この状況は上記の領域Lの(2)の場合の状況によく似ている。そして実際、この図面の結果を得たHewittの実験条件は、式(4)~(7)で検討すると、明らかに領域Lに属していることがわかる。

5.2 l/d が非常に大きい場合の領域H 図4、5を詳しく見ると、 $l/d=1000$ の場合、著者の無次元

表1 出口クオリティ x_{ex}

$l/d = 100$		$l/d = 1000$	
$\sigma \rho_l / G^2 l$	x_{ex}	$\sigma \rho_l / G^2 l$	x_{ex}
1.64×10^{-3}	1.00	1.64×10^{-4}	1.00
1.85×10^{-4}	0.88	1.81×10^{-5}	0.95
1.64×10^{-5}	0.41	1.64×10^{-6}	0.73
1.03×10^{-6}	0.18	1.02×10^{-7}	0.46

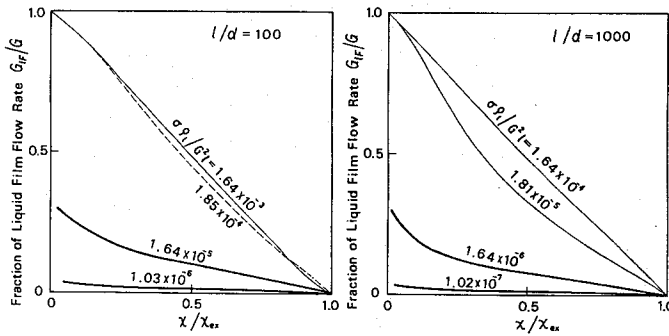


図7 G_{IF}/G の管軸方向変化 (水, $p=69$ bar, $d=8$ mm)

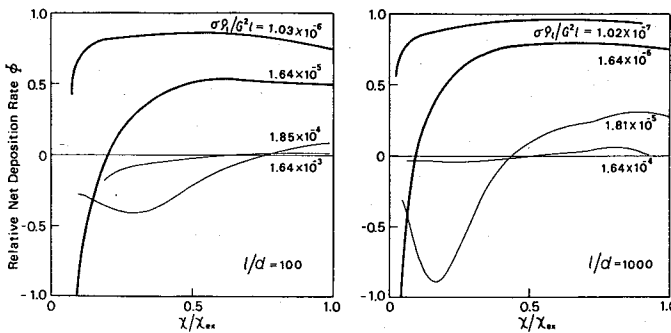


図8 ϕ の管軸方向変化 (水, $p=69$ bar, $d=8$ mm)

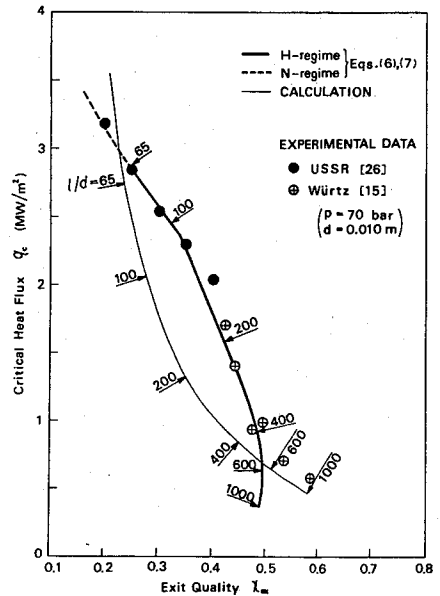


図9 q_c-x_{ex} 関係 (水, $p=69$ bar, $d=8$ mm, $G=2000$ kg/(m²·s))

整理の領域 H と, Whalley らの方法による数値解との間に傾向の相違がみられる。この問題に関連して、図 9 に、 $p=69$ bar の水に対し、 $d=8$ mm, $G=2000$ kg/(m²·s) の場合の限界熱流束 q_c と出口クオリティ x_{ex} の関係を示す。ここで太い曲線は、著者の無次元整理式(6), (7)によるもので、破線部分は領域 N, 実線部分は領域 H であり、また一方、細い曲線は式(15)による数値計算によるものである*3。各曲線上に矢印で6個の l/d の値を示してある。他方、図9に示す実験データのうち、●印はソ連科学アカデミーの与える CHF 標準値⁽²⁶⁾であり、また⊕印は Würtz⁽¹⁵⁾が求めた実験値(ただし $p=70$ bar, $d=10$ mm)である。

図9において実験データは、ほぼ $l/d < 600$ の範囲では著者の無次元整理式(領域 H)とよく一致するが、 $l/d > 600$ では傾向がまったく異なる(このことは極限出口クオリティを扱った前報⁽²⁷⁾ですでに述べたが)。すなわち後者の範囲では、実験データは l/d の増加とともに $q_c \rightarrow 0$, $x_{ex} \rightarrow 1$ となる傾向を示し、したがってここでは著者の無次元整理式は効力を失う一方、Whalley らの数値解が実験と同じ傾向をもつと言える。ただ、この特殊な領域は、従来、実験データの個数もきわめて限られており、今後さらに研究が必要と思われる。

なお上述の $q_c \rightarrow 0$, $x_{ex} \rightarrow 1$ の傾向は、領域 L において $G \rightarrow 0$ の極限でも現れる〔式(4), (10)〕。しかし図9の場合は、 $G = \text{一定}$, l/d 増加の条件下のもので、領域 L とはまったく性格の異なるものである。

6. 結 論

本報では簡単のため飽和入口条件下の一様加熱垂直円管の CHF を扱った。そして著者の CHF 無次元整理に含まれる4特性領域のうち、領域 L および H が環状流領域に相当することを確かめた後、Whalley らの環状流モデルに基づく数値計算をおこない、無次元整理との比較をおこなった。この方法により、 $\sigma \rho_l / G^2 l$

*3 環状流の条件下に生ずる CHF の場合は、サブクール入口条件 ($\Delta H_i > 0$) でも、管途中の $x=0$ の位置以降の状況は、飽和入口条件 ($\Delta H_i = 0$) の場合の管入口、出口間の状況に近似的にひとしいと見て差しつかえない。したがって $q_c - x_{ex}$ の関係は、近似的に、 $\Delta H_i = 0$ の場合の結果から求めることができる。

なる無次元数の使用価値を含めて無次元数に関する検討(4章)、ならびに領域 L, H の区別の物理的意味などの検討(5章)をおこない成果を得た。

本研究は、文部省エネルギー特別研究(昭和56年度 No. 56040014) 科学研究費補助金を受けた研究の一部をなすもので、ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Stevens, G. F. and Kirby, G. J., *AEW-R*, 327 (1964).
- (2) Barnett, P. G., *AEW-R*, 134 (1963).
- (3) Ahmad, S. Y., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16-3 (1973), 641.
- (4) Griffith, P., *ASME-Paper*, 57-HT-21 (1957).
- (5) Zenkevich, B. A., *Sov. J. At. Energy*, 4 (1958), 89.
- (6) Gambill, W. R., *Chem. Eng. Prog., Symp. Ser.*, 59-41 (1963), 71.
- (7) 甲藤, 機論, 44-387 (昭53), 3865.
- (8) 甲藤, 機論, 45-400, B (昭54), 1982.
- (9) Shah, M. M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22-4 (1979), 557.
- (10) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭54), 1982.
- (11) Mayinger, F. (Kakaç, S. and Veziroglu, T. N. 編), *Two-Phase Flows and Heat Transfer*, 1 (1977), 129.
- (12) Mariy, A. H., ほか2名 (Kakaç, S. and Veziroglu, T. N. 編), *Two-Phase Flows and Heat Transfer*, 3 (1977), 1111.
- (13) Whalley, P. B., ほか2名, *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.*, 4 (1974), 290.
- (14) Whalley, P. B., ほか2名, *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, 5 (1978), 65.
- (15) Würtz, J., *Risø Rep.*, No. 372 (1978).
- (16) Levy, S., ほか2名, *EPRI*, NP-1619 (1980).
- (17) El-Shanawany, M., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21-5 (1978), 529.
- (18) Saito, T., ほか2名, *Nucl. Eng. Des.*, 50-2 (1978), 225.
- (19) 甲藤, 機論, 46-409, B (昭55), 1721.
- (20) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭56), 220.
- (21) Bergles, A. E. and Suo, M., *Proc. 1966 Heat Transfer Fluid Mech. Inst.*, (1966), 79.
- (22) Hewitt, G. F. and Roberts, D. N., *AERE-M*, 2159 (1969).
- (23) Butterworth, D. and Hewitt, G. F. 編, *Two-Phase Flow and Heat Transfer*, (1977), Oxford Univ. Press.
- (24) 高田, 機械計算法, (昭56), 107, 養賢堂.
- (25) Hewitt, G. F. and Hall-Taylor, N. S., *Annular Two-Phase Flow*, (1970), Pergamon.
- (26) *Heat Mass Transfer Sec., Sci. Council, Acad. Sci. U. S. S. R., Thermal Eng.*, 23-9 (1977), 77.
- (27) Katto, Y., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 104-1 (1982), 40.

討 論

〔質問〕 一色 尚次 (東京工業大学)

きわめて丹念な無次元解析により高度な整理を進められている努力と成果に敬意を表し、かつ5章ではじめて物理的背景を記されたことに大いに興味を覚える。

(1) 図7の G_{IF}/G の値の数値計算はどのような根拠によったものか。

(2) ρ_l/G^2l が比較的低い場合は正味デポジション支配限界域とされるが、沸騰を中心として考えるときはむしろ、環状流から噴霧流への移行領域における表面薄膜液流内沸騰の吹出し流を CHF 現象支配の主体と考えて表面沸騰支配限界域と考える考え方も通用すると考えられるが、ご所見はいかがか。

〔回答〕 (1) ご質問の意味がわかりかねるが、下記のようなことで回答になるうか。すなわち図7の G_{IF}/G の値は、 x の刻み幅 Δx ごとに式(15)によって順次算出されていく G_{IF}/G の局所値を示したものである。なお、この数値計算にあたり、 G_{IF}/G の初期値の決定は3・2節の最初の段落に記してある。

(2) 下記の4点を記したい。

(i) 本報のごとく式(13)を基礎に環状流の管軸方向の状況変化を考える場合、沸騰の効果は次のようになる。すなわち高熱流束下には沸騰気泡のバースティング (bursting) などが、液膜から中心気流への液滴のエントレインメントを増加させるはずである。しかし文献(15)には、Anderson-Würtzの研究により、2 MW/m² 以下の普通の熱流束範囲 (これは図9にみるごとく本報の計算モデルの適用範囲にほぼ相当) では上記の効果は無視できるとされている。したがって、これによるかぎり、本報の計算モデルの適用範囲内では沸騰の吹出し効果はほとんどないとせざるを得ない。かつ本報のモデルでは $G_{IF}/G=0$ の位置で CHF (ドライアウト形式) が発生するものと想定している

付表1

領域	CHF 発生機構	流動様式
(HL)	液滴デポジットと蒸発のバランス	噴霧流
(LH)	沸騰気泡による液膜流れの消失	環状流

が、この場合、CHF 発生点の近くでは液膜が非常に薄くなり、液膜内で沸騰はほとんど生じない状況にある。

(ii) 前記の状況より ρ_l/G^2l がずっと小となり、領域 N に入ると、図2, 3にみるごとく流動様式は froth ないし wispy annular 流となる。この領域 N は図9では破線の状況で、熱流束は 2 MW/m² より十分高く、したがって CHF に対する沸騰の効果が大きになると考えられるが、上記のごとく流動様式がもはや環状流ではなくなり、常識的にも、いわゆる DNB 形式の CHF に近い状況と考えるべきであろう。

(iii) 一方、質問者のご研究(付1)では、CHF を領域 (HL), (LH) の2領域に分類し、それらに対し CHF 発生機構および流動様式を付表1のごとく考えておられる。

これを本報の分類と比べると、まず CHF 発生機構の面からは下記のような対応を考えざるを得ない。

領域(HL)↔領域 L および H; 領域(LH)↔領域 N
しかし流動様式の面からは

領域(HL)↔対応なし; 領域(LH)↔領域 L および H

となり前記の対応と一致しない状況にある。

(iv) 質問者が環状流から噴霧流への移行領域と言われる事柄は、回答者の理解を越えるものがあるようである。少なくとも前記の表との関連において、環状流から噴霧流への移行領域が、いかなる物理的状況を指すものか不明である。

(付1) 一色・堀, 機論, 46-411, B (昭55), 2170.

基本的な強制流動沸騰系のCHF特性の鳥瞰(1)

甲 藤 好 郎*

1. はしがき

液体から蒸気への変相を伴う形の加熱方式においては、加熱面が液体でよく濡らされた状況下、非常に優れた伝熱性能を示すが、常に利用可能というわけにはいかず、熱流束の上昇と共に、あるところで限界に達してしまう。そして、この限界時の熱流束のことを特に限界熱流束(Critical Heat Flux)と呼び、簡単のためCHFと略記する。

さて流路内を流体が強制的に流される沸騰系にも限界熱流束が発生するが、これは液体ロケット燃焼室、PWR型原子炉、高速増殖炉の蒸気発生器、その他の設計や安全性に重要な関係を持ち、また最近、超電導マグネットの冷却問題とも、ある種の関連を有している。そして、そうしたことのため随分以前から、(i)非常に多くの実験的研究がおこなわれ、(ii)水など特定の作動流体のCHFに対して、多くの設計用経験公式や標準データ表が発表され、(iii)モデル流体による小規模試験を可能にするため、異種流体のCHFの相互変換法則の研究がなされ、(iv)最近では特に環状流(管壁上を液膜が流れ、管中心部に液滴を含む蒸気流が流れる様式)状況下に生ずるCHFの理論解析などが進んでいる。そして、それぞれ貴重な成果が得られてきていることは言うまでもない。

しかし、それではCHFに対し、系統的な知識の構成整理ができていくかという点、現状では必ずしも満足すべき状況にあるとは言えない。たとえば、上記の環状流モデルによる理論解析を考えてみても、個々の研究自体は、それぞれ特色あり非常に興味深い内容を持つものの、実際に電算機を使つて計算検討してみると、意外に適用可能領域が狭かつたり、互の予測値の間に非常に大きな食い違いが見出されたりする。そして、このようなわけで、限界熱流束について系統的な見直しがつけ難いとなると、いかに個々の研究や情報が沢山あつても、それらの間の相互関連がつかず、結局のところ群盲象をなぞるといつた状況にならざるを得ない。

もともと、単純なプール沸騰の限界熱流束(これについては、すでに無次元整理式が一応完成しているといえる)にしてからが、その真の発生機構となると、まだ把握できているとは言えないのではなからうか。もちろん、ここにはZUBERに代表される有名な流体力学的不安定理論(相対速度を持つ蒸気と液体の界面の安定性を

考える)というものがあり、なんとなく世間全般これに信をおいている風がある。しかし、この理論は、実際に観察される気液二相の流動挙動と必ずしも対応しない面があるし、また本稿2章で述べる形の強制流動沸騰(外部流)のCHFに対し、まったく関連を持ち得ない形式内容のものである。プール沸騰と強制流動沸騰とでCHF発生機構がまったく異なるのだと考えてしまえば、それまでであるが、常識的にいつて、やはり何かおかし

い感じがする。ともあれ、こうした状況下にあつて、強制流動沸騰系のCHFについて、現在特に研究すべき事柄の一つは、少なくとも基本的な沸騰系(一様加熱管内の流れなど)のCHFデータに対して、近似的でよいから広い範囲にわたつて一般的に適用できる形の無次元整理の可能性を探究することである。そして、もしそれが可能ならば、CHF特性の系統的な見通しが立てられ、従来の混乱を少しでも秩序立つたものにすることができると、さらにはCHF機構の解明のためにも有用な基礎基盤を与えてくれることになる。そこで筆者の研究室では最近、このような意図のもとに、強制流動沸騰のCHFの全体像の把握、すなわち定量的には、ある程度の大まかさを許しつつもCHFの系統的な整理をすることを目的とした研究をおこなつてきた。そして現在、まだいくつかの問題を残しつつも、一応のくぎりに近い段階に到つたといえるが、結果を発表した文献が散在しているため全容を見渡しにくい状況にある。そこで本稿は、それらの結果を要約し簡明に解説することを試みたものである。

記号

C : 無次元定数, 式(9)

d : 加熱管の内径(m)

d_{ht} : 加熱相当直径, 式(19)で定義

G : 質量速度(kg/m²s)

H_{fg} : 蒸発潜熱(J/kg)

ΔH_i : 入口サブクール・エンタルピ(サブクール入口条件では $\Delta H_i > 0$, 二相混合入口条件では $\Delta H_i < 0$)
(J/kg)

K : 入口サブクール影響係数, 式(5)で定義

l : 加熱面または加熱流路の流れ方向長さ(m)

p : 絶対圧力(bar)

q : 熱流束(W/m²)

q_c : 限界熱流束(W/m²)

q_{c0} : 飽和液流の q_c , または $\Delta H_i = 0$ のときの q_c (W/m²)

u : 沸騰系への液体流入速度(m/s)

ρ_l : 液体密度(kg/m³)

ρ_g : 蒸気密度(kg/m³)

* 東京大学工学部 (Yoshiro KATTO)

X_{22} : CHF 発生時の出口クオリティ
 X_{22}^0 : 極限出口クオリティ, 図 12

2. 外部流の基本沸騰系のCHF

本研究の主対象は、前述のごとく、一様加熱の円管、二重管、長方形管など、内部流形式の基本的な強制流動沸騰系の CHF であるが、この CHF に対して従来から二つの代表形式が考えられている。一つは、図 1(a)のごとく、流路出口における蒸気クオリティ(全流量のうち蒸気流量の占める比率)が大きく、流動様式は環状流(管壁上を液膜、中心部を液滴を含む蒸気が流れる)、そして管壁上の液膜がドライアウトすることによって CHF が発生すると想定されているもの、また他の一つは、図 1(b)のごとく、出口の蒸気クオリティは小さく、気泡流(液体中に気泡を含んで流れる)の流動様式下、

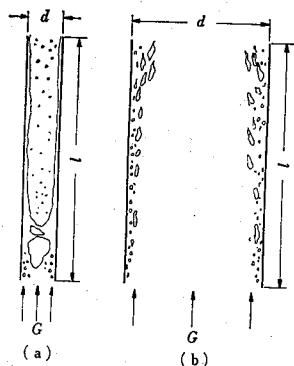


図 1 飽和液流入円管内の強制流動沸騰の二つの極限状態
 (a) l/d が大、または G が小の場合
 (b) l/d が小、または G が大の場合

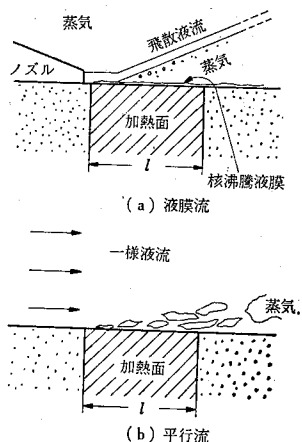


図 2 飽和液の強制流動沸騰(外部流)において熱流束が高い時の状況

核沸騰からの逸脱、すなわち DNB(departure from nucleate boiling) と呼ばれる形式をもつて発生するとされる CHF である。

ところで、なにぶんにも内部流沸騰系の CHF 現象は複雑なものであるから、その処理にとりかかる前に、上記のような比較的簡単な二つの極限流動形式を考え、さらに、これと類似的な状況をもつ外部流の沸騰系(これはさらに簡単な状況となる)について、まず実験的な研究をおこなってみるということは一つの道といえるであろう。なお従来は、実際技術の問題に追われたためか、外部流沸騰系に関する研究は、奇妙なまでに少かつたといえるように思われる。

2.1 液膜流で冷却される平板加熱面

これは図 2(a)のごとく、平板加熱面的一端において長方形ノズルから流出する飽和液の平面噴流によって、平板加熱面上に液膜流を流す系である。図に示すごとく、加熱面からの熱流束が高くなると激しい蒸気噴出のため、ノズルから供給される液体の大部分が流入部近くで飛散させられ、加熱面は残りの薄い液膜だけに覆われる状況になる(上向き水平加熱面の場合は、飛散液体が重力の作用で再び加熱面上に戻らぬような寸法の加熱面だけを考える)。

さて、この沸騰系について、文献¹⁾の研究では、流れ方向の長さ $l=10\sim 20$ mm を持つ長方形加熱面(電気ヒータで加熱される銅ブロックの端面を使用)、試験流体は大気圧下の水、フロン R-113、およびトリクロロエタン、そして噴流の流入速度 $u=1.5\sim 15$ m/s の条件下の実験をおこない、得られた限界熱流束 q_{co} (熱流束がこの値を越えると上記の銅ブロックの温度が急上昇をはじめ)のデータは次の無次元整理式でよく整理されることを示した。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.0164 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \quad (1)$$

ここに G は加熱面に流入する液体の質量速度 $G=u\rho_l$ で、なお ρ_v/ρ_l と $\sigma\rho_l/G^2l$ の実験範囲は、 $\rho_v/\rho_l=0.000624\sim 0.00525$, $\sigma\rho_l/G^2l=5\times 10^{-6}\sim 3\times 10^{-3}$ である。

また文献²⁾の研究では、 $u=65$ m/s にまでおよぶ高速流入状況下の CHF の実験を目的として、 $l=10\sim 40$ mm の長方形加熱面(直流・直接通電加熱の厚さ 0.5 mm のステンレス鋼板を使用)、大気圧下の水、フロン R-113 を使い $u=1.8\sim 65$ m/s の範囲の実験をおこなった。ここでの実験データ q_{co} は、加熱面長さ l による多少の偏りを示したが、近似的には次の整理式で整理できる。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.0106 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.281} \quad (2)$$

ここに $G = u\rho_l$ で、また $\sigma\rho_l/G^2l = 6 \times 10^{-6} \sim 3 \times 10^{-4}$ の実験範囲である。式(2)の結果は、式(1)に比べ $\sigma\rho_l/G^2l$ にかかる指数の値が多少相違(約16%)するものの、大まかにみれば式(1)に近いものと言うことができる。

なお文献³⁾の研究では、高圧下の状況を対象として、円板状加熱面(直径10mm)の中心に、飽和液体(フロン R-12)の細い円柱状噴流を垂直にあて、加熱面上に放射状に液膜流が流れる場合の沸騰を扱っているが、大気圧下の CHF に対して得られる実験整理式〔本稿の式(1)、(2)と類似のもの〕が、気液密度比 ρ_v/ρ_l が約0.17という高い値(すなわち非常に高圧)に到るまで近似的に成立し得ることを示している。

2.2 液体の一樣流に平行においた平板加熱面

これは図2(b)に示すごとく、一樣速度 u で流れる飽和液の流れに平行に、液中に沈めておいた平板加熱面上の沸騰系である。これに関して文献⁴⁾の研究では、流れ方向の長さ $l = 10 \sim 20$ mm の長方形加熱面(電気ヒータで加熱される銅ブロックの端面使用)、試験流体は大気圧下の水、フロン R-113、そして液体の流速 $u = 1.5 \sim 10$ m/s の範囲で実験をおこない、限界熱流束 q_{co} のデータが次式でよく、整理されることを示した。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.559} \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2l} \right)^{0.264} \quad (3)$$

ここに G は液体流の質量速度 $G = u\rho_l$ で、また $\sigma\rho_l/G^2l = 1 \times 10^{-5} \sim 3 \times 10^{-3}$ の範囲である。式(3)を式(1)、(2)の場合と比べてみると、 $\sigma\rho_l/G^2l$ にかかる指数はほぼ同じ値をとる一方で、 ρ_v/ρ_l にかかる指数の値に大きな相違のあることが注目される。この ρ_v/ρ_l の指数の相違は、恐らく、流れに対する力の作用状況が、液膜流〔図2(a)〕と液体一樣流〔図2(b)〕とでかなり相違することによるものであろう。

それにしても、本章に記してきた事柄全体について言える大きな特色は、式(1)~(3)を通して、次の形の無次元整理が可能(少なくとも近似的に)であるということである。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = f \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{\sigma\rho_l}{G^2l} \right) \quad (4)$$

ただし式(4)右辺の関数形 $f(\)$ は、一般的に言つて、沸騰系の種類や状況で相違してかまわないし、またそれが当然である。

3. 内部流の基本沸騰系の CHF

3.1 一樣加熱垂直円管の CHF の無次元整理 内部流の強制流動沸騰系のなかで最も基本的なもの

して、一樣加熱垂直円管内の上昇流の場合を考えることにしよう。なお水平管の場合でも、質量速度 G が十分に大きくなれば、垂直円管の場合と似た状況となることが知られている。また垂直管の場合、上昇流と下降流とで CHF の値に多少の相違を生じ得るが、大まかな目的には似たものと考えてよい(厳密に言えば、これらの状況はすべて、気液密度比 ρ_v/ρ_l の大きさ、および流動様式によつて変化するであろう)。

ともあれ一樣加熱垂直円管において、圧力 p 、管長 l 、管径 d 、および質量速度 G が一定の条件下に、入口サブクール、エンタルピ ΔH_i (ただし $\Delta H_i > 0$ とする) だけを変えると、限界熱流束 q_c は一般に図3のような変化特性を示すことが知られている。もう少し詳しく言うと、普通は直線的な $q_c - \Delta H_i$ 関係を生じ、ある限られた条件下 (l/d が小さく、かつ G が大きい時など) において、下向きに凸の形の非直線的な $q_c - \Delta H_i$ 関係を生ずる。そして、いずれの場合にせよ、 q_c は ΔH_i と共に増加するので、下記のように書くことにしよう。

$$q_c = q_{co} \left(1 + K \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \right) \quad (5)$$

ここに q_{co} は、 $\Delta H_i = 0$ の場合の q_c の値(これを基礎限界熱流束 basic critical heat flux ということがある)、また K は入口サブクールの影響係数である。もちろん $q_c - \Delta H_i$ が直線関係を持つ場合は、 K は $\Delta H_i/H_{fg}$ に独立な関数となる。

$\Delta H_i = 0$ に対する q_{co} について 飽和液 ($\Delta H_i = 0$) 流入条件下の実験をしようとする、駆動ポンプの性能をはじめ、いろいろの問題がある。そして通常は、入口サブクール条件 ($\Delta H_i > 0$) のもとに q_c のデータが得られることが多いが、 $\Delta H_i = 0$ の近傍に適当な個数のデータがあれば、 $\Delta H_i \rightarrow 0$ の外挿法によつて q_{co} の値を知ることができる。そして、いろいろの流体、圧力、流動条件に対して求められた CHF の既存データから、上述の原理で求めた q_{co} データを無次元整理することを考えてみることにしよう。

ところで、2章の終りに述べた式(4)の結果をふりかえつてみると、現在の場合、次の形の無次元整理を試してみる価値はあるように思われる。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = f \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{\sigma\rho_l}{G^2l}, \frac{l}{d} \right) \quad (6)$$

ここに l/d は、加熱管の管長/管径比であつて、流路条件として新しく加わるものである。もつとも式(4)と式(6)の間に厳密な意味での理論的つながりがあるかといへば、その答えはノーである。なぜなら一方は外部流、他方は内部流である。たとえば図1(a)と図2(a)を

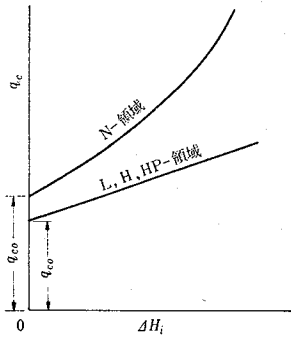


図3 限界熱流束 q_c と入口サブクール・エンタルピー ΔH_i の関係
(p, l, d および G 一定条件下)

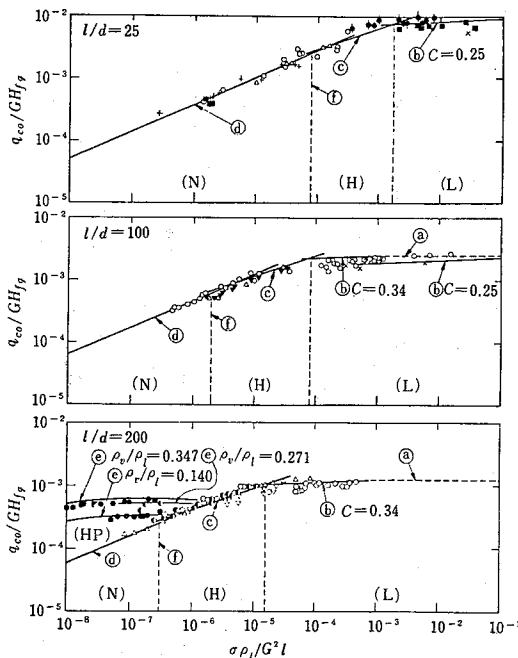


図4 垂直円管内の強制流動沸騰の q_{c0} (文献⁷⁾より)

くらべてみると、前者の場合、加熱面からの発生蒸気は外へ散逸するのに対し、後者の場合、発生蒸気は中心気流をなして流路内を高速で流れるのであつて、状況は互にかなり相違している。

なお文献⁵⁾の第2章には、方向性次元解析による $q_{c0}/GH_f g$ の解析を記してある。しかし、その内容には問題があり、現在の筆者としては、その解析は除去すべき内容のものと思つているので、ここに特に記しておきたい。

それにしても、単に次元解析の面だけからみれば、式(4)で用いた無次元数に l/d を加えたもの、すなわち

式(6)の無次元数によつて、現在の沸騰系の整理の q_{c0} を試してみることは、それはそれで許されることである。そして現実には、このやや投機的な試みを遂行した結果、文献⁵⁻⁷⁾に記すような結果となり、ある種の成功といふことができる。そして図4は、14種類の流体(水、アンモニア、ベンゼン、エタノール、フロン R-12, 21, 22, 113, 114, ヘリウム I, パラ水素, モノイソプロピルビフェニル, 窒素, カリウム)について、いろいろな条件下の q_{c0} データを集め、式(6)の形で整理してみた結果の一部である。そして、これらの結果から、4個の特性領域、すなわち L 領域(図4のⒶ), H 領域(図4のⒷ), N 領域(図4のⒸ), および HP 領域(図4のⒹ) がかなり明確に分類されることになる。ただし H 領域と N 領域を区別する特性は、図4をみる限りほとんど存在しないが、実は図3の形で q_c と ΔH_i の関係を調べてみると⁵⁾、上記4領域の中で N 領域のみが非直線関係 (nonlinear の頭文字によつて N 領域と名付けた) を持ち、この面から N 領域は他と明らかに区別されるのである。

なお上記の4特性領域に関し、L 領域は質量速度 G が小さく、出口クオリティ χ_{ex} が1に近い状況にあるのでドライアウト的な限界熱流束、また N 領域は、 G が大きく、 χ_{ex} が小さいので DNB 的な限界熱流束に近い状態にあると推測することができる。そして H 領域は、L と N の中間領域である。また HP 領域は、非常に高圧下 (ρ_v/ρ_l が1に近い) に、N 領域の代りに発生するもので、なおここで N 領域と HP 領域のどちらが生じ、どちらが生じないかをきめる条件については、文献⁸⁾を参照されたい。(なお後述の4.1節参照)。

入口サブクール影響係数 K について、上に述べたように、N 領域は非直線的な $q_c - \Delta H_i$ 関係を有し、これによつて H 領域と区別されるが、図4の垂直破線Ⓔは、既存データの分析から H 領域と N 領域の境界を定めた結果であつて、次の無次元式で与えられる。

$$\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} = \left(\frac{0.77}{l/d} \right)^{2.70} \quad (7)$$

ところで、N 領域を除く残りの3領域、すなわち L, H, HP 各領域では、 $q_c - \Delta H_i$ 直線関係をもつので、(5)式右辺の K の値が、 $\Delta H_i/H_f g$ に独立に定められることになる。そして、かかる状況下の K に対し、文献⁸⁾の研究では、すでに q_{c0} に関して得た整理式(6)を使用し、下記(i), (ii)の条件を使うと解析的に K を定めることを示している。(i) $H_i=0$ のごく近傍に限り、沸騰長さの概念(入口サブクール条件の場合、加熱管の途中の $\Delta H_i=0$ となる位置から下流部分の状況は、入

口飽和条件の場合の加熱管内の状況にひとしいと考える)が厳密に適用できる、(ii) ΔH_s の広い範囲にわたる直線的な $q_c - \Delta H_s$ 関係が成立する。

q_{co} および K の無次元整理式 さて上記のようにして求めた q_{co} および K の無次元整理式 (文献⁹⁾に最終的な結果をまとめている)を記せば下記の通りである。すなわち、まず q_{co} について、図4の線 ㉓、㉔、㉕、㉖、㉗ とそれぞれ対応しつつ、以下のごとくなる。

L 領域

$$\text{㉓} : \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.25 \frac{1}{l/d} \quad (8)$$

$$\text{㉔} : \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \quad (9)$$

ここに C の値は、 $l/d < 50$ で $C = 0.25$ 、 $l/d > 150$ で $C = 0.34$ 、そして $l/d = 50 \sim 150$ で $C = 0.25 + 0.0009\{(l/d) - 50\}$ である。

H 領域

$$\text{㉕} : \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (10)$$

$$\text{㉖} : \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (11)$$

N 領域

$$\text{㉗} : \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (11)$$

HP 領域

$$\text{㉘} : \frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.60} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.173} \times \frac{1}{1 + 0.280 \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.233} \frac{l}{d}} \quad (12)$$

上記において、式(11)はH、N両領域にまたがって使用されるが、この二つの領域を区別する境界は前述したごとく式(7)によつて定められる。

なお図4で、L領域の直線㉓、㉔およびHP領域の曲線㉘はほとんど水平である。これはLおよびHP領域の限界熱流束 q_{co} に対し、表面張力 σ (図4の横軸 $\sigma \rho_l / G^2 l$ に含まれる)の影響が非常に小さいことを意味している。

次に、式(8)~(12)から解析的に導かれる入口ナブクル影響係数 K は以下のごとくなる。

L 領域

$$\text{式(8)から} \quad K = 1 \quad (13)$$

$$\text{式(9)から} \quad K = \frac{1.043}{4 C (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.043}} \quad (14)$$

H 領域

式(10)から

$$K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(\rho_v / \rho_l)^{0.133} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{1/3}} \quad (15)$$

HP 領域

式(12)から

$$K = 1.12 \frac{1.52 (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.233} + d/l}{(\rho_v / \rho_l)^{0.60} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.173}} \quad (16)$$

上記においては、H領域に対し式(11)から導かれる K の式を省いてある。なぜなら、文献^{10,11)}の研究において、 K の実測値と理論値を比べているが、式(11)の q_{co} が適用されるH領域でも、式(15)の K [式(10)の q_{co} から導かれる]をそのまま用いるの方がよい結果を与えるからである。

CHF特性領域と、管出口の流動様式の関係

一様に加熱した垂直円管の出口の流動様式について、BERGLESら¹³⁾、およびBENNETTら¹⁴⁾が圧力 $p = 69$ barの水で観測した結果がある。そして文献¹²⁾の研究では、これらの流動様式観測結果と、筆者の無次元整理のCHF特性領域との間の関係を調べている。図5は、その結果の一例で、熱流束 q の加熱管出口の流動様式に関するBERGLESらの観測結果を図示する一方、3本の太い直

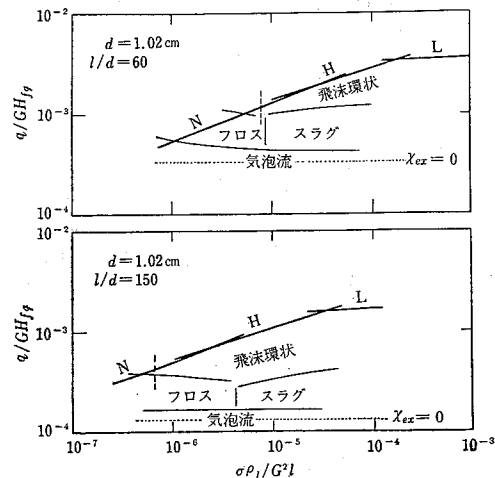


図5 水(69 bar)の流れる一様加熱垂直円管における熱流束 q と管出口流動様式の関係 (文献¹²⁾より)

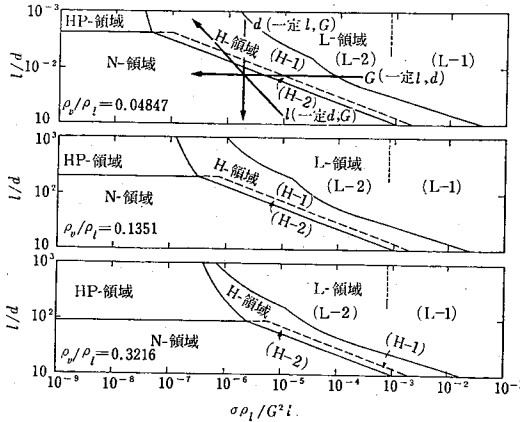


図6 限界熱流束の特性領域の分布

線は、筆者の無次元整理式によるL, H, N領域のCHFの予測値を示す。また図5で垂直破線は、式(7)によるH, N領域間の境界である。そして、これらの結果から、大体次のような対応をみることができる。

- L領域——環状流
- H領域——飛沫環状流
- N領域——フロス流（または液塊群を中心気流に伴っている環状流）、ないし気泡流

なおHP領域のCHFに対しては、流動様式の観測結果の報告はまだ発表されていないようである。ゆえに、これに関連する研究が必要である。なお前項で述べたごとく、この領域の q_{co} に対し表面張力 σ の影響は小さい状況にあることを再記しておく。

$q_c - X_{ex}$ 形式のデータ整理との関係 ソ連科学アカデミー伝熱部門¹⁵⁾では、直径 $d=8\text{mm}$ の円管に対し、圧力 $p=29.5\sim 196\text{bar}$ 、質量速度 $G=750\sim 5,000\text{kg/m}^2\text{s}$ の範囲内の水の強制流動沸騰CHF実験データを検討し、 p, G, d 一定の条件下、 l と ΔH_i を変化させたときの q_c と X_{ex} について標準値を決定している。

さて図6は、筆者の無次元整理における特性領域のひろがりについて、 ρ_l/ρ_g 一定の条件下、 l/d と $\sigma\rho_l/G^2l$ の関数として示すもの¹⁰⁾であるが、 p, G, d 一定の条件下に l が変化するとき、最上段の図の傾斜矢印線に沿う形での状況変化を生ずる管である。従つて、このことを念頭において、式(18)~(16)（およびエネルギーの釣合いから出口オリティ X_{ex} を与える式）によつて、 l および ΔH_i の変化に伴う $q_c - X_{ex}$ の予測値を求めることができる。そして文献¹⁶⁾の研究では、こうして求めた $q_c - X_{ex}$ 予測値を前述のソ連科学アカデミー $q_c - X_{ex}$ 標準値と比較しており、図7は、その結果の1例を示す

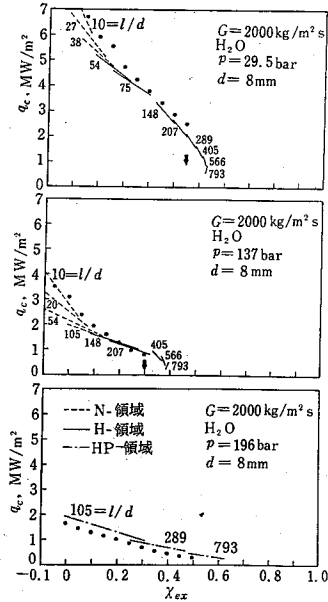


図7 直径8mmの円管内を水(28.5, 137, 196 bar)が流れる場合の限界熱流束 q_c と出口オリティ X_{ex} の関係(文献¹⁶⁾より)

ものである。ここに●印は科学アカデミーの標準値、また……(N領域)、——(H領域)、-.--(HP領域)の直線群は筆者の予測値(l の変化は l/d の値で示す)である。標準値と予測値の対応一致は良好である。

筆者のCHF無次元整理の特徴 以上、円管内の強制流動沸騰CHF下に対する筆者の無次元整理を記してきたが、その形式について下記の特徴を見ることができる。

(i) 式(8)~(16)にみるごとく、筆者の無次元整理では、加熱管長 l を含む形の無次元数 $\sigma\rho_l/G^2l$ が使用されている。これは、2章で述べた外部流CHF整理式(1)~(3)の $\sigma\rho_l/G^2l$ (ここに l は流れ方向の加熱面長さ)がもともになつて導入されたものであるが、局所値ではないことに注意する必要がある(管内流のとき局所値をとるとすれば管径 d を含む形の $\sigma\rho_l/G^2d$ を用いるべきである)。そして、少なくとも管内流の場合、そのCHFの次元解析の研究で従来考えられることになかつた無次元数である。流れに平行な平板上の層流境界層が乱流への遷移をおこす時の臨界レイノルズ数(平板前縁からの距離を含む)に性格が似ていなくもないが、この無次元数 ρ_l/G^2l がどんな物理的意味を持つか現在不明である。その解明には、CHF発生機構について解析的な研究を進める必要があると考えられる。

(ii) AHMAD¹⁷⁾は、異種流体間のモデリングの研究において、次元解析から多数の無次元数 ($\sigma\rho_l/G^2l$ は含まない) を導き、次に実験データとの関連から不要なものを除き、最終的に次の形の無次元関係を想定している。

$$\left. \begin{aligned} \frac{q_c}{GH_{fg}} &= f\left(\xi_{CHF}, \frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{l}{d}, \frac{\Delta H_l}{H_{fg}}\right) \\ \xi_{CHF} &= \left(\frac{\sigma\rho_l}{G^2d}\right)\left(\frac{Gd}{\mu_l}\right)^{1/2}\left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{3/10} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ここに μ_l, μ_v は液体、蒸気の粘性係数である。式(17)は、粘性係数の影響を考慮しているが、流体の顕熱に関する物理量(熱伝導率、比熱など)を含まない点で筆者の無次元整理と共通性を有している。

(iii) 最近 SHAH^{18,19)} は、円管および二重管の CHF に対し、図式法の形の無次元整理を発表している。彼の無次元整理の与える CHF 予測値は、大まかに言つて、筆者の無次元整理の予測値と大きさも傾向もかなり似たものになるが、ただ液体ヘリウムの限界熱流束については、SHAH の予測は精度がかなり落ちるようである(SHAH の無次元整理の導出にあたりヘリウムのデータは使われていない)。なお SHAH の無次元整理では、無次元数 $q_c/GH_{fg}, l/d, p_r$ (換算圧力で ρ_v/ρ_l の代りに用いる)、および $\Delta H_l/H_{fg}$ の他に、次の無次元数 Y が用いられている。

$$Y = \left(\frac{Gc_{pl}d}{k_l}\right)\left(\frac{G^2}{\rho_l^2gd}\right)^{0.4}\left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.6} \quad (18)$$

ここに c_{pl} は液体の定圧比熱、 k_l は液体の熱伝導率、 g は重力加速度であつて、これらを含む点で、筆者や AHMAD のものと大きく相違している。また強制流動系に対し重力加速度 g を考えることは原理的な面で問題になることのように思われる。

3.2 一様加熱二重管、長方形管の CHF

3.1 節に述べた円管の場合と同様な無次元整理の研究が、二重管(文献^{20,21)})、および長方形管(文献²²⁾)に對しておこなわれている。これらの場合、直径 d の代り

に加熱相当直径 d_{he}

$$d_{he} = (4 \times \text{流路断面積}) / (\text{加熱線の長さ}) \quad (19)$$

を使えば、すべての点で、円管の場合に似た整理ができることが見出される。なお二重管の場合、内管のみ加熱する場合と、外管のみ加熱する場合とで、CHF の性格がやや相違する。また、二重管や長方形管では、CHF の既存データの数が少なく、また実験条件範囲も狭く限られる(ほとんど H 領域に集中)ため、L および N 領域に對して与えた整理式は暫定的なものである。さらに HP 領域に對しては、データ不足のため、整理式がまだ得られていないという状況にある。しかし、CHF の特性自体は、円管の場合と非常によく似たものになると結論してもよいようである。

(つづく)

文 献

- 1) 甲藤, 石井: 機械学会論文集 44(昭 53), 2817
- 2) 甲藤, 原村: 第 18 回日本伝熱シンポジウム講演論文集(昭 56), 383
- 3) KATTO, Y. and SHIMIZU, M.: *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 101(1979), 265
- 4) 甲藤, 倉田: 機械学会論文集 47B(昭 56), 547
- 5) 甲藤: 機械学会論文集 44(昭 53), 3865
- 6) 甲藤: 機械学会論文集 45B(昭 54), 859
- 7) 甲藤: 機械学会論文集 46B(昭 55), 1721
- 8) 甲藤: 機械学会論文集 45B(昭 54), 1892
- 9) 甲藤: 機械学会論文集 47B(昭 56), 139
- 10) KATTO, Y.: *Heat Transfer in Energy Problems, Japan-U.S. Heat Transfer Joint Seminar* (1980), 53
- 11) 横谷, 甲藤: 機械学会講演論文集 No. 813-4(昭 56), 443
- 12) 甲藤: 機械学会論文集 47B(昭 56), 220
- 13) BERGLES, A. E. and SUO, M.: *Proc. of the 1966 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute* (1966), 79
- 14) BENNETT, A. W. et al.: *Proc. Instn Mech. Engrs* 180-3C (1965-66), 260
- 15) *Heat Transfer Section, Sci. Council, Acad. of Sci., U. S. S. R.: Thermal Engng* 23-9(1977), 77
- 16) 甲藤: 機械学会論文集 47B(昭 56), 223
- 17) AHMAD, S. Y.: *Int. J. Heat Mass Transfer* 16(1973), 641
- 18) SHAH, M. M.: *Int. J. Heat Mass Transfer* 22(1979), 557
- 19) SHAH, M. M.: *Int. J. Heat Mass Transfer* 23(1980), 225
- 20) 甲藤: 機械学会論文集 45B(昭 54), 1322
- 21) 甲藤: 機械学会論文集 47B(昭 56), 830
- 22) 甲藤: 機械学会論文集 47B(昭 56), 2351

基本的な強制流動沸騰系のCHF特性の鳥瞰(2)

甲 藤 好 郎*

4. 周辺状況下の限界熱流束

3章の結果から、円管、二重管、長方形管等の基本沸騰系の限界熱流束 q_c は、少くとも近似的に、 $q_c/GH_{fg} = f(\rho_v/\rho_l, \sigma\rho_l/G^2l, l/d$ または $l/d_{he}, \Delta H_i/H_{fg})$ の形の無次元整理が可能であることがわかる。しかし、これはあくまで経験的に得られた結果であるから、その適用範囲の検討の意味からも、 $\rho_v/\rho_l, \sigma\rho_l/G^2l, l/d$ または $l/d_{he}, \Delta H_i/H_{fg}$ の各因子の限界周辺状況下に、限界熱流束の状況がどうなるか、一応調べておく必要がある。

4.1 ρ_v/ρ_l が非常に大きい場合のCHF

圧力が非常に高く、従って ρ_v/ρ_l の値が非常に大きい状況下のCHFについては、水および液体ヘリウム以外の物質についての実験データがほとんど存在していない(ごく最近、吉田、西川ら²³⁾は、質量速度 $G \leq 1,300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の範囲において、フロン R-22 に対し $\rho_v/\rho_l = 0.52$ まで、またフロン R-115 に対して $\rho_v/\rho_l = 0.39$ までの実験をおこなった)。しかも、どちらかと言うと、水は $l/d > 100$ 、液体ヘリウムは $l/d < 50$ に大部分の既存データが集中している。また質量速度 G が非常に大きい場合の状況が必ずしも明確になっていない。

そこで図8に示すような実験装置により、フロン

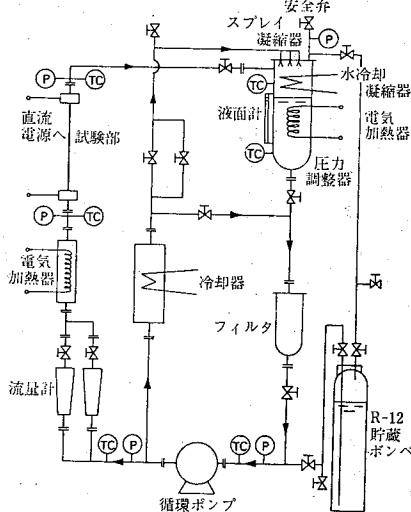


図8 一様加熱垂直円管(試験部)内のフロンR-12の限界熱流束の実験装置

R-12を用い、一様加熱垂直円管のCHFについて $\rho_v/\rho_l = 0.306$ (圧力 $p = 34.3 \text{ bar}$) までの実験をおこなった。すなわち文献¹⁾の研究では $l/d = 200$ 、 $G \leq 8,800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、また文献²⁴⁾の研究では $l/d = 50$ 、 $G \leq 6,930 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の各条件下の実験がおこなわれ、図9、10はそれぞれの実験データの一部を示すものである。そして、これらの結果と検討から以下のようなことが見出される。

(i) 図9、10において記号○のデータ点は、管出口で急激な壁温上昇(温度エクスカージョン)を伴って発生する通常形式のCHFで、従って正則CHFと呼ぶことにする。

(ii) 一方、図9、10において記号●のデータ点は、管出口より上流でCHF状態が発生する変則的な限界熱流束である。いくつかのデータ点の側には、CHF発生が検出される位置を数字(1は管出口を意味し、さらに大きな数字ほど上流位置を示す)で示してある。なお、この変則CHFの場合、前述のごとく上流位置で発生する上に、その位置での管壁温度上昇が通常より低く、か

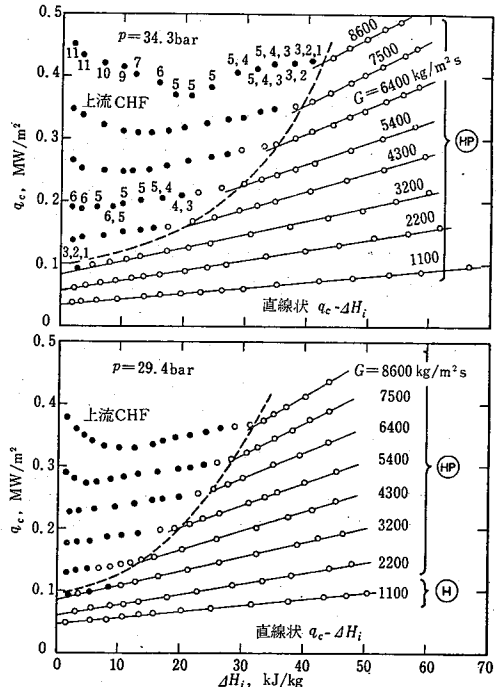


図9 直径 $d = 5 \text{ mm}$ 、 $l/d = 200$ の場合のフロンR-12の限界熱流束(文献¹⁾より)

* 東京大学工学部 (Yoshiro Katto)

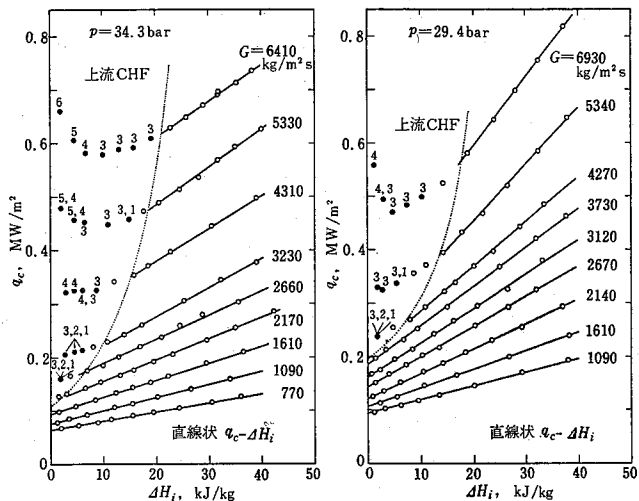


図 10 直径 5 mm, $l/d=50$ の場合のフロン R-12 の限界熱流束 (文献²⁴⁾より)

つ 時間的にもゆつくり上昇する。

(iii) 正則 CHF データは、HP 領域に対する式(5)、(12)、(16) の予測値とかなりよく一致する。

(iv) 変則 CHF データの方は、図 9, 10 にみるごとく、かなり不規則な $q_c-\Delta H_i$ 関係を示す。また質量速度 G を増すと、正則 CHF 領域を侵食する形で変則領域が広がり、さらに図 9, 10 の比較によれば、 l/d が大きいほど侵食の度合いが大になる傾向があるようである。

(v) 高圧下、N 領域の代わりに HP 領域が生ずる規準は文献⁸⁾に定めてある。しかし文献²⁴⁾の研究によれば、 l/d の小さな領域でフロン R-12 と液体ヘリウムのデータが特性領域に関し矛盾する結果を与え、従って上記規準の再検討が必要であるようである。

4.2 l/d または l/d_{he} が非常に小さい場合の CHF

簡単のため、飽和入口条件の流路内の強制流動沸騰を考えてみよう。この時、 l/d または l/d_{he} が非常に小さくなると、図 1(b) のような状況に近づく筈である。換言すれば、内部流というよりむしろ外部流、すなわち図 2(b) に示すような一様液体流に平行な加熱面の状況に近づくと推定される。そして、その時の限界熱流束 q_{co} は、外部流の場合の式(3)の予測値の方へ近寄る筈である。実際、この事情は、文献⁴⁾(二重管の場合)および文献²⁾(長方形管の場合)の研究において部分的に確かめられた*。

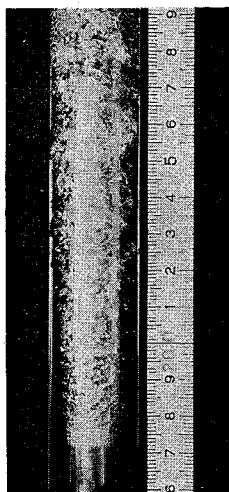
* 円管の場合と違って、二重管や長方形管の場合は、 l/d_{he} の値が非常に小さい状態で精度のよい沸騰実験をおこなうことが容易である。

しかしながら、気液二相の状態を一般的に考えてみると、内部流から外部流への遷移の問題は、 l/d_{he} の大小だけでなく、気液密度比 ρ_v/ρ_l 、質量速度 G 、また $\Delta H_i/H_{fg}$ などの値によっても影響を受けようである。それに、外部流の状態に近づくにつれて、流路出口の状況を単に出口断面上の平均値(たとえばクオリティ)で考えることができなくなる問題も存在する。従って簡単な問題とはいえないが、文献²⁵⁾の研究では、 l/d_{he} の小さい二重管(図 11 に一つの状況例を示す)の CHF の実験をおこない、内部流から外部流への遷移をきめる暫定的な判別ルールを記している。

4.3 l/d または l/d_{he} が非常に大きい場合の CHF 極限出口クオリティ x_{ex}

ソ連では図 12(a) の形に理想化した CHF 曲線(p, d, G 一定の条件下に管長および入口クオリティを変えるときに得られる)に興味を持たれているようである。これは、ソ連では二相混合入口条件($\Delta H_i < 0$)での CHF 実験(これには入口条件の正確な規定その他、種々の原理的問題があるので西欧側では好まれない)を気易くおこなうためのようで、実際、図 12(a)において I 領域は入口サブクール条件、II (および III) 領域は通常、混合入口条件下の実験で得られるのである。

ともあれ図 12(a)において、II 領域では、出口クオリティ x_{ex} が一定値(それを x_{ex}^0 と書く)に保たれながら限界熱流束 q_c の値が大きく変化する。しかし、もつと厳密に言えば、図 12(b) のような形で q_c の急変を生ずる筈のもので、この意味で x_{ex}^0 はややあいまいな現象



外管：ガラス管(内径 20.1mm)
内管：ステンレス鋼管(外径 10.0mm, 長さ $l=100$ mm)
スケール上の数字 7 より下、および 7 より上は銅棒に溶接

図 11 内管加熱の同心二重管 ($l/d_{he}=3.29$) 内の大気圧の水の沸騰流動様式

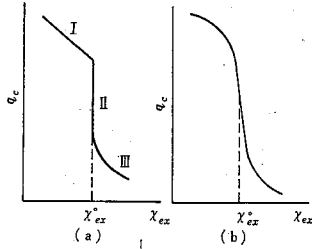


図 12 q_c-x_{ex} 曲線 (ρ, d, G 一定条件下) と極限出口クオリティ x_{ex}^*

ということになるが、以下この x_{ex}^* を極限出口クオリティと呼ぶことにする。

さて文献²⁶⁾では、筆者の無次元整理式を利用して、上記の q_c 急変現象の解析をおこなっている。その結果、

(i)これはH領域で生ずる現象であること、(ii)入口サブクール条件下の円管では、近似的に $l/d=645$ (内管加熱の二重管では $l/d_{he}=432$)の条件の場合に x_{ex}^* の現象が生ずること、(iii)その結果、 x_{ex}^* の値は近似的に次の無次元整理式で与えられること、等が示されている。

$$\text{円管: } x_{ex}^* = 9.95 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \right)^{1/3} \quad (20)$$

$$\text{内管加熱二重管: } x_{ex}^* = 6.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 d_{he}} \right)^{1/3} \quad (21)$$

図 13 は、円管の場合に対し、二相混合入口条件下の実験で求められた x_{ex}^* の実験データ [図 13(a) は DOROSCHUK ら²⁷⁾の水、GROENEVELD²⁸⁾のフロン R-12、また図 13(b) は MOROZOV²⁹⁾の水のデータを示す]を式 (20) による x_{ex}^* 予測と比較した結果である。

l/d が非常に大きい場合の特別領域 前項に記した $l/d=645$ の円管とか $l/d_{he}=432$ の二重管といった非常に軸長の長い垂直流路に対して、入口サブクール条件下の沸騰実験をおこなうことは、かなりの困難があるため、普通、このような実験はおこなわない (そのため短い管に混合入口条件を付した簡易実験で x_{ex}^* が観測されるということになる)。しかし幸いなことに、 $l/d=800\sim 983$ に達する非常に長い垂直円管の CHF 実験が HEWITT³⁰⁾、CAMPOLUNGI ら³¹⁾、および WÜRTZ³²⁾ によつておこなわれている。そこで文献²⁹⁾の研究では、これらの l/d の非常に大きい場合の実験データを分析し、その結果、筆者の H 領域の無次元整理式は $l/d > 645$ の領域で適用できなくなることが指摘されている。

図 14 は、筆者の無次元整理の CHF 特性領域の分布を示す線図 ($\rho_v/\rho_l=0.0484$ の場合) であるが、ここで水平破線 ($l/d=645$ の位置に記入) より上方の H 領域が前記の特別な領域である。そして、この特殊領域は、以前 HEWITT³⁰⁾ が zone I と呼んだ領域に一致するものと考えられる。すなわち BENNETT ら³³⁾によると、

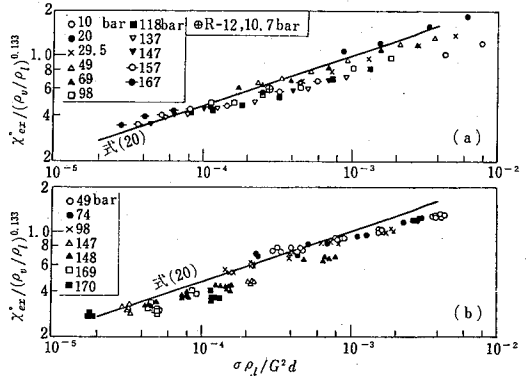


図 13 円管の極限出口クオリティ x_{ex}^* の実験値と式 (20) の比較

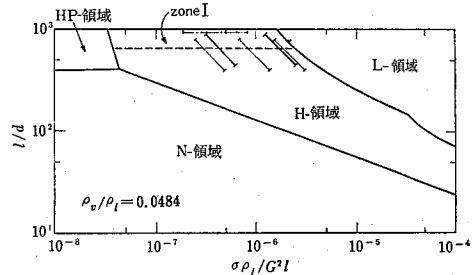


図 14 円管に対する CHF の特性領域の分布 ($\rho_v/\rho_l=0.0484$ の場合)

zone I は、入口サブクール条件下にはまれにしか遭遇しない領域であるが、非常に長い管を使えば実現できると述べているが、これは前述の特別領域の特徴に完全に一致するものである。

5. 自由流動沸騰系 (内部流) の CHF

最後に、CHF 機構に関する補助的な情報を得るために、内壁面を一律に加熱した流路を飽和液プール内に保持した場合の流路内 CHF について二三の実験的研究がおこなわれた (文献³⁴⁻³⁷⁾)。それらの結果から得られる結論をまとめると下記のごとくである。

(i) 周知のように、流路内の自由流動沸騰を生ずる場合は、不安定な流れを生じ易く、このため強制流動沸騰の場合より状況が複雑になり易い。

(ii) ただし、加熱垂直流路が、途中で弁その他の抵抗体を含む閉ループの一部に組みこまれている特殊な場合は、強制流動沸騰系 (内部流) の場合とまったく同じ機構で CHF が発生することになると考えられる (BARNARD ら³⁸⁾が自然循環ループで求めた CHF データを分析している文献²⁹⁾の研究の図 11 の中央図を参照せよ)。

(iii) 一方、非常に大きな容量の飽和液中に、内面加

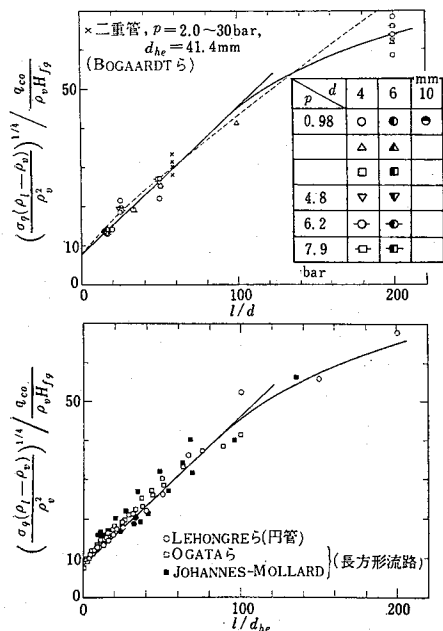


図 15 一樣加熱垂直円管, 自由流動沸騰の限界熱流束 q_{co} の無次元整理 (上図: 水, 下図: 液体ヘリウム)(文献³⁷⁾より)

熱流路を一つだけ垂直に保持した場合は、通常のプール沸騰の特性に似た CHF が生じ、従つて上記の (ii) 項の状態と非常に異なるものがあるようである。たとえば図 15 の上図は、文献³⁷⁾の研究において、垂直円管内の水の自由流動沸騰に対して求めた CHF データを示している。そして、この図で $l/d < 90$ の領域内のデータに対してひいた実直線は次式であらわされる。

$$\frac{q_{co}}{\rho_v H_{fg}} \left/ \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \right. = 0.12 \frac{1}{1 + 0.048 l/d} \quad (22)$$

本式は、 l/d が減少すると、プール沸騰の CHF に対する KUTATELADZE または ZUBER の整理式と同じ形に接近する。なお図 15 の下図は、液体ヘリウム (大気圧近傍) の垂直流路内の自由流動沸騰の CHF データを示すもので、尾形³⁸⁾、その他によつて求められたものである。図 15 上、下図のデータでは、 ρ_v/ρ_l の値などが非常に異なる条件下にありながら、両者が互いによく似た形で無次元整理されていることは興味深い。

(iv) しかしながら、現時点では、図 15 上、下図の形の CHF 無次元整理が、現実にとどの程度の信頼性を持つかについて問題が残っている。なぜなら、別の種類の流体や、他の形状の流路の場合に対し、図 15 の整理か

ら少し偏倚したデータも得られており、かつその原因がまだ不明だからである。

6. むすび

最近まで、強制流動沸騰系の CHF に関して、それを広い範囲にわたつて系統的に予測できるような手がかりはなかつたといつてよいであろう。本稿に述べた研究は、まだいくつかの問題を残しているものの、複雑な CHF の発生状況を規則的に整理しており、その結果、かなりの確度をもつて、いろいろな状況下の CHF の見通しがつけられるようになったと思う。従つて今後、CHF の研究や実験の計画を立てる際など、いろいろな意味で役立つであろう。

しかし言うまでもなく、本稿に記して来た結果はすべて経験的、手さぐりのな探究を基礎として求められて来たものである。またそれだけに、ここまでまとめるまでの苦勞は、卒直にいつて、少からぬものがあつたといえる。けれども重要なのは、むしろ今後の研究への寄与であつて、特に限界熱流束の機構その他の研究に本稿に記した結果が役立てられることがあれば、そのことを期待している。

なお本稿に記した研究の大部分は、文部省エネルギー特別研究・科研費補助金 (昭和 53~55 年度) による研究の一部をなすもので、また正式の成果報告は英文⁴⁰⁾で出版されていることを付記する。

文 献

- 23) 吉田, 他: 機械学会講演論文集 No.810-17(昭 56), 54
- 24) 芦田, 甲藤: 機械学会講演論文集 No.810-17(昭 56), 21
- 25) 甲藤, 眞田: 機械学会講演論文集 No.810-12(昭 56), 43
- 26) KATTO, Y.: Trans. ASME, J. Heat Transfer, 104(1982), 40
- 27) DOROSCHUK, V.E. et al.: ASME-Paper 75-WA/HT-22 (1975)
- 28) GROENEVELD, D.C.: Proc. 5th Int. Heat Transter Conf. Vol. IV (1974), 265
- 29) MOROZOV, V.G.: Heat Transter-Soviet Research 10-2 (1977), 58
- 30) HEWITT, G.F.: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Vol. V (1974), B 6.6
- 31) CAMPOLUNGI et al.: Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf. Vol. V (1974), 280
- 32) WURZ, J.: Risø National Lab., Risø Report No. 372 (1978)
- 33) BENNETT, A.W. et et.: Trans. Instn Chem. Engrs 45 (1967), T319
- 34) 甲藤: 機械学会論文集 44(昭 53), 3908
- 35) 高庄, 甲藤: 機械学会論文集 45B(昭 54), 1718
- 36) 甲藤, 黒坂: 第 16 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (昭 54), 323
- 37) 甲藤, 河村: 機械学会論文集 47B(昭 56), 2186
- 38) BARNARD, D.A. et al.: UKAEA, AERE-R 7726(1974)
- 39) 尾形, 他: 低温工学 4(昭 44), 219
- 40) KATTO, Y.: Research on Effective Use of Energy. Vol.1(1982), 167

113 限界液膜厚さ概念を考慮した環状流領域・限界熱流束の計算*

甲 藤 好 郎**

The Calculation of Critical Heat Flux in Annular Flow Regime Taking into Account the Critical Liquid Film Thickness Concept

by Yoshiro KATTO

In the particular region of annular flow that is encountered with short tubes and accordingly with high values of critical heat flux (CHF), the prediction of CHF based on the annular flow hydrodynamic model exhibits a character quite different from that of experimental data. If the concept of the critical liquid film thickness, which has recently been proposed as the governing factor of CHF in external flow-type boiling, is introduced to the foregoing conventional model, CHF can be predicted very naturally through the whole range of annular flow. This fact is shown quantitatively in this paper by employing the Levy hydrodynamic model. The calculation of CHF has been made under very wide conditions of tube diameter, tube length, and mass velocity for water at 6.9, 2.95, and 0.84 MPa. Only the results obtained for 6.9 MPa are presented in the paper because of the similarity of results for the three different pressures.

Key Words: Annular Flow, Burnout, Critical Heat Flux, Forced Convection Boiling, Multiphase Flow, Phase Change

1. 序 論

本報では、非常な高圧状態を除く普通の条件下に、一様熱流束垂直円管内の強制流動の限界熱流束 (CHF) を取り扱う。この場合、一般に圧力 p 、管径 d 、質量速度 G 一定の条件下、管長 l と入口サブクールエンタルピ ΔH_i を変化させる時、限界熱流束 q_c は近似的な意味で、管出口オリティ χ_{ex} の関数として整理できることが知られている。ここに χ_{ex} は、熱バランスから次式で与えられる。

$$\chi_{ex} = \frac{4q_c}{GH_{fg}} \frac{l}{d} \frac{\Delta H_i}{H_{fg}} \dots\dots\dots(1)$$

この q_c - χ_{ex} 曲線の一般形状、および関連する CHF 推定機構に関し、図 1 (a), (b) のごとく、従来から二つの説が存在している。

図 1 (a) は Bennett ら⁽¹⁾ の与えた CHF 曲線で、4 個の領域に区分されている。領域 I および III では、CHF 曲線のこう配がなだらかだが、中間の領域 II では、 q_c の大きな変化に対し χ_{ex} が一定に近く保たれる形の特徴を示す。Hewitt⁽²⁾ によれば、I, II, III の

3 領域では環状流の状況下に CHF を生ずる一方、領域 IV では加熱面近傍の気泡密集状況下に CHF を生ずると説明されている。なお、領域 I の CHF は液滴のデポジションと液膜からの蒸発に支配され、領域 II で

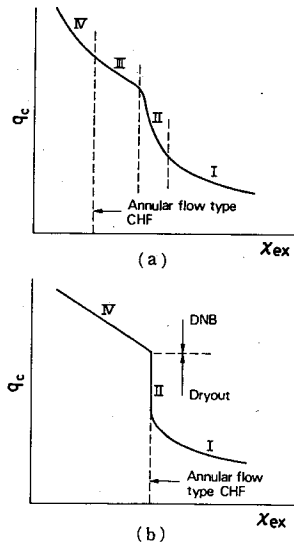


図 1 限界熱流束-出口オリティ曲線 (p, d, G : 一定; $l, \Delta H_i$: 可変の条件下)

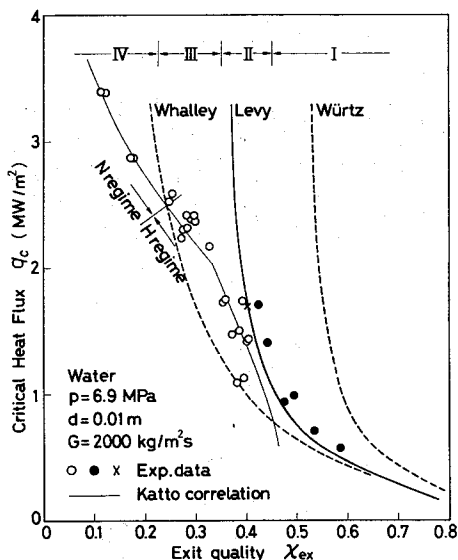
* 昭和 58 年 11 月 22 日 第 922 回講演会において講演、原稿受付 昭和 58 年 4 月 28 日。

** 正員、東京大学工学部 (113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

は前記2要素のほかを上流からの液膜流もCHFに関与し、領域IIIでは環状流開始点付近で多量の液滴エントレインメントが存在し、それがCHFに大きな影響をもつと説明されている。

図2は、 $p=6.9\text{ MPa}$ 、 $d=0.01\text{ m}$ 、 $G=2000\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ の水に対し、入口サブクール条件($\Delta H_i > 0$)下に求められた既存実験データ(Thompson-Macbeth⁽³⁾、Würtz⁽⁴⁾、およびミラノ再現性試験データ⁽⁵⁾)を示す。これらのデータは、図1(a)とほぼ同じ傾向を示しており、したがって図2上方の水平矢印線で示す領域I~IVの概略区分ができる。なお図2で細い曲線は、著者が前に求めたCHF無次元整理式⁽⁶⁾〔付録の式(18)~(21)〕^{*1}の指示値を示す。そしてHewitt-Roberts流動様式線図などとの比較⁽⁶⁾から、領域Hは環状流、領域Nはフロス流にほぼ対応することがわかっている。したがって、これは、環状流領域のひろがりに関して、図1(a)とほぼ等しい性格をもつといえる。

他方、図1(b)のCHF曲線は、Doroschuk⁽⁷⁾およ



- : 文献(3) ($p=6.7\text{--}7.1\text{ MPa}$, $d=0.0108\text{ m}$, $l=0.43\text{--}3.05\text{ m}$, $G=1940\text{--}2090\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$.)
- : 文献(4) ($p=7.0\text{ MPa}$, $d=0.01\text{ m}$, $l=2.02\text{--}8.00\text{ m}$, $G=2000\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$.)
- ×: 文献(5) ($p=7.0\text{ MPa}$, $\Delta H_i=75\text{ kJ/kg}$, $d=0.01\text{ m}$, $l=2.00\text{ m}$, $G=2000\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$.)

図2 入口サブクール条件下の q_c - X_{ex} 実験データ

^{*1} 図2で $X_{ex} > 0.46$ の領域(ほぼ $l/d > 600$ の条件に対応)の実験データは、この無次元整理式と異なる傾向を示す。換言すれば付録の式(19)、(20)は $l/d > 600$ に適用できない。しかし、この問題は文献(11)に論じてあり、かつ本報では必要のない事柄である。

び他のソ連研究者ら⁽⁸⁾の主張するものである。ここでは領域I、IIのCHFは環状流の液膜のドライアウトによって生じ、他方、領域IVではDNB形式のCHFが生ずると説明されている。なお領域I、IIに関し、領域Iでは液滴デポジションと液膜蒸発がCHFを支配するのにに対し、領域IIでは熱流束 q_c が高いため、液膜からの強い蒸気吹出しによって液滴デポジションが抑制されると説明されている。最近、Franceら⁽⁹⁾は、図1(b)の q_c - X_{ex} 曲線の形でCHF機構が2種類に分離されるとする仮定を間接的に支持する実験結果を報告している。またLevyら⁽¹⁰⁾は、環状流の流体力学モデルに基づくCHF計算(後述の2章参照)をおこない、その結果、図2の太い実曲線で示される予測結果を得て、図1(b)の形のCHF曲線(領域I、II)との関係について論じている。

さて、図1(b)の領域I、IIのCHF曲線は、二相混合入口条件($\Delta H_i < 0$)下の実験から定められるものであることが知られており^{*2}、したがってこれを入口サブクール条件($\Delta H_i > 0$)下の図1(a)のCHF曲線と直接比べることはできない。しかしCHF曲線のこの配特性、および想定されるCHF機構から考えて、図1(b)の領域I、II、IVを近似的に図1(a)の領域I、II、IVとそれぞれ対応させることは許されるであろう。そしてこの時、次の重要な問題を生ずる。すなわち、図1(a)あるいは図2に示す領域IIIにおいて環状流形CHFを想定してよいか否かの問題である。なぜなら図1(b)の観点からみれば、領域IIIのCHFはDNB形と想定すべきだからである。

最近、環状流形CHFについて、その流体力学モデルに基づく解析がいろいろの成果をあげている(例えばWhalleyら⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、Würtz⁽⁴⁾、Levyら⁽¹⁰⁾ら、Saitoら⁽¹⁶⁾、Leungら⁽¹⁷⁾、その他)。一方、原村・甲藤⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾は外部流れ形式の飽和核沸騰CHFの研究において、ヘルムホルツ不安定理論に基づき、熱流束 q で加熱される壁面上に安定に存在し得る液膜の限界厚さ(最大厚さ) δ_c を次の無次元式で与えた(記号は記号表参照)。

$$\frac{\delta_c \rho_v}{\sigma} \left(\frac{q}{\rho_v H_{fg}} \right)^2 = \frac{\pi(0.0584)^2}{2} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \dots\dots\dots (2)$$

式(2)の限界液膜厚さ δ_c は、熱流束 q の増加とともに急激に減少する。したがって、特に高熱流束で加熱

^{*2} 最近、Kitto⁽¹²⁾は、図1(b)のCHF曲線が入口サブクール条件下にも生ずる場合があり得るとしているが、それを支持する実験的根拠はまだ十分でないように思われる(文献(13)参照)。

されるときは円管内の環状流の液膜厚さに対して式(2)は制限を与えるはずである。本報では、この制限を考慮に入れることにより、前述の環状流との流体力学モデル解析によって、図1(a)や図2の領域ⅢのCHFが自然に予測できる事実を以下に報告するものである。

記号

- C: 中心蒸気流中の液滴濃度
- C_{eq}: 流体力学的平衡状況下の環状流の C
- d: 円管内径
- D: 液滴デポジション速度
- E: 液滴エントレインメント速度
- G: 質量速度 = W/(πd²/4)
- G_{IF}: 液膜流の質量速度 = W_{IF}/(πd²/4)
- H_{fg}: 蒸発潜熱
- ΔH_i: 入口サブクールエンタルピ
- k_a: デポジション係数
- l: 加熱管長さ
- p: 圧力
- q: 熱流束 (q_c: 限界熱流束, q_{co}: ΔH_i=0 の場合の限界熱流束)
- W: 管内の全流量
- W_{IF}: 液膜流量
- y_F: 液膜厚さ
- y_{F1}: 環状流開始点における y_F
- z: 管軸方向距離 (z=0 で ΔH_i=0)
- z₁: 環状流開始点の位置 z
- α₁: 環状流開始点のボイド率
- β, β': エントレインメントパラメータ
- δ_c: 限界液膜厚さ
- μ_l: 液体の粘性係数
- ρ_l: 液体密度
- ρ_v: 蒸気密度
- σ: 表面張力
- τ_w: 壁面せん断応力
- χ: クオリティ (χ_{eq}: 流力的平衡状況下の χ, χ_{ex}: CHF 条件下の管出口の χ)
- χ₁: 環状流開始点の χ

2. 環状流・流体力学モデルによる CHF 計算

以下、簡単のため、管入口から飽和液が流入する条件 (ΔH_i=0) 下の一様加熱垂直円管を考える。このとき図3に示すごとく、入口から若干距離の後流位置 z = z₁ で環状流が開始し、この環状流開始点から以降、液膜流の質量速度 G_{IF}(その定義は記号表参照)の変化

に対して下記の連続式が成立する。

$$\frac{dG_{IF}}{dz} = \frac{4}{d} \left(D - E - \frac{q_{co}}{H_{fg}} \right) \dots\dots\dots (3)$$

ここに D: 液滴デポジション速度, E: 液滴エントレインメント速度, q_{co}/H_{fg}: 蒸発速度 (すべて管壁の単位面積あたりの質量速度), そしてデポジション係数 k_a を導入すると, D = k_aC および E = k_aC_{eq} となり, ここに C は中心気流中の液滴濃度, また C_{eq} はデポジションとエントレインメントの流力的平衡時における C の値である。さらに位置 z におけるクオリティ χ は, 熱バランスから次のごとく与えられる。

$$\chi = (4q_{co}/GH_{fg})(z/d) \dots\dots\dots (4)$$

したがって, 上記の k_a および χ を用いて式(3)は次の無次元形に変形できる。

$$\left. \begin{aligned} d(G_{IF}/G)/d\chi &= \Phi - 1 \\ \text{ここに} \\ \Phi &= \frac{k_a \rho_l G}{q_{co}/GH_{fg}} \left(\frac{C}{\rho_l} - \frac{C_{eq}}{\rho_l} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

2.1 環状流モデル 式(5)をコンピュータで数値積分するにあたり, k_a および C_{eq} の局所値を必要とするが, 特に C_{eq} に関し従来, 研究者により異なる値が使用されている。また環状流開始点 z = z₁ の条件 (その位置でのクオリティ χ₁, ボイド率 α₁, 中心蒸気流にエントレインメントされた液滴濃度などの条件) も必ずしも一致していない。そこで比較のため, p = 6.9 MPa の水, d = 0.01 m, G = 2 000 kg/(m²・s) に対し, Whalley ら⁽¹⁴⁾, Würtz⁽⁴⁾, Levy ら⁽¹⁰⁾ のそれぞれの流体力学的モデルによる CHF 計算結果を図2に示す。これらの計算に用いた条件は表1に示し, また数値積分はアダムス・ムールトン法により慎重におこなわれた。

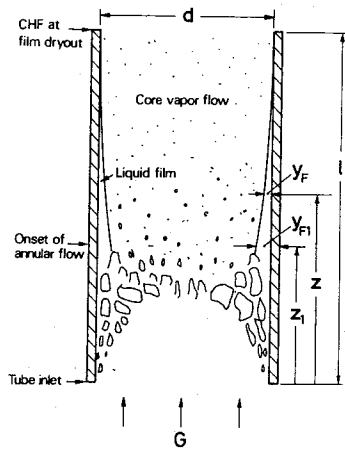


図3 円管内環状流形 CHF における液膜の状況

図2によれば、上記の3モデルとも、領域I, II内の実験データと同じ特性を示している(少なくとも定性的に)。しかしLevyらのモデルが実験データとの定量的一致が良く、その上、このモデルは C_{eq} に関してLevy-Healzer⁽²⁰⁾の与えた半理論的な無次元予測法を用いている。したがって本報では以下、Levyらの理論モデルを使用する。この時、式(5)右辺のCおよび C_{eq} の局所値はそれぞれ下記の無次元式で与えられる。

$$\frac{C}{\rho_l} = \frac{\rho_v}{\rho_l} / \left\{ \frac{\chi}{1-\chi - (G_{IF}/G)} - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{C_{eq}}{\rho_l} = \frac{\rho_v}{\rho_l} / \left\{ \frac{\chi_{eq}}{1-\chi_{eq} - (G_{IF}/G)} - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

式(7)右辺の χ_{eq} は以下の式の根として定められる。

$$\left. \begin{array}{l} y_F^* \geq 30 \text{ のとき:} \\ \chi_{eq} = 1 - (G_{IF}/G) / (1 - \sqrt{1/\beta}) \\ y_F^* < 30 \text{ のとき:} \\ \chi_{eq} = 1 - (G_{IF}/G) / (1 - \sqrt{1/\beta'}) \end{array} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに β, β' はエントレインメントパラメータで

$$\beta = 1 + \sqrt{\frac{2}{0.4\chi_{eq}^2} \frac{\sigma \rho_l}{G^2 d} \left\{ \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/\beta} - 1 \right\}}$$

$$\beta' = 1 + \sqrt{2}(\beta - 1)$$

なお式(8)に含まれる無次元液膜厚さ y_F^* の値は次式で与えられる。

$$\frac{G_{IF}}{G} \frac{G/\rho_l}{\sqrt{\tau_w/\rho_l}} = \frac{2}{r_0^2} K(y_F^*, r_0^*) \dots\dots\dots (9)$$

ここに

$$r_0^* = \frac{(d/2)\sqrt{\tau_w/\rho_l}}{\mu_l/\rho_l}, \quad y_F^* = \frac{y_F\sqrt{\tau_w/\rho_l}}{\mu_l/\rho_l}$$

および

$y_F^* < 5$ に対して:

$$K(y_F^*, r_0^*) = r_0^* y_F^{*2} / 2 + y_F^{*3} / 3$$

$5 < y_F^* < 30$ に対して:

$$K(y_F^*, r_0^*) = 12.51 r_0^* - 10.45 - 8.05 r_0^* y_F^* + 2.775 y_F^{*2} + 5 r_0^* y_F^* - 2.5 y_F^* \ln y_F^*$$

$30 < y_F^*$ に対して:

$$K(y_F^*, r_0^*) = 3 r_0^* y_F^* - 63.9 r_0^* - 2.125 y_F^{*2} - 1.25 y_F^{*2} \ln y_F^* + 2.5 r_0^* y_F^* \ln y_F^* + 573.21$$

式(9)に關係する壁面せん断応力 τ_w は、Wallis⁽²¹⁾の式を利用し下式で与えられる。

$$\tau_w = \rho_v f_{sv} (G \chi_{eq} / \rho_v)^2 / 2$$

ここに f_{sv} は液膜厚さ、 y_F の関数として

$$f_{sv} = 0.005(1 + 150 y_F / (d/2)) \dots\dots\dots (10)$$

2.2 デポジション係数 k_d および環状流開始条件

式(5)の右辺 k_d に関しては、まだ一般整理式は与えられておらず、普通Whalleyら⁽¹⁴⁾の経験値がよく用いられている。本報では、それらを次式で近似的にあらわす(表1の k_d の値とも一致する)。すなわち表面張力 σ N/mに対して

$$\left. \begin{array}{l} \sigma < 0.0383 \text{ のとき:} \\ k_d [\text{m/s}] = 0.405 \sigma^{0.913} \\ \sigma > 0.0383 \text{ のとき:} \\ k_d [\text{m/s}] = 9.48 \times 10^4 \sigma^{4.70} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

次に環状流開始点の条件は、ボイド率 α_1 の値の指定、および $C = C_{eq}$ (すなわち $\chi = \chi_{eq}$)で与える。このとき第1条件から、環状流開始点 $z = z_1$ における液膜厚さ y_{F1} (図3)が次式で与えられる。

$$y_{F1}/d = (1 - \sqrt{\alpha_1}) / 2 \dots\dots\dots (12)$$

この y_{F1} の値を基に、式(8)~(10)から χ_{eq} および G_{IF}/G の初期値が定まる。そして上記の第2条件からクオリティの初期値 x_1 が定められる。

上記の初期条件は、かなりの任意性を含んでおり、したがって通常は、十分長い管の場合にのみ妥当性がある。なぜなら、その場合、初期条件の相違が最終結果に著しい影響を与えないからである。

2.3 CHFの予測

式(1)にみるように、 χ_{ex} は q_c の影響を受け、換言すれば χ_{ex} は q_c に対して独立変数ではない。したがって図2の形の実験データ整理は、CHF機構の検討などの目的には必ずしも適していない。そこで図2に示す実験データのすべてについて、沸騰長さ($\chi=0$ の位置から管出口までの距離のこと)を求めて管長 l にとり、また限界熱流束 q_c を q_{c0}

表1 図2に示すところの圧力6.9MPaの水のCHFの予測計算の条件

Calculation model	Deposition	Entrainment		Onset of annular flow		
	k_d (m/s)	C_{eq} (kg/m ³)	E (kg/m ² s)	x_1	α_1	State
Whalley et al.	0.01	Empirical value [1]	—	0.01	—	$C = C_{eq} +$
Wirtz	0.01	—	Empirical formula [3]	—	0.8	$C = E/k_d$
Levy et al.	0.01	Semi-theoretical prediction [4]	—	—	0.8	$C = C_{eq}$

† The condition of $G_{IF}/G = 0.01(1 - x_1)$ is used instead of $C = C_{eq}$ in the original paper of Whalley et al. [1]. The latter condition is used in ref. [6].

と書いて図示した結果が図4である。一方、図4の実曲線は、初期ボイド率 $\alpha_1=0.1, 0.6, 0.8, 0.9, 0.95$ の各場合（環状流開始条件として $\alpha_1=0.1$ は明らかに過小、また $\alpha_1=0.9$ および 0.95 は過大だが、参考までに）に対して、式(4)~(12)による q_{co} 予測結果を示すものである。この場合、ほぼ $l/d > 200$ では初期ボイド率 α_1 の影響が実質上みられず、かつ実験データとの一致も良好である。一方、 $l/d < 200$ の領域では、 α_1 によって q_{co} 予測値が分散し、かつ実験データとは明らかに異なる傾向を示している。

図4の実曲線は、管長/管径比 l/d の減少とともに熱流束 q_{co} が増加する傾向を示す。したがって l/d の減少とともに、式(5)右辺第1項 ϕ の絶対値は1に比べて減少、すなわち液膜流の状況変化が主として蒸発のみによって支配されるようになるはずである。それを検討するため、試みに式(5)右辺で

$$\phi = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

とした場合（蒸発支配）の結果を図5に破線で示す。一方、図5の実曲線は図4のそれらと同じものである。図5によれば、 α_1 の値が環状流開始条件として妥当と考えられる場合（すなわち $\alpha_1=0.6\sim 0.8$ 程度）、CHF 予測値が α_1 による分散を示す高熱流束域では、液膜の状態変化はほとんど蒸発に支配され生じていることを知る。

3. 限界液膜厚さ概念の導入

図4によれば、環状流の流体力学モデルによる CHF 予測値は、 $l/d < 200$ の短管、高熱流束域で実験データに合致しない。しかしながら1章に述べたように、 $70 < l/d < 200$ の領域の CHF は、まだ環状流の状況下に発生している可能性が十分にある。そしてもしそうなら、環状流の流体力学モデルに、なんらかの改訂

をほどこすべき余地が残っていることになる。

ところで、2章の解析では、環状流開始点の液膜厚さ y_{F1} が式(12)で定められている。この場合、 α_1 = 一定（たとえば $\alpha_1=0.8$ ）をもって環状流開始条件とすると、同一管径 d に対し y_{F1} は常に一定の大きさを保つことになる。しかし、加熱壁面上に安定に存在し得る液膜の厚さに対し、式(2)の限界厚さ δ_c の条件があるとすると、式(12)が無効になる場合があり得る。なぜなら式(2)の δ_c は熱流束 q_{co} の増加とともに急速に値を減じ、したがって高熱流束の状況下には、この δ_c が式(12)の与える y_{F1} より小さい状態：

$$\delta_c/d < (1 - \sqrt{\alpha_1})/2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

が現れ、この状況下には、液膜の初期厚さ y_{F1} は式(12)の代わりに次式で与えられることになる。

$$\frac{y_{F1}}{d} = \frac{\delta_c}{d} = \frac{\pi(0.0584)^2}{2} \frac{\sigma \rho_l / G^2 d}{(q_{co} / G H_{fg})^2} \times \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1.4} \quad \dots\dots\dots(15)$$

3.1 クオリティ初期値 α_1 および液膜流状況変化

環状流開始点の液膜厚さ y_{F1} が式(15)で定まる場合、その位置 $z = z_1$ 付近の気液の状況は、2章に述べた環状流の流体力学【式(5)~(11)】だけで支配されるものではない。なぜなら限界液膜厚さの現象は、ヘルムホルツ不安定に基づき、上記の流体力学モデルとは独立に生ずるものだからである。また、これより後流位置でも、液膜流の状況変化に対して限界液膜厚さの制限が関与するような状況が生ずる場合は、上と同様な状況を考えなければならない。もちろん、これをまともにやるのは大変にやっかいなことである。

しかしながら、図4の場合、現在考慮の対象としている $70 < l/d < 200$ の領域内で、限界熱流束 q_{co} の変化は約1.5倍である。したがって式(15)の与える y_{F1}

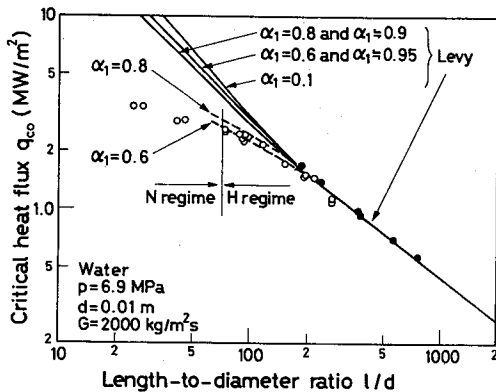


図4 限界熱流束 ($\Delta H_i = 0$ の場合) の予測値と実験値の比較 (実験値の記号は図2と共通)

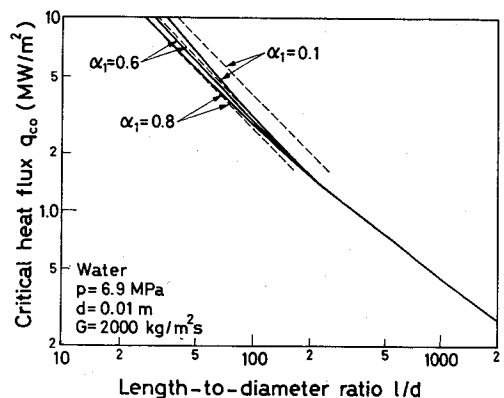


図5 限界熱流束の予測値と、絶蒸発の仮定下の予測値との比較

の大きさは、式(12)の与える y_{F1} の大きさの 0.5~1.0 倍の範囲内にある。その上、もともと式(12)の与える y_{F1}/d の値は小さい ($\alpha_1=0.6\sim 0.8$ に対して $y_{F1}/d=0.113\sim 0.053$)。ゆえに環状流開始点 $z=z_1$ 付近の気液の状況はまだ、2章に記した環状流の流体力学によってかなり強く支配されているとみてよいように思われる。そこで以下の解析では、不等式(14)が不成立のとき式(12)によって、また不等式(14)が成立のとき式(15)によって初期厚さ y_{F1} を求める。ただしクオリティの初期値 x_1 については、簡単のため不等式(14)の条件とは無関係に、常に2・2節の方法〔式(12)の y_{F1} 使用〕で求めることにする。

また2・3節で述べたように、現在考慮の対象となっている領域では熱流束が高いため、式(5)右辺第1項 ϕ の影響は相対的に小さいはずである。したがって初期液膜厚さ y_{F1} が式(15)で与えられる状況下には、簡単のため液膜流の状況変化は蒸発だけによって生ずるものとする。すなわち式(5)において

$$\phi=0 \quad [\text{不等式(14)が成立する時}] \quad \dots\dots\dots(16)$$

3・2 CHF 測定値と予測値の比較 3・1節に記した方法により、 $\alpha_1=0.6$ および 0.8 の場合に対して計算した限界熱流束を図4に破曲線で示すが、実験データとの対応は相当に良好である。この予測法には、3・1節に述べたような近似的仮定が使われているので、上記の結果から、 $\alpha_1=0.6$ と $\alpha_1=0.8$ のどちらが物理的に妥当かを判定することは難しい。しかし図4における予測値と実験データの対応をみるかぎり $\alpha_1=0.6$ のほうがよい。そこで以下の計算では、すべて

$$\alpha_1=0.6 \quad \dots\dots\dots(17)$$

にとり、3・1節の方法で環状流開始条件をきめる。そして図6~8において、より広い条件範囲での実測値との比較をおこなう。ただし図6~8に示す個々の条件ごとに統一された既存実験データを集めることは不可能に近いので、代わりに付録の式(18)~(20)に示すCHF無次元整理式を細線で示した。この無次元整理式は、文献(22)に一般的に示したごとく実験データとの

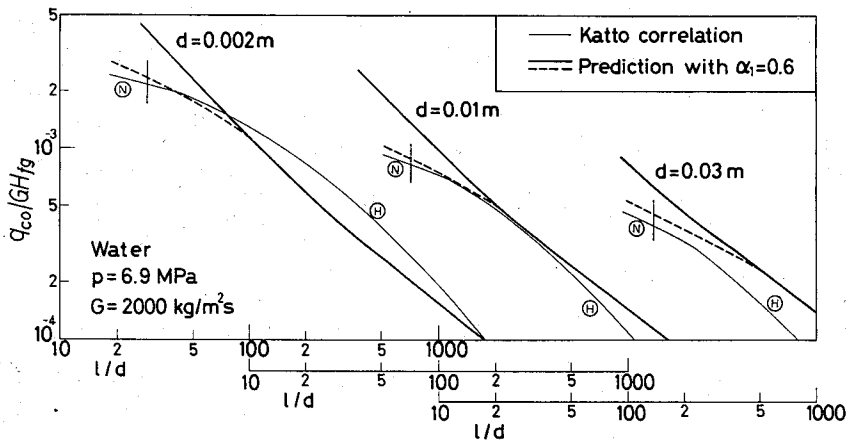


図6 限界熱流束 ($\Delta H_i=0$) の無次元整理と予測値の比較 [$G=2000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の場合]

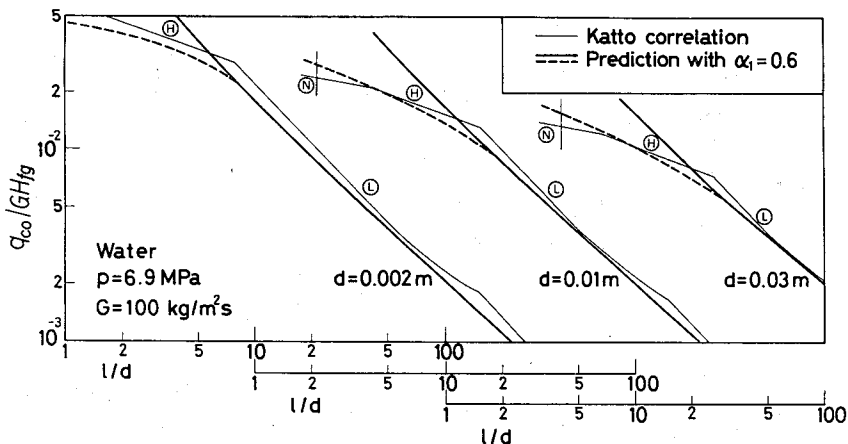


図7 限界熱流束 ($\Delta H_i=0$) の無次元整理と予測値との比較 [$G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の場合]

一致が相当に良好である(なお図2も参照のこと)。また図6~8に示す短い垂直線は、付録の式(21)の与える領域N, Hの境界であり、したがってこの垂直線の右側が環状流領域であることを示す(各図で記号①, ②, ③は領域L, H, Nを示す)。一方、図6~8において、太い実曲線は式(4)~(12)の在来方式によるCHF計算結果、また太い破曲線は、式(14)~(16)および3・1節の方法によって限界液膜厚さの概念を導入した時のCHF予測結果である。

図4, および図6~8の諸結果は、限界液膜厚さの概念の導入によって、環状流領域内のCHF実験データの特性がごく自然な形で、よく説明できることを示している。なおここに図示は省略するが、圧力 $p=2.95$ および 0.84 MPaの水についての計算結果も、前記諸結果とほぼ同様な一致性を示したことを付記しておく。

4. 結 論

(1) 一様熱流束円管内の強制流動沸騰のCHF実験データに対し、著者が経験的に導いた無次元整理は、非常に高圧状態を除くと、3領域L, H, Nに区分される。そして領域LおよびHは環状流領域に属することがわかっている。しかし、環状流の流体力学モデルによる在来方式の計算結果は、領域Nとの境界に近い環状流領域(比較的管長が短く限界熱流束が高い領域)に限ってCHF実験データとまったく異なる特性を示す。

(2) 上記の問題を検討するため本報では、領域Nとの境界から遠い環状流領域(管長が長く限界熱流束が低い領域)のCHF実験データと定量的によく一致するLevyの流体力学モデルを採用した。そして、このモデルに対し、式(2)の限界液膜厚さの制限を導

入すると、結論(1)に述べた特殊な領域を含む形で、環状流の全領域のCHF特性が自然に予測できることを示した。計算結果は圧力 6.9 MPaの水の場合のみ図示されているが、圧力 2.95 および 0.84 MPaの水についても同じ結論が得られる。

(3) 1章に記したようにHewittは、図1(a)の領域Ⅲの特色として、環状流開始点付近で多量の液滴エントレインメントを挙げている。そしてこれは結論(2)に述べた状況に合致する。なぜなら、この領域Ⅲでは、環状流開始点の液膜流の厚さが式(2)で制限され、それだけ中心蒸気流中にエントレインされる液量が増加するからである。

(4) 本報の結果から判断するに、図1(b)において領域Ⅱに接続する領域ⅣのCHFを、すべてDNB形式(環状流ではない形式)のものと考えていることには問題がありそうに思われる。

(5) 加熱面上に安定に存在する液膜の限界厚さの概念は、ヘルムホルツ不安定理論に基づき、外部流れ形式の飽和核沸騰(プール沸騰のみならず強制流動沸騰をも含む)のCHFの支配因子として見い出され、この場合、液膜ないし液膜流の消耗は蒸発によると考えられている。そして本報の結果によれば、上と同様な液膜ドライアウト機構が、円管内の強制流動(内部流れ)でも、 l/d が小さい条件下のCHFを支配することになるが、これは限界熱流束のメカニズム研究の面で興味ある事実といえるであろう。

本研究は文部省エネルギー特別研究・科研費補助金(昭和58年度)からの援助の一部を受けておこなわれたもので、ここに記して謝意を表する。

【付 録】

本報の著者の与えた円管内CHF無次元整理式(23)のうち、 $\Delta H_i=0$ の条件下、かつ本報で必要なものだけを記す。与えられた条件下に、下記の式(18)~(20)から得られる q_{co} のうち最小値をもって限界熱流束 q_{co} が求められる。ただし式(19)、(20)は $l/d < 600$ の範囲で使用のこと⁽¹¹⁾。

領域L:

$$\frac{q_{co}}{GH_{f0}} = C \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \dots\dots\dots (18)$$

ここにCの値は、 $l/d < 50$ のとき $C=0.25$ 、 $l/d > 150$ のとき $C=0.34$ 、そして $l/d=50\sim 150$ では $C=0.25 + 0.0009\{(l/d)-50\}$ 。

領域HおよびN:

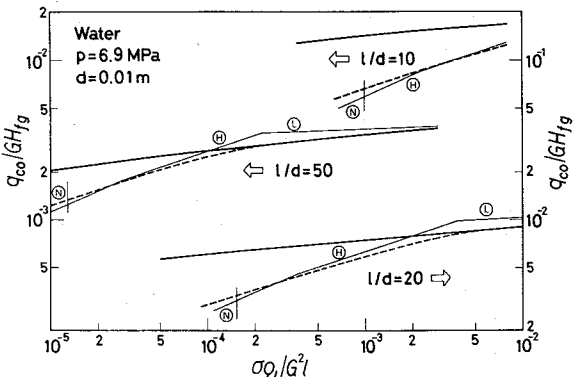


図8 限界熱流束($\Delta H_i=0$)の無次元整理と予測値の比較(G が変化する場合)

$$\frac{q_{co}}{GH_{f9}} = 0.10 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.003 l/d} \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{q_{co}}{GH_{f9}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.003 l/d} \dots\dots\dots (20)$$

ここで領域 H と N の境界は、式(20)が q_{co} を与える状況下に、次式によって与えられる。

$$\frac{l}{d} = \frac{0.77}{(\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.37}} \dots\dots\dots (21)$$

文 献

(1) Bennet, A. W., ほか 4 名, *Trans. Instn. Chem. Eng.*, 45-8(1967), T 319.
 (2) Hewitt, G. F., Burnout, (Hetsroni, G. 編), *Handbook of Multiphase Systems*, (1982), Chap. 6, 66, Hemisphere.
 (3) Thompson, B. and Macbeth, R. V., *UKAEA, AEEW-R 356* (1964).
 (4) Würtz, J., *Risø Natl. Lab. Rep.*, No. 372 (1978).
 (5) Becker, K. M., ほか 2 名 *Proc. Semi. Two-Phase Flow Thermohydraul. Rome*, (1972), 51.

(6) 甲藤, 機講論, No. 820-15(昭 57-10), 99.
 (7) Doroschuk, V. E., ほか 2 名, *ASME Paper*, 75-WA/HT-22 (1975).
 (8) Scientific Council, *U. S. S. R. Academy of Sciences, BTD OKB IVTAN*, Moscow, (1975).
 (9) France, D. M., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 25-5 (1982), 691.
 (10) Levy, S., ほか 2 名, *EPRI NP-1619* (1980).
 (11) Katto, Y., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 104-1 (1982), 40.
 (12) Kitto, J. B., Jr., *AIChE Symp. Ser.*, 76-199 (1980), 57.
 (13) Katto, Y., *ASME JSME Thermal Eng. Joint Conf. Proc.*, 3 (1983), 1.
 (14) Whalley, P. B., ほか 2 名, *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.*, 4 (1974), 290.
 (15) Whalley, P. B., ほか 2 名, *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, 5 (1978), 65.
 (16) Saito, T., ほか 2 名, *Nucl. Eng. Des.*, 50-2 (1978), 225.
 (17) Leung, A., ほか 2 名, *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, 4 (1982), 303.
 (18) 原村・甲藤, 機講論, No. 820-17 (昭 57-11), 45.
 (19) 甲藤・原村, 文献(18)の 53 ページ.
 (20) Levy, S. and Heazler, J. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 103-3 (1981), 492.
 (21) Wallis, G. B., *Trans. ASME, Ser. D*, 92-1 (1970), 59.
 (22) 甲藤, 機論, 46-409, B (昭 55), 1721.
 (23) 甲藤, 機論, 47-413, B (昭 56), 139.

液体ヘリウムの強制流動・限界熱流束の研究*

横谷定雄**， 甲藤好郎**

Sadao YOKOYA Yoshio KATTO

Key Words: Burnout, Cooling, Critical Heat Flux, Cryogenic Fluid, Forced Convective Boiling, Liquid Helium.

1. 序 論

本報では一様加熱直管管内の強制流動沸騰の限界熱流束(CHF)を扱う。このとき、高い質量流速下のCHFは、非常に高圧下(気圧差圧比 $P_v/P_g > 0.15$ 程度)になると、それより低い通常圧下とは異なる特性を示すことが水およびフロン類に対して知られている。本報では以下、それを「高圧特性」と呼ぶ。しかし液体ヘリウムの既存データは、この高圧特性を示していない。いま、これらに関する従来の研究状況を多岐的記すと以下のごとくである。

1.1 水および液体ヘリウムの既存データから見た高圧特性 水に関して、非常に高圧下のCHF実験データは、古くThompson-Macbeth⁽¹⁾の論文の表11~14に含まれている他、Peskovら⁽²⁾、Beckerら⁽³⁾、Campolunghiら⁽⁴⁾、Chojnowskiら⁽⁵⁾、Watson-Lee⁽⁶⁾、Doroschukら⁽⁷⁾、その他によつて求められている。そしてPeskovら⁽²⁾、Lee⁽⁸⁾、Beckerら⁽³⁾によつて、上記のような水のCHFデータに適用できる経験整理式が与えられると共に、高圧特性の存在が明らかになる。なおBeckerらの論文には、高圧特性を示す質量流速の下限値が圧力の関数として与えられている。

一方、液体ヘリウムは、その臨界圧力が大気圧に近いため、液体ヘリウムの常用範囲では $P_v/P_g > 0.15$ の条件が常に成立している。そして尾形・佐藤⁽⁹⁾、Giarratanoら⁽¹⁰⁾、Keilinら⁽¹¹⁾、その他によつてCHFの測定(内径1~2mmの加熱管使用)がおこなわれ、またいくつかの経験的整理式が提案されている。しかし液体ヘリウムの場合、 P_v/P_g の値が低い条件下の実験はおこなわれていないので、液体ヘリウムの既存データだけから高圧特性の存在を論ずることは出来ないし、また高圧特性に就いて研究者はいない。

ところで甲藤^(12,13)は最近、一様加熱直管管内の各

種流体の強制流動沸騰時CHFの無次元整理を試みた。ここでは、流体の入口サブクール・エンタルピー ΔH_i 、蒸発潜熱 H_{fg} のときの限界熱流束 q_c が次のように書かれる。

$$q_c = q_{co} (1 + K \cdot \Delta H_i / H_{fg}) \quad (1)$$

そして右辺に含まれる2個の基準量 q_{co} および K が、それぞれ無次元整理されている。いま最も重要な基準限界熱流束 q_{co} の整理について述べると下記のごとくである。すなわち、ある与えられた条件下の q_{co} は、通常の圧力条件下、下記の式(2)~(4)の与えられる q_{co} の値のなかの最低値で与えられる。

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = C \left(\frac{P_v}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \quad (2)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.01 \left(\frac{P_v}{P_g} \right)^{0.133} \left(\frac{P_v}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (3)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.098 \left(\frac{P_v}{P_g} \right)^{0.133} \left(\frac{P_v}{G^2 l} \right)^{0.433} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (4)$$

ここに G : 質量流速(管断面平均)、 σ : 表面張力、 P_g : 液体気圧、 l : 加熱管長、 d : 加熱管内径、 P_v : 蒸気気圧である。また式(2)右辺の定数 C の値は、 $l/d < 50$ のとき $C = 0.25$ 、 $l/d = 50 \sim 150$ で $C = 0.25 + 0.009 \{ (l/d) - 50 \}$ 、そして $l/d > 150$ のとき $C = 0.34$ である。

他の条件一定として、質量流速 G が増加する場合、最初の G が小さい間は式(2)が q_{co} を定め、次いで式(3)が q_{co} を定め、最後に G が大きくなると式(4)が q_{co} を定める。式(2)~(4)による q_{co} の予測値は、沸騰装置の設計などに直接用い得るほどの高い精度は

* 昭和58年11月7日 中国四国支部・九州支部合同企画山口地方講演会において論文講演として講演、原稿受付
昭和58年5月27日。 ** 正員、東京大学工学部(〒113東京都文京区本町7-3-1)

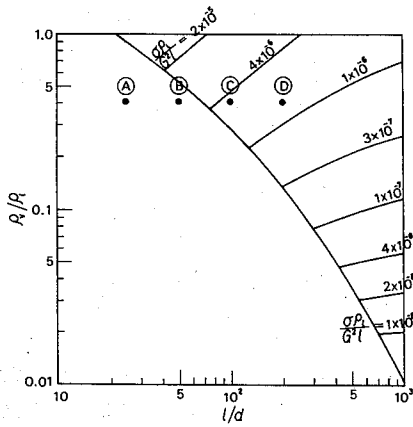


図1 高圧特性の発生基準

持たぬにしても、各種流体の実測値とよく合うことが示されている(文献⁽¹²⁾参照)。そして大まかに言って、式(2)、(3)の与える g_{co} は、環状流の液膜のドライアウト形式のCHFに属し、一方、式(4)の与える g_{co} はDNB形式のCHFに対応している(詳しくは文献⁽¹⁴⁾参照)。

さて、非常な高圧下には、水のCHFデータは式(4)から非常に異なった特性を示す。そこで甲冑⁽¹³⁾は、これらの高圧水のデータに合うように次の整理式を導いた。

$$\frac{g_{co}}{G H_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{0.60} \left(\frac{\rho_0}{G^2 l} \right)^{0.173} \times \frac{1}{1 + 0.280 \left(\rho_0 / G^2 l \right)^{0.233} l/d} \quad (5)$$

もちろん式(5)は、前述の式(2)~(4)と同じ無次元数で構成されている。

しかしながら、前に述べた液体ヘリウムの実験データは、 p_0/p_2 の値が高いにもかかわらず式(5)に合わず、式(4)の方によく一致する。ところで、式(5)の導出に際して利用できた系統的な水の実験データ(それらから式(1)の g_{co} と K の値が求められる)は、管長・管径比 $l/d > 110$ の範囲に限られていた。一方、液体ヘリウムの系統的な実験データは $l/d \leq 50$ に限られていた。そこで甲冑⁽¹³⁾は、これらの実験的事実を考慮に入れて、式(5)の適用範囲、すなわち高圧特性の発生する条件範囲を決定した。図1はその図示するもので、中央および右側の領域内の任意の位置(p_0/p_2 , l/d)で、質量流速 G が十分に高く $\rho_0/G^2 l$ が指示値より低い状況下に高圧特性が発生すると定められている。

1.2 フレオン類の実験が示す事実

しかし上述の式(5)の整理式、および図1の基準は、水および液体ヘリウムの実験データだけに依存し、その普遍性に問題がある。そこで横谷・甲冑⁽¹⁵⁾は、フレオンR-12を用い、まず図1の高圧特性発生領域を主目標にして、 $p_0/p_2 = 0.109 \sim 0.306$, $l/d = 200$ および 333 , $G = 1100 \sim 8800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の条件下にCHFの試験をおこなった。その結果、行は $p_0/p_2 \geq 0.18$ の圧力下にR-12のデータは式(5)と良い相関を持つことが見出された。そこで次に芦田・甲冑⁽¹⁶⁾は、同じくR-12を用い、 $p_0/p_2 = 0.109 \sim 0.306$, $l/d = 50$, $G = 700 \sim 7000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の条件下の実験をおこなった。この実験条件は、図1で高圧特性が発生しないとされる領域に属している。しかし、その実験結果は前と同じく、行は $p_0/p_2 \geq 0.18$ の圧力下に g_{co} データが式(5)と良い相関を持ち、従って図1の高圧特性発生基準はR-12に対し成立しないことを示した。また同じ頃、吉田⁽¹⁷⁾は、フレオンR-22に対し $p_0/p_2 = 0.187 \sim 0.517$, $G = 200 \sim 1300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、およびフレオンR-115に対し $p_0/p_2 = 0.184 \sim 0.394$, $G = 400 \sim 1300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の条件下のCHFの実験をおこなった。これらの実験は、管長・管径比 $l/d = 154$ でおこなわれているが、番号は沸騰長さの概念により、各種の l/d の値に対し g_{co} を近似的に求めており、これらによれば、図1の基準不成立に対し、前記の芦田・甲冑の研究と同じ結論を与える。

1.3 本研究の目的

これまでに述べた諸結果によれば、液体ヘリウムの既存実験データが $l/d \leq 50$ の範囲内にあり、そして水、フレオン類にみられるような高圧特性を示さないという重要な結果である。従って、この段階において少なくとも、(i) 液体ヘリウムのCHFは $l/d \leq 50$ の条件下に本当に高圧特性を示さないのか、また(ii) $l/d > 50$ の条件下にどのような状況が現れるのか、について調べる必要がある。本研究は、この目的のために企図されたものである。

なお高圧特性は高い質量流速下に生ずる現象であり、これに関連して以下のことをここに記しておく必要がある。若く Waters ら⁽¹⁸⁾は、 $p_0/p_2 = 0.0853$, $l/d = 325$, $G = 6690 \sim 9320 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の条件下に水のCHFの実験をおこない、入口サブクール・エンタルピー ΔH_i が零に近い領域で、上流CHF (upstream CHF) の発生を報告し、これを Collier⁽¹⁹⁾は超高質量流速による特異効果と言っている。そして、これと同じ現象が前述のR-12を用いた横谷・甲冑⁽¹⁵⁾、および芦田・甲冑⁽¹⁶⁾の実験でも、質量流速 G が極端に高い時(大まかに言って $3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以上程度)に発生することが

見出されている。この上流CHFは、通常のCHFと違って温度上昇が非常に弱く、ゆつくりしており、かつ管出口より上流の位置で発生する重要な限界流速現象である。そして前記の実験^(15,16)の結果によると、通常のCHFの代わりに上流CHFが発生する入口サブクール・エンタルピー領域の幅は、大まかに言って、(i)圧力が高いほど、(ii)質量流速が高いほど、(iii)管径dが一定のときは管長Lが大きいほど、(iv)管長Lが一定のときは管径dが大きいほど、大になる傾向がある。

2. 実験装置

2.1 実験装置 使用した実験装置を図2に模式的に示す。右側のヘリウム・ガス・ポンプから圧力調整器、流量計を通して流れるヘリウム・ガス（純度99.99%）は、それ以後、大線で示すループに沿って矢印の方向に流れる。そして、まず液体窒素（LN₂）クライオスタット内で冷却され、次に液体ヘリウム（LHe）クライオスタット内で冷却、液化されてからテスト・チャンバに入る。ここで限界流速の測定がおこなわれ、そしてテスト・チャンバから流出するヘリウム気液二相流は、その後、LN₂クライオスタットおよびLHeクライオスタット内にある、それぞれ再生式熱交換器で流入ヘリウム・ガスも冷却した後、自身は気化して最終に圧力制御弁から大気中に放出される。上記の二つのクライオスタット内には、ヘリウム・ガスを冷却、液化するための液体窒素および液体ヘリウムが貯えられ、これらの貯蔵部と、高温の外筒との間は真空室（圧力 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ Pa程度）によって強

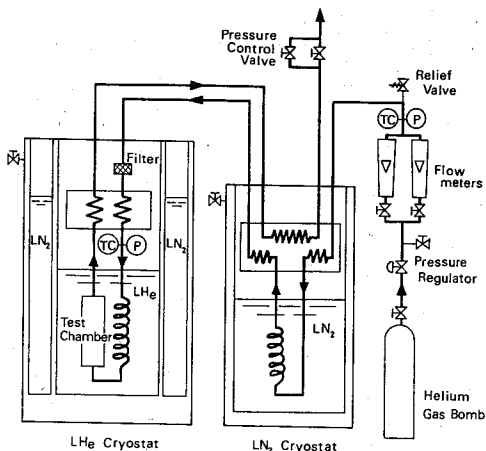


図2 実験装置 (TC: 点電対, P: 圧力計)

力の断絶をおこない、外界からクライオスタット内への熱漏れによって生ずる液体窒素、液体ヘリウムの気化損失（特に液体ヘリウムは非常に高価である）を極力防いでいる。

2.2 試験部 図3において、LHeクライオスタット内の液体ヘリウム・プール中に沈められているテスト・チャンバは、外径50mm、長さ450mmの内筒で、その内部は断熱の目的のための真空（圧力 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ Pa程度）に保たれている。このテスト・チャンバの内部の詳細を図3に示す。テスト・チャンバ下端から流入する液体ヘリウムは、予熱器で温度調整後、加圧管（ここで限界流速の実験をおこなう）に流入し、その後、チャンバ上端から流出する。

予熱器の加圧は、外壁に巻いた絶縁マンガニン線に通電しておこない、またCHF試験部となる加圧管（内径1.0mm、外径1.5mmのステンレス管）は管壁に直接通電で加圧する。これらに対し直流を供給する電氣入力線（直径1mmの銅線）は、図3にみるようにテスト・チャンバ上端から引き出されるが、その後、チャンバ周囲の冷却用液体ヘリウムに配線と直接接し、その後、外界に導くようにしている。これは、これ

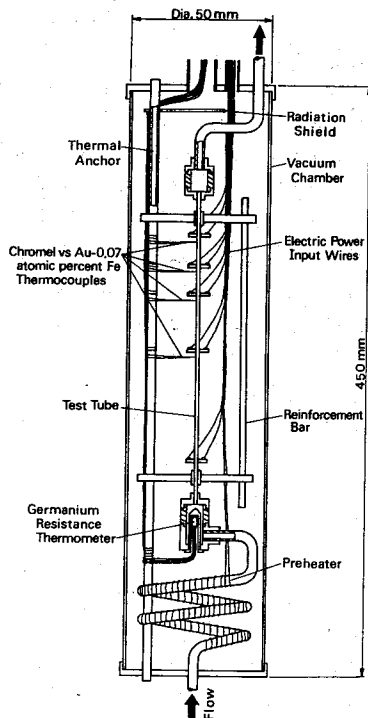


図3 テスト・チャンバ

ら銅線の芯位等による芯の浸入防止のためである。なお図3にみるごとく、これらの電気入力線は、外部でのスイッチ切環えによつて、加温管の長さ l を少くとも4段階 ($l = 25, 50, 100$ および 200 mm) に変えられるように配線されている。

加温管へ流入する試験流体の温度は、加温管入口の混合器内のゲルマニウム抵抗温度計で測定される。また加温管の壁温の測定のため、図3にみるごとく、管外壁に4箇所、クロメル・金鉄 (Au-0.07 atomic percent Fe) 電対を設け、これらの設置位置は、前述のようにして加温長さ l が設定される加温管の出口から5 mm だけ上流におかれている。実験に際しては、これらの4個の電対の精度はすべて同時に測定しており、電対の起電力は高精度デジタル電圧計 (精度は読み取り値の0.01%) で計測している。

上述の各温度計のリード線は、図3にみるように、すべてサーマル・アンカに固定されている。このサーマル・アンカは中空管で、その内部を、テスト・チャンバ周囲の冷却用液体ヘリウムが流れ、温度計リード線の芯位等による浸入点 (外部からの) を吸収している。またテスト・チャンパ上部のラジエーション・シールドは、厚さ1 mm の金箔で、温度計リード線の通過孔を通して上方から侵入する放射線を防いでいる。

3.1 圧力、流量、入口エンタルピの設定 図2においてテスト・チャンパ上流に示す圧力計によつて加温管入口の圧力が定められる。質量流速 G は、図2の流量計で設定される。また加温管の入口サブクール・エンタルピ ΔH_i は次の原理で定められる。すなわち図3において、テスト・チャンパ下流から流入する液体ヘリウムの諸状態 (圧力、温度、流量等) は、それらを設定した後、予熱器および加温管の加温をおこなつても変化しない。これは十分に高圧のヘリウム・ガス・ボンベからヘリウムを供給、流しているからである。そこで、予熱器を加熱しない状態で、ゲルマニウム抵抗温度計の測定を通して求められる液体ヘリウムのエンタルピ H_p は、予熱器の加熱開始後も常に、予熱器入口における液体ヘリウムのエンタルピ H_p とみなすことができる。この時、予熱器に加温した加温管へ電気入力を W_p 、管内のヘリウム流量を \dot{W} とすれば、予熱器出口エンタルピは $H_p + W_p/\dot{W}$ である。ゆえに設定圧力に対する飽和液体ヘリウムのエンタルピを H_s とすれば、加温管の入口サブクール・エンタルピ ΔH_i は次式で与えられる。

$$\Delta H_i = H_s - (H_p + W_p/\dot{W})$$

もちろん W_p の値を大にすると、 $\Delta H_i < 0$ (二相混合入口条件) の実験も可能である。

3. 実験結果

3.1 実験範囲 本研究の実験は下記の条件範囲内でおこなつた。

圧力 $p = 0.199$ MPa (対する飽和温度: 5.02K,

気液密度比 $\rho_v/\rho_l = 0.409$)

管内径 $d = 1$ mm

管長・管径比 $l/d = 25, 50, 100, 200$

質量流速 $G = 11 \sim 108$ kg/m²s

入口サブクール・エンタルピ $\Delta H_i = -3.5 \sim$

$+7.5$ kJ/kg.

上記の ρ_v/ρ_l および l/d の条件は、図1エに示すと A, B, C, D の各英に対比している。また管内径 $d = 1$ mm は、通常流体のCHFの実験条件に比べて随分小さいが、これは図2のLHe クライオスタット内に貯えられる冷却用液体ヘリウムの消費量にかかわる経済的限界から定められたものである。ただし通常、液体ヘリウムの実験は $d = 1 \sim 2$ mm 程度でおこなわれており、かつ ρ_v/ρ_l の値が非常に大であるから重大な障害を及ぼすことには何らめと与えられない。

3.2 実験結果と特徴的事項 本実験で得られた液体ヘリウムCHFの全実験データを図4, 5に示す。なおこれらのデータ測定に関連し、下記の二つの特徴的事項を観察されている。

第一に、圧力0.199 MPaの液体ヘリウムは、臨界圧力0.229 MPaに近いためもあり、蒸発潜熱 H_{fg} が非常に小さい ($H_{fg} = 11.3$ kJ/kg)。そののと与えられるが、CHF状態が発生しても、通常流体のCHFとみられるような急激な温度上昇 (temperature excursion) が見られるかつた。しかしながら、加温管への電気入力も順次増加して行くと、CHF状態発生以前と以後とで、電気入力増加に伴う壁温上昇率が相違し、かつCHF状態発生以後は、壁温に脈動が生じ、これらも変化を遂げてCHF状態の発生を確認することが出来た。図4, 5において○印のデータ英は、こうして定められたものである。

第二に、質量流速 G がある値以上に大きくなると、加温管への電気入力増加に伴い、単調に壁温が上昇するのみで、前記のような壁温上昇率の明確な変化は現われなくなり、結局、CHFが決定不能になつた。図4, 5において●印で示す実験データ英は、壁温上昇率の変化、および壁温脈動の発生と消滅によって測定できる限界状態でのCHFデータを示し、これらは○印のデータに比べ不規則で暴発的な性格のものである。もちろん、これらの質量流速以上の条件ではCHFの実験はおこなわれない。

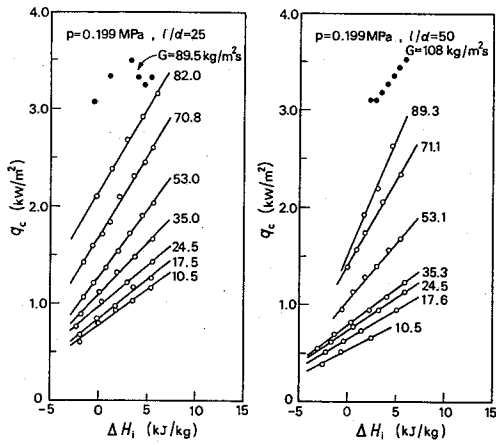


図4 液体ヘリウムの限界熱流束の実験値 ($l/d = 25$ および 50) .

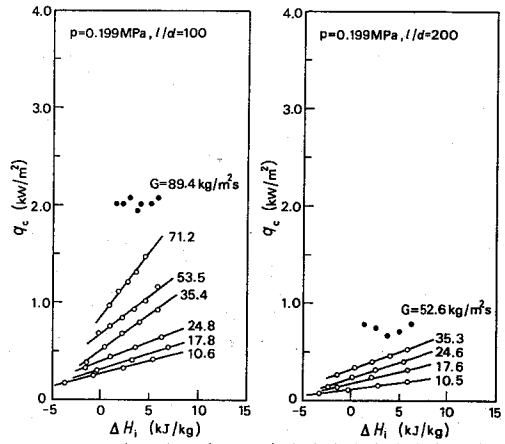


図5 液体ヘリウムの限界熱流束の実験値 ($l/d = 100$ および 200) .

4. 実験データの分析と討論

図4, 5において明確なCHFデータ集 (○印) をみると, 本報の実験範囲内において, 限界熱流束 q_c と入口サブクール・エンタルピー ΔH_i は常に正相関性を有し, なお $\Delta H_i > 0$, $\Delta H_i < 0$ による特性の変化もみられない. ともあれ, 図4, 5に示す G = 一定の各データ群ごとに, 式(1)に定数 q_{co} および K の値を決定することが出来る. そして, こうして求めた q_{co} の実験値を, 式(2)~(5)の予測値と比較して

ものが図6, 7である. 図7にみよごとく l/d の値が大きい場合, 実験データが予測値とやや理論的偏差を示す部分があるが, 図6, 7を全体的にみて実験値は予測値とかなりよく対応していると言えるであろう.

さて図6, 7の結果から観察される事柄のオーは, $l/d = 25$ および 50 の場合, ρ_l/G^2 の値の小さな領域で実験データ集が, 式(4)ではなく式(5)の方に合致していることである. 換言すれば, データ集の数は少ないものの, これらのデータに固有の限り, 水セフロン類と同様の高圧特性 (1.1, 1.2部参照) が液体ヘ

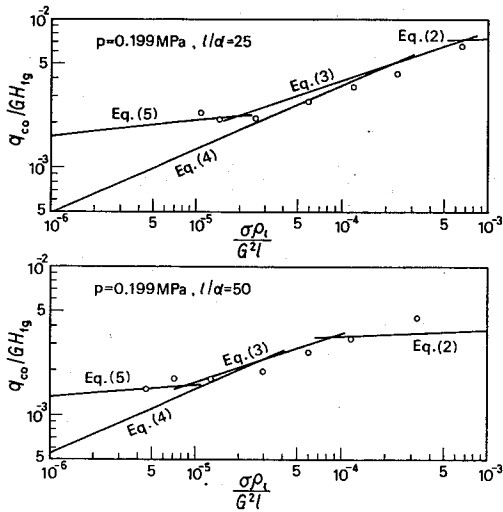


図6 液体ヘリウムの q_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d = 25$ および 50) .

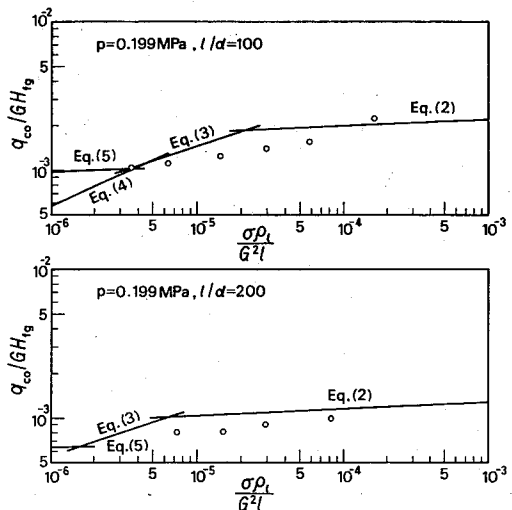


図7 液体ヘリウムの q_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d = 100$ および 200) .

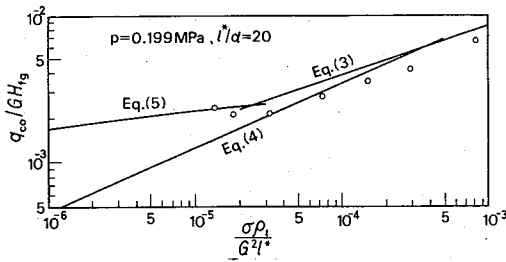


図8 CHF発生点電対設置位置(管出口上流5mm)の影響に関する検討

リウムにも生ずることと示す。もちろん図6の場合、データのばらつきの問題もあり得るから、これらの少数のデータのみで高圧特性の出現を断定するには問題があるかも知れない。しかし図6の2枚の図面とも高圧特性の出現を示している事実は甚重といえるであろう。

なお実験データの信頼性に因連して、2.2部に述べたごとく本実験では加圧管の出口端から5mm上流位置の電対でCHF発生が検出されている問題がある。そこで今後には、熱電対の経流5mmの区間の加圧管の形状は無いとして、すなわち実際管長 l の代わりに仮想管長 $l^* = l - 5$ (mm)を用いて、図6上図を整理し直し結果が図8である。しかし高圧特性の出現の問題に因して、図6上図と図8の間に有意の差はないように思われる。

次に図6, 7から見られる事柄のオニは、すでに3.2節で述べたようにCHF測定可能な質量流速 G の上限値の存在(図4, 5の●印データ参照)のため、 $\rho_l/G^2 l$ の実験値に下限が生じ、それ以下の $\rho_l/G^2 l$ に対してCHFデータが測定されないことである。そのため、図6の場合、式(5)に合致する実験データの存在範囲がきわめて限られ、また図7の場合、式(5)が問題になる領域の実験データが存在しない。

少なくとも圧力0.199MPaの液体ヘリウムの場合、CHF測定可能な質量流速 G の上限値が、図4, 5の●印データにみのごとく非常に小さな値であることには驚かされる。この問題に因連して、本報の実験装置で液体窒素のCHFを測定した時の実験データを図9に示し、またそれから求めた α_{co} の実験値と、式(2)~(4)の予測値と比較した結果を図10に示す。この場合、図9にみえるように、 $l/d=200$ のとき質量流速 G が291 kg/m²sの大きさでもまだ通常のCHFが測定されている(図5下図の限界値 $G=526$ kg/m²sと比較せよ)。従って、この液体窒素の実験結果からみて、上記の G の上限値の低さの問題は、実験装置に起

因するものではないと示えていいであろう。

なお図9のデータを与える液体窒素の実験は圧力0.220MPaのものである。この液体窒素の物性値と、本報の実験条件下の液体ヘリウムのそれと比較してみると次のごとくである。

	窒素	ヘリウム
p (MPa)	0.220	0.199
ρ_v/ρ_l (-)	0.0122	0.409
ρ_l (kg/m ³)	774.1	99.65
σ (N/m)	7.25×10^{-3}	1.81×10^{-5}
H_{fg} (kJ/kg)	188.7	11.30

すなわち液体密度 ρ_l 、表面張力 σ 、蒸発潜熱 H_{fg} ともに、液体ヘリウムの値は液体窒素の値に比べて相当に小さい。もちろん、 ρ_l の大きさには分子量などが関係し、また σ や H_{fg} は臨界点に近づくとき零に近づく。

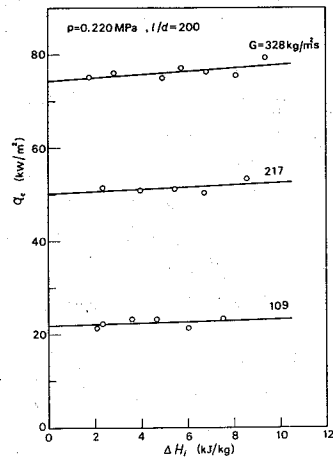


図9 液体窒素の限界熱流束の実験値 ($l/d=200$)。

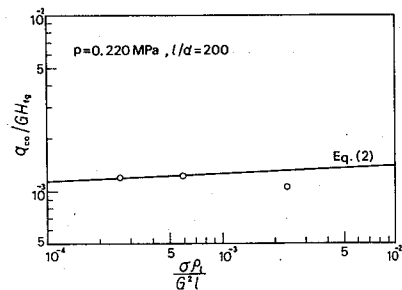


図10 液体窒素の α_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d=200$)

しかし、そうした事柄はともかくとして、液体ヘリウムの場合、図4, 5の●印のデータにみられるように、CHF測定可能な質量流速 G の上限値が非常に小さい値をとるのは、 P_0 , ρ , H_{fg} 等の値が非常に小さいことと何らかの関係がありそうに思われる。

また、すでに1.3節において、水やフ里昂の場合、質量流速が非常に大きくなると、入口サブクール・エンタルピー h_{in} が夢の近くで特異なCHF状況が出現する事柄について記した。そして質量流速 G が大になるとCHFが弱体化し、不明確になるという状況から考えると、液体ヘリウムの場合の G の上限値の問題と同種の現象のように考えられる。しかしながら、図4, 5の●印のデータは、上流CHFとして計測されたものではない。本報の場合、管出口近傍でCHFの測定が不能になると、もっと上流位置(図3にみよごとく加圧管に4個の電対が設置されている)でもCHFは計測にかからなかつた。従って現状では、水やフ里昂の場合の特異CHF状況と同種現象と断言することは出来ない。

5. 結 論

非常な高圧下の水やフ里昂類において、質量流速が高いときにみられる高圧特性が、液体ヘリウムの既存データには観察されない事柄に関連して、本報では圧力0.199 MPaの液体ヘリウムを用い、一様加圧垂直円管内の強制流動状態、即ち流束の実験をおこなった。その結果、下記の結論が導かれる。

- (1) 本報の実験データから求められる現限質量流速 G_{co} の値は、無次元整理式(2)~(5)による予測値とかなりよく合致する。
- (2) 式(5)によって指示される高圧特性が、液体ヘリウムの場合にも確かに、質量流速 G の大きい状況下に検出された。しかも液体ヘリウムのCHFの既存データ(高圧特性を示さない)の持つ条件 $l/d \leq 50$ の中で高圧特性が見出された。
- (3) しかし、質量流速 G の増加と共に、あまり高くない G の状況下に、CHF状態が消えて計測不能になる現象があり、そのため前記(2)項に記した高圧特性の出現は、きわめて狭い条件範囲内でのみ観察される。
- (4) 前記(3)項に記したところのCHF計測が不能になる現象は、水やフ里昂の場合に観察される上流CHF現象と、ある種の関連をもつものと推定されるが、明確な事柄については今後の研究を待たねばならない。
- (5) 本文の1.2節に記したフロン類の実験結果、

および本結論の前記(2)項の結果からみて、高圧特性の発生基準として前に発表された結果(図1)は否定されたものと考える他はない。従って式(5)の適用範囲を新たに検討する必要があるが、しばらくは暫定的に $P_0/\rho > 0.18$ の状況下、 l/d の大小には関係なしに式(5)を使用するようにすればよいと考えられる。ただし上流CHFとか、CHF計測可能な質量流速 G の上限などの問題があることに注意が必要である。

本研究は文部省科学研究補助金(昭和55-59年度・一般研究A・No.00542033)の援助を受けておこなわれたものであることを記し謝意を表す。また種々面倒な実験の遂行にあたり東京大学工学部の神田隆、清田誠両技官から多大の援助を受けたこと謝意を表す。

文 献

- (1) Thompson, B. and Macbeth, R.V., UKAEA, AEEW-R 356 (1964).
- (2) Peskov, O.L., ほか3名, Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media (Kutateladze, S.S. 編) (1969), 48-62, Pergamon, Oxford.
- (3) Becker, K.M., ほか4名, Progress in Heat and Mass Transfer, Vol.6 (1972), 55-74, Pergamon, Oxford.
- (4) Campolunghi, F., ほか4名, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol. IV (1974), 280-284.
- (5) Chojnowski, B. and Wilson, P.W., Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol. IV (1974), 260-264.
- (6) Watson, G.B. and Lee, R.A., Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol. IV (1974), 275-279.
- (7) Doroshuk, V.E., ほか2名, ASME-Paper No. 75-WA/HT-22 (1975).
- (8) Lee, D.H., IAEA-SM-130/56 (1970), Int. Atomic Energy Agency, Vienna.
- (9) Ogata, H. and Sato, S., Cryogenics, 13 (1973), 610-611.
- (10) Giarratano, P.J., ほか2名, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 19 (1974), 404-416.
- (11) Keilin, V.E., ほか3名, Cryogenics, 15 (1975), 141-145.
- (12) 甲藤, 技論, 46-409 (昭55), 1721.
- (13) 甲藤, 技論, 47-413 (昭56), 139.
- (14) 甲藤, 技論, No. 820-15 (昭57), 99.
- (15) 種谷・甲藤, 技論, 48-428B (昭57), 740.
- (16) 甲藤・甲藤, 技論, 48-432B (昭57), 1547.

- (17) 吉田, 行也, 著, 热论, 48-432B(昭57), 1557.
- (18) Waters, E.D., 行也, 著, Chem. Engng Prog. Symp. Ser., 61-57(1964), 230-237.
- (19) Collier, J.R., Convective Boiling and Condensation (2nd ed.) (1972), p. 271, McGraw-Hill, New York.

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰・限界熱流束の 無次元整理の改良*

甲 藤 好 郎**， 大 野 浩 伸**

Yoshiro KATTO Hironobu OHNO

Key Word: Burnout, Critical Heat Flux, Forced Convective Boiling
Multiphase Flow, Phase Change.

1. 序

さきに著者の一人は、一様加熱垂直円管内の強制流動・限界熱流束(CHF)の無次元整理を試み⁽¹⁾。それは、入口サブクール・エンタルピー ΔH_i 、蒸発潜熱 H_{fg} 、限界熱流束 q_c に対して

$$q_c = q_{co} (1 + K \cdot \Delta H_i / H_{fg}) \quad (1)$$

と書き、ここに定義される2物理量、すなわち基礎限界熱流束 q_{co} 、および入口サブクール・パラメータ K を無次元表示するもので、まず q_{co} は、与えられる条件に応じて下記の4式から決定される。

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = C \left(\frac{P_0}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \quad (2)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.10 \left(\frac{P_0}{P_2} \right)^{0.133} \left(\frac{P_0}{G^2 l} \right)^{1/3} \times \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (3)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.098 \left(\frac{P_0}{P_2} \right)^{0.133} \left(\frac{P_0}{G^2 l} \right)^{0.433} \times \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (4)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{P_0}{P_2} \right)^{0.60} \left(\frac{P_0}{G^2 l} \right)^{0.173} \frac{1}{1 + 0.280 (P_0 / G^2 l)^{0.233} l/d} \quad (5)$$

ここに G は質量速度、 ρ は表面張力、 P_2 は液相圧力、 l は加熱管長、 d は管内径、 P_0 は蒸気圧力である。そして式(2)右辺のパラメータ C の値は、その後の研究⁽²⁻⁴⁾を経て次のごとく定められている。すなわち、 $l/d < 50$ に対し $C = 0.25$ 、 $l/d = 50 - 150$ に対し

$C = 0.25 + 0.0009 \{ (l/d) - 50 \}$ 、 $l/d > 150$ に対し $C = 0.34$ である。また式(5)は、研究⁽⁴⁾で改良されたところの整理式である。

次に K については、別の研究⁽⁵⁾において、沸騰長さの概念を利用して式(2)~(5)から導くことが試みられ、その結果、式(2)~(5)にそれぞれ対応して下記のごとく与えられている。

$$K = \frac{1.043}{4C (P_0 / G^2 l)^{0.043}} \quad (6)$$

$$K = \frac{5}{6} \frac{0.0124 + d/l}{(P_0 / P_2)^{0.133} (P_0 / G^2 l)^{1/3}} \quad (7)$$

$$K = 0.416 \frac{(0.0221 + d/l)(d/l)^{0.27}}{(P_0 / P_2)^{0.133} (P_0 / G^2 l)^{0.433}} \quad (8)$$

$$K = 1.12 \frac{1.52 (P_0 / G^2 l)^{0.233} + d/l}{(P_0 / P_2)^{0.60} (P_0 / G^2 l)^{0.173}} \quad (9)$$

さて、上記のCHF無次元整理は、広い条件範囲の実験データと良い対応をすることが、前記の研究⁽¹⁻⁵⁾に示されている。しかし、その後おこなわれた研究によると、以下(I)、(II)、(III)の各項に記すような問題のあることが見出された。

(I) 基礎限界熱流束 q_{co} は、式(2)~(5)を用い、各式の適用領域の間の境界で、 q_{co} の値が連続するように決定される。しかし、この時、式(6)~(9)の与える K の値は、上記境界において不連続になる。そのため、研究⁽⁶⁾では暫定的に、上記境界近傍で不連続の2個の K の値の平均をもって K とする方法がとられている。しかし、この正当性は不明である。

(II) 整理式(5)は、圧力が高くて蒸気比 P_0/P_2 が1に近い値をとり、かつ質量速度 G が大きい時に適用される式である。しかし研究⁽⁶⁾において式(5)を作成し

* 昭和58年11月12日 関西支部秋期大会講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和58年7月7日。

** 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

此当時、高い蒸気比の条件下の既存CHFデータは、水と液体ヘリウムのものしか無かつた。しかも、水のデータ ($l/d > 100$ の範囲にあり) は式(5)に適合するのに対し、液体ヘリウムのデータ ($l/d < 51$ の範囲にあり) は式(5)に適合せず、明らかに式(4)の方に適合した。そこで、この経験的事実に合わせるため、 P_u/P_0 だけでなく l/d も考慮して、式(5)の適用規準も暫定的に作成した。しかし、水以外の流体への式(5)の適用性、および前記の適用規準の一般性を確かめる必要があつたため、その後、フロン R-12 を用いた実験⁽⁷⁾ ($l/d = 200$ および 333, $P_u/P_0 = 0.109 \sim 0.306$, $G = 1100 \sim 8800 \text{ kg/m}^2\text{s}$)、同様に R-12 を用いた実験⁽⁸⁾ ($l/d = 50$, $P_u/P_0 = 0.109 \sim 0.306$, $G = 700 \sim 7000 \text{ kg/m}^2\text{s}$)、および液体ヘリウムを用いた実験⁽⁹⁾ ($l/d = 25 \sim 200$, $P_u/P_0 = 0.409$, $G = 10.5 \sim 108 \text{ kg/m}^2\text{s}$) がおこなわれた。そして、これらの結果によれば、式(5)は水以外の流体にも適用可能だが、その適用規準(前述の)は否定されるべきものであることが明らかにされた。

(III) 上記の R-12 の実験^(7,8) と同じ頃、西川ら⁽¹⁰⁾ は高圧下の R-22 ($l/d = 154$, $P_u/P_0 = 0.187 \sim 0.517$, $G = 200 \sim 1300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)、および R-115 ($l/d = 154$, $P_u/P_0 = 0.184 \sim 0.394$, $G = 400 \sim 1300 \text{ kg/m}^2\text{s}$) の実験をおこなつた。そして彼等は、滑り長さの概念を用いることによつて、各種の l/d の値 ($l/d = 10 \sim 154$) に対する g_{co} の値を近似的に求め、これらから高圧下のフロンに対するものとして下記の無次元整理式を導いた。

$$\frac{g_{co}}{GH_{fg}} = 0.60 \left(\frac{P_u}{P_0}\right)^{0.19} \left(\frac{P_u P_0}{G^2 l}\right)^{0.16} \frac{1}{(l/d)^{0.84}} \quad (10)$$

$$\frac{g_{co}}{GH_{fg}} = 0.63 \left(\frac{P_u}{P_0}\right)^{0.88} \left(\frac{P_u P_0}{G^2 l}\right)^{0.50} \times \frac{(l/d)^{0.50}}{1 + 0.011 l/d} \quad (11)$$

$$\frac{g_{co}}{GH_{fg}} = 9.8 \times 10^{-4} \times \frac{1}{1 + 0.0032 (P_u/P_0)^{-0.72} (l/d)} \quad (12)$$

式(10)~(12)を、著者らの整理式(2)~(5)と比較すると、大まかに言つて、式(10)は式(2),(3)に、式(11)は式(4)に、また式(12)は式(5)に対する適用範囲を有している。しかし、ここで注意すべきは、西川らは高圧の条件下に質量速度 G がかなり低い領域まで実験をおこない、それに基づいて式(10)~(12)を導いていることである。これに対して、従来発表されて

いる高圧下の CHF データは一般に質量速度 G の大きい領域で求められており、それに基づいて作成された著者らの整理式は、高圧下における式(2),(3)の適合性がほとんど検証されていない。ゆえに G の小さい条件下の実験によつて、高圧下に果して式(2),(3)が成立するの否を確かめる必要がある。

さて本研究は、以上(I),(II),(III)の各項に述べた問題点を検討し、その上で必要な改良を式(2)~(9)のCHF無次元整理に加えることと目的としている。そしてそのため、同一の実験装置、および同一の試験内管を使用しつゝ、式(2)~(5)の各適用領域のすべてにかかる広範囲の条件下の実験をおこない、その系統的なデータによつて前記の問題を検討することが計画された。なお、前に記した研究^(7,8)によれば、高圧下には特に、質量速度 G が非常に高いとき(しばしば $G > 3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 程度)、 ΔH_i が零に近い状況に上流CHFという特別な限界流束遷移の発生が見出されている。しかし本報では、そのよりに高い質量速度範囲は扱わないことにする。

記号

- C : 無次元パラメータ
- d : 内管内径
- G : 質量速度
- H_{fg} : 蒸発潜熱
- ΔH_i : 入口サブクール・エンタルピー
- K : 入口サブクール・パラメータ
- l : 内管加熱部長さ
- p : 圧力
- g_c : 限界流束
- g_{co} : 某段限界流束 ($\Delta H_i = 0$ の時の g_c)
- P_0 : 液体蒸気圧
- P_u : 蒸気蒸気圧
- ρ : 表面圧力
- X_{ex} : 出口クオリティ (CHF 状況下)

2. 実験装置と実験データ

2.1 実験装置 図1に実験装置を模式的に示す。これは以前の研究^(7,8)で用いた装置と基本は同じだが、実験容量の大きな新しい装置である。循環ポンプと出口 R-12 液の一部が、流量計を経たのち弁閉器、冷却器に入り、所定のサブクール温度まで調節された後、試験部に流入、そしてそこから出る気液二相流は圧力調整器 (pressurizer) へ入る。一方、循環ポンプから出る残りの R-12 液は冷却器を通つた後、大部分はフィルタを経て循環ポンプに戻るが、それ以外は圧力調整器内にスプレー状に噴射され、試験部から来る気

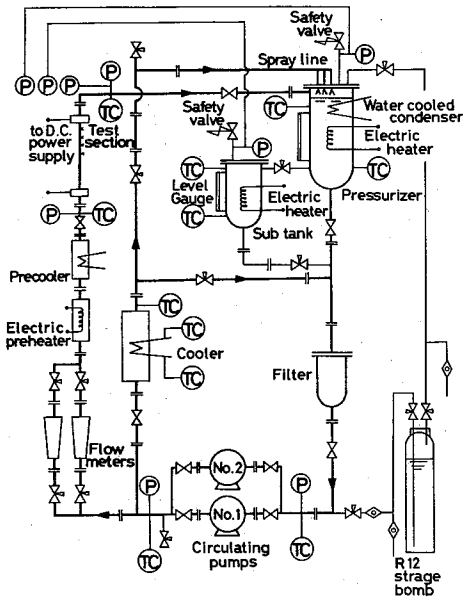


図1. 実験装置 (P: 圧力計, TC: 熱電対)

液二相流を冷却せしめるのに用いられる。圧力調整器は、水冷却凝結器および電気ヒータを内蔵しており、容器内の飽和流体の温度を調整することによって圧力を設定する。

試験部は内径10 mm, 肉厚1 mm, 加熱長さ1000

mmのステンレス鋼管であって、直流の直接通電によって加熱される。この試験管の外壁には、上部電極から10 mm上流位置にCHF検出用クロメル・アルメル電対がスポット溶接されており、壁温急上昇のとき遮断器によって自動的に電源と切りよになっている。実験に際しては、試験部入口の流体の圧力、サブクール度、流量を一定に保持し、蒸気量をいろいろとステップ状に増加させて行って、CHF検出器の作

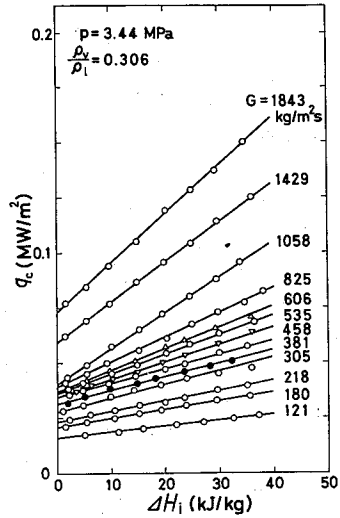


図3. R-12の限界蒸気流束の実験結果 ($d = 0.01\text{ m}$, $l/d = 100$).

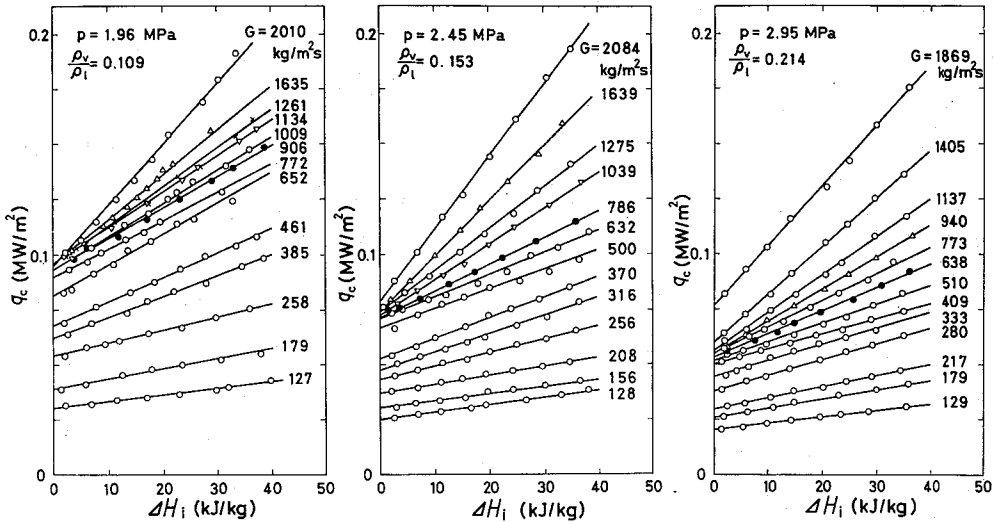


図2. R-12の限界蒸気流束の実験結果 ($d = 0.01\text{ m}$, $l/d = 100$)

動直前の主流束をもつて CHF とした。なお試験管の外壁には、上記の比電対の他に計 11 個の比電対が管全長にわたって設置されており、実験に際し、すべてが同時に測定される。しかし本研究の実験範囲内においては、典型的な上流 CHF の発生は、すばやく観測されるかつた。

2.2 実験データ 実験は R-12 を用い下記の範囲内でおこなわれた。

管直径 $d = 0.010 \text{ m}$, 加熱管長 $l = 1.00 \text{ m}$.

圧力 $p = 1.96 \sim 3.44 \text{ MPa}$ (対する蒸気比

$$P_0/P_2 = 0.109 \sim 0.306).$$

質量流速 $G = 120 \sim 2100 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

入口サブクール・エンタルピー $\Delta H_i = 0.4 \sim$

$$39.9 \text{ kJ/kg}.$$

かくして得られた全実験データを図 2, 3 に示す。

3. 実験データの分析

3.1 実験データの特性 図 2, 3 にみるごとく, G -一定の条件下の限界主流 q_{co} のデータはすべて, 入口サブクール・エンタルピー ΔH_i に対して直線関係を有している。なお, この関係に因連し, 図 2, 3 に示す全データに対し管出口オリフィス X_{ex} は常に $X_{ex} > 0$ の状況にあることを付記しておく。

その上, 上記のデータは以下のよりの特性も示している。まず図 2 の左図 ($p = 1.96 \text{ MPa}$) では, $G = 906 \sim 2010 \text{ kg/m}^2\text{s}$ のデータ群は, $\Delta H_i = 0$ において, G に無関係に行き同一の q_{co} の値をとり, この集

で残りのデータ群と特性に相違がある。そして上記の特性を持つデータ群は, 圧力の上昇と共に次第に図 4 下の方に移動して行くのが見られる。また同時に, このデータ群の上方に, 下記のような特性のデータ群が現われている。すなわち図 2 の右図 ($p = 2.95 \text{ MPa}$) における $G = 1405 \sim 1869 \text{ kg/m}^2\text{s}$, 図 3 ($p = 3.44 \text{ MPa}$) における $G = 1058 \sim 1843 \text{ kg/m}^2\text{s}$ のデータ群のごとく, 相互に平行, かつ G の増加と共に q_{co} が大きく上昇するもので, なお圧力の上昇と共に, これらの特性傾斜が拡大している。ともあれ, 以上の事柄は, 圧力上昇と共に CHF 特性に明瞭かつ規則的な変化が生ずることを示している。

3.2 q_{co} の実測値 図 2, 3 のデータはすべて G -一定下に $q_{co} - \Delta H_i$ 直線関係で行った。これから各 G の値ごとに式 (1) の q_{co} および K の値を決定することが出来る。

図 4, 5 は, このようにして求められた q_{co} の全データをプロットしたものである。また図 6 は, 図 5 下図とほぼ同じデータのプロットである。

さて, P_0/P_2 が比較的低い時は, 図 4 上図にみるごとく, q_{co} のデータは, 式 (2), (3), (4) の予測値とよい一致を見せている。しかし高圧になると, 図 6 ($P_0/P_2 = 0.306$ の場合) にみるごとく, q_{co} のデータは, 式 (2), (5) の予測値とは合致ものの, その中間領域で, 式 (3) および式 (4) どちらの予測値とも大きな隔りを示す。そして総括の結果, これら中間領域のデータは, 式 (4) において P_0/P_2 にかかると指数が 0.133

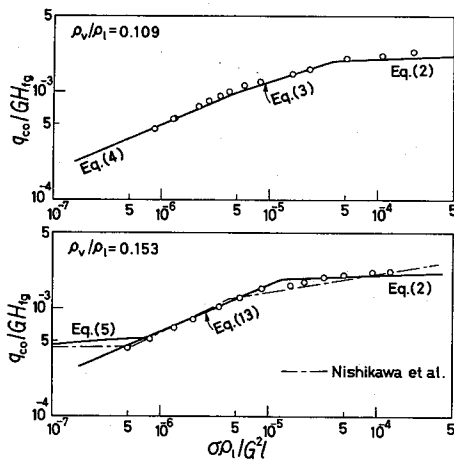


図 4. q_{co} の実測値と予測値の比較 (R-12, $d = 0.01 \text{ m}$, $l/d = 100$). — — は式 (10) ~ (12) の予測値。

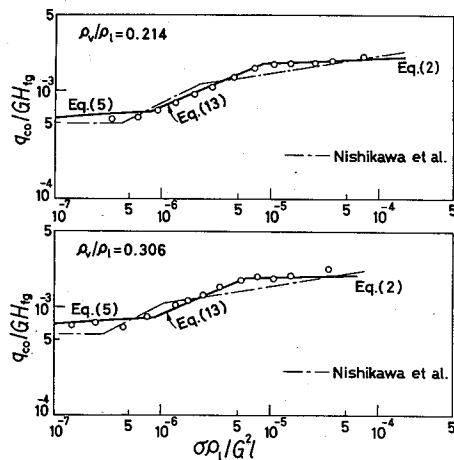


図 5. q_{co} の実測値と予測値の比較 (R-12, $d = 0.01 \text{ m}$, $l/d = 100$). — — は式 (10) ~ (12) の予測値。

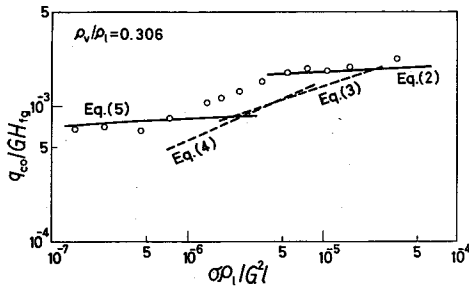


図6. q_{co} の実測値と予測値の比較 ($R=12$, $d=0.01m$, $l/d=100$).

から0.5/3に改訂し式(2)で良く整理できることが見出される。

$$\frac{q_{co}}{GH_f q} = 0.234 \left(\frac{P_u}{P_e}\right)^{0.513} \left(\frac{\rho P_e}{G^2 l}\right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1+0.0031 l/d} \quad (13)$$

実際、図4下図 ($P_u/P_e = 0.153$ の場合)、および図5 ($P_u/P_e = 0.214$ および 0.306 の場合)にみるごとく、 P_u/P_e が高い時の q_{co} のデータは、式(2)、(13)、(5)の予測値とよく合っている。

しかしながら、式(13)には次の問題がある。すなわち本報の q_{co} データは、 l/d に同じ単一の値、つまり $l/d=100$ に対して求められたものである。従って式(13)に含まれている l/d の関数の妥当性は、高圧条件下に不明と言わざるを得ない。もちろん、圧力が低下し $P_u/P_e = 0.101$ に到達すると、式(13)は式(4)に一致し、この式(4)は各種の l/d のデータに対し検証されている(文献⁽³⁾参照)。しかし、これだけでは上記の l/d の関数が高圧下にも十分に妥当であるとは言えない。

ところで、各種の l/d の値に対する q_{co} データから求めたところの西川らの式(10)~(12)の予測値は、図4、5の鎖線に示すごとく、本報の実測データともかなり良い一致を示している。そして、この結果から、式(11)と式(13)が互に対応していることがわかる。しかも、式(11)と式(13)にそれぞれ含まれている l/d の関数は、外見上かなり相違があるように見えるものの、両関数の比：

$$B = \frac{(l/d)^{0.50}}{1+0.011 l/d} \bigg/ \frac{(l/d)^{0.27}}{1+0.0031 l/d} \quad (14)$$

を求めてみると、 B の値は図7に示すごとく、通常の l/d の範囲 ($l/d = 10 \sim 1000$) 内ではほぼ一定の値となる。このことは、式(13)に含まれる l/d の関数

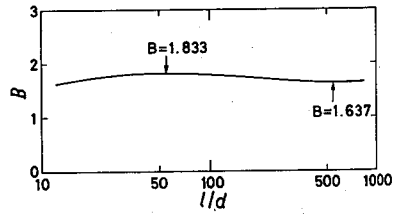


図7. l/d による B の変化

の妥当性を支持する一資料と見てよいであろう。

次に図8は、高圧下の水のCHFに対し、Doroschukら⁽¹¹⁾、およびWatson-Lee⁽¹²⁾による実験データから求めた q_{co} を式(13)の予測値と比較したものである。データ集の数が少いけれども、上記予測値とかなり近い関係を示しており、従って式(13)はフロンだけでなく、水に対しても適用可能なことを示唆している。なお図8に示す実験値は $l/d=187.5$ および 145 におけるもので、これもまた、式(13)内の l/d の関数を支持している。

3.3 Kの実測値 図2, 3の実験データから求めた K の実測値を図9に示す(尚ほ $P_u/P_e = 0.153$ の場合は省略)。 P_u/P_e の値が比較的近い場合は、図9の最上図にみるごとく、 K の実測値は $\rho P_e / G^2 l$ の大きな領域で式(6)の予測値に近く、 $\rho P_e / G^2 l$ の小さな領域では式(7)の予測値に近く現れている。しかも、この場合、次の二つの事実が見られる。第一に

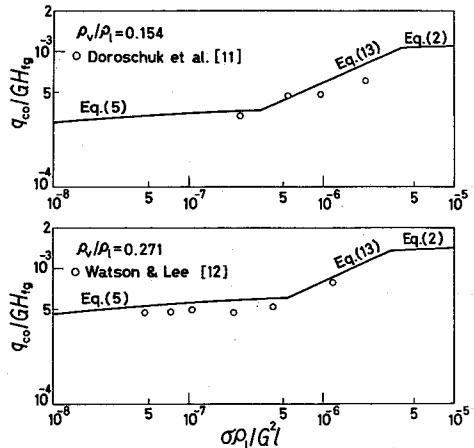


図8. q_{co} の実測値と予測値の比較(水、上図: $d=0.008m$, $l/d=187.5$; 下図: $d=0.0378m$, $l/d=145$).

は、図4上図に示されているところの g_{co} に内する式(2), (3), (4)の適用範囲とは独立に、式(6), (7)だけで K を予測できることである。またオニに、図9の最上図内の破線は、式(8)の予測値を示すが、これは式(7)の予測値と比して実測値と一致しない。そして、このオニの経験的事実は、実は、すでに以前の研究^(7,8)において見出されていたことと同じである。

次に、高圧下の K の実測値は、図9の中間および下図にみるように、 ρ_0/ρ_2 の大きな領域では式(6)の予測値の近くに現われ、 ρ_0/ρ_2 の小さな領域では式(9)の予測値の近くに現われる。そして、その中間領域で K の実測値は式(7)の予測値に近いとみてよいようである。偏差も観察されるが、この中間領域のひざりは圧力の上昇と共に急速に減じているから、暫定的に式(7)を採用してよいであろう。

なお式(2)-(5)から式(6)-(9)を等しいと同一方法(文献⁽⁷⁾参照)で、式(13)から K を求ると次式が得られる。

$$K = 0.174 \frac{(0.0221 + d/l)(d/l)^{0.27}}{(\rho_0/\rho_2)^{0.513} (\rho_0/\rho_2 l)^{0.433}} \quad (15)$$

式(15)による K の予測値は、図9の中間および下図に破線で示され、 K の実測値との一貫性は式(7)より劣っている。そして、この図の平均は、図9の最上図内の破線で示される式(8)のそれによく似ているが、式

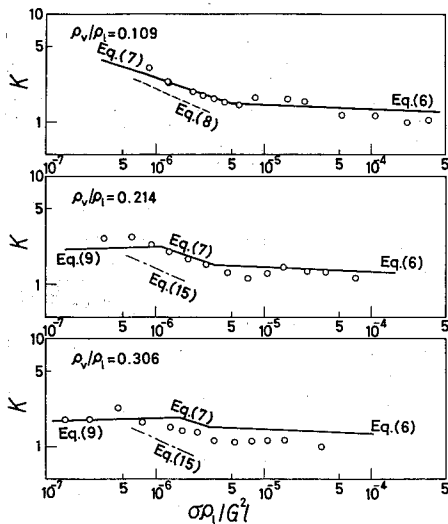


図9. K の実測値と予測値の比較 ($R-12$, $d=0.01m$, $l/d=100$).

(8)と式(15)は互に形の似た式であることに注目するのは意味あるかも知れない。

4. CHF無次元整理の改良

オ1章序に記した事柄、およびオ3章に述べた本報の結果を基礎として、著者らのCHF無次元整理は以下のように改訂される。

4.1 ρ_0/ρ_2 による領域分割 式(5)の適用に内連して、以前の研究⁽⁴⁾を援用したところの暫定的な適用規準は、その後の研究⁽⁷⁻⁹⁾によつて、その妥当性が否定されたことをオ1章(四)項で述べたが、この要に内し本報の結果も同じ結論を導く。なぜなら上記の適用規準に従えば、本報の実験条件 ($l/d=100$, $\rho_0/\rho_2=0.109 \sim 0.306$) 下に式(5)や式(9)に内連するCHFはほとんど発生しない筈にもかかわらず、オ3章に記しのごとく明らかに高圧特性が観測されている。その上、本報で明らかになったこととして、高圧特性は、式(5)だけでなく式(13)の形でも生ずる。従つて、この面から言つても、式(5)だけの適用規準は否定されるべきである。

そこで、 $R-12$ 、液体入りウムによる前述の研究⁽⁷⁻⁹⁾、 $R-22$ および $R-115$ による西川らの研究⁽¹⁰⁾、水に内する既存データ(文献⁽⁴⁾参照)、および本報の結果を総合的に検討してみると、高圧特性の出現境界は l/d に無関係に $\rho_0/\rho_2 = 0.15$ 付近に設定してよいように考えられる。もちろん、 $\rho_0/\rho_2 = 0.15$ の前縁 ($\rho_0/\rho_2 = 0.13 \sim 0.17$ 程度) では、過渡的特性が生ずるとみとるべきであるが、現段階では簡単に $\rho_0/\rho_2 = 0.15$ によつて領域を二つに分けることにする。

4.2 $\rho_0/\rho_2 < 0.15$ の領域のCHF この領域では、式(1)右辺の g_{co} は、式(2), (3), (4) から以下のようにして決定される。すなわち、与えられた ρ_0/ρ_2 , $\rho_0/\rho_2 l$, l/d 条件に対し、これらの式で計算される g_{co} の値をそれぞれ $g_{co}(2)$, $g_{co}(3)$, $g_{co}(4)$ と書いて

$$\begin{cases} g_{co}(2) < g_{co}(3) \text{ の時: } & \text{互ら:} \\ & g_{co} = g_{co}(2). \\ g_{co}(2) > g_{co}(3) \text{ の時:} \\ \begin{cases} g_{co}(3) < g_{co}(4) \text{ のらば} \\ & g_{co} = g_{co}(3). \\ g_{co}(3) > g_{co}(4) \text{ のらば} \\ & g_{co} = g_{co}(4). \end{cases} \end{cases}$$

次に式(1)右辺の K は式(6), (7)で決定される。すなわち、与えられた ρ_0/ρ_2 , $\rho_0/\rho_2 l$, l/d 条件に対し、これらの式で計算される K の値をそれぞれ $K(6)$, $K(7)$ とし

$\begin{cases} K(6) > K(7) \text{ の時: } K = K(6). \\ K(6) < K(7) \text{ の時: } K = K(7) \end{cases}$

Kの予測に同じ式(8)は不用である。

4.3 $P_0/P_2 > 0.15$ の領域の CHF この領域では、式(1)右辺の g_{co} は、式(2), (13), (5) から以下のようにして決定される。すなわち P_0/P_2 , $\rho P_0/g^2 l$, l/d の条件に対し、これら3式で計算される g_{co} の値をそれぞれ $g_{co}(2)$, $g_{co}(13)$, $g_{co}(5)$ と書いて

$\begin{cases} g_{co}(2) < g_{co}(13) \text{ の時: 直ちに} \\ g_{co}(2) > g_{co}(13) \text{ の時:} \\ \begin{cases} g_{co}(13) > g_{co}(5) \text{ ならば} \\ g_{co}(13) < g_{co}(5) \text{ ならば} \end{cases} \end{cases} \quad g_{co} = g_{co}(2).$

次に式(1)右辺のKは式(6), (7), (9)で決定される。すなわち、 P_0/P_2 , $\rho P_0/g^2 l$, l/d の条件に対し、これら3式で計算されるKの値をそれぞれ $K(6)$, $K(7)$, $K(9)$ として

$\begin{cases} K(6) > K(7) \text{ の時: 直ちに } K = K(6). \\ K(6) < K(7) \text{ の時:} \\ \begin{cases} K(7) < K(9) \text{ ならば: } K = K(7). \\ K(7) > K(9) \text{ ならば: } K = K(9). \end{cases} \end{cases}$

Kの予測に同じ式(15)は不用である。

4.4 注意 (i) 4.1節に記したごとく、 $P_0/P_2 = 0.15$ の近傍 ($P_0/P_2 = 0.13 \sim 0.17$ 程度) では遷移的特性があることに注意が必要である。

(ii) 著者の以前のCHF無次元整理では、L, H, N, HPと名付けられる4特性領域の区別をしている。しかし4.2節, 4.3節の手法で g_{co} およびKを予測するに際しては、上記の区別は不存であるだけでなく、むしろ有害である。従って本報の改定された無次元整理では、上記の特性領域を放棄する。すなわち同境界により、本報で新しく採用した式(13)に対し、これに対する特性領域の命名もおこなわない。ただし、以前のCHF無次元整理において、H領域とN領域を合併する条件、

$$\frac{\rho P_0}{G^2 l} = \left(\frac{0.77}{l/d} \right)^{2.70} \quad (16)$$

は、大かたに現流CHFとフロス流CHFを区別するという物理的意味を持つ(文献⁽¹³⁾参照)ゆえ、 $P_0/P_2 < 0.15$ の領域内で保存する。 $P_0/P_2 > 0.15$ の領域で、これに相当する条件がある。否は、現流では不明である。

(iii) 4.2節, 4.3節の g_{co} 予測法は、 $\Delta H_i = 0$ の

場合の限界出流 g_{co} (これに対し管出口オリフィス χ_{ex} は当然 $\chi_{ex} > 0$) を基礎にしている。すなわち、この方法は原理上、 $\chi_{ex} > 0$ の場合に対し成立するものである。従って、 g_{co} の予測値を用いて計算される χ_{ex} の値が大きくなる場合 (l/d , $\rho P_0/g^2 l$ が非常に小さい場合に限らるが) は注意が必要である。なお、このように状況下の実験値は、図2, 3のよりの値 $g_{co} - \Delta H_i$ 内係を示さない。

(iv) 以前の研究^(14,15) に示されている事柄により、式(3), (4)の適用範囲は、17倍 $l/d < 600$ に限らばよい。ここで除外される領域については、 $\Delta H_i > 0$ の条件下の実験データが僅少で、従って現状では信頼性のあるCHF無次元整理の作成が困難である。なお計算に互換性係数に制限があり、この領域のCHFの予測に対し、Levyら⁽¹⁶⁾による数値計算法が有効である(文献⁽¹³⁾参照)。

(v) 文献⁽¹⁷⁾には、著者の以前のCHF無次元整理によって水に対して計算した $g_{co} - \chi_{ex}$ 内係を図示し、ソ連科学アカデミーのCHF標準値との比較を示している。本報の新しい無次元整理による $g_{co} - \chi_{ex}$ 内係は、当然、前記のものとは多少相違は示すが、両者はかなり近いものである。

(vi) 液体ヘリウムに対しても、本報の無次元整理は近似的には適用できる。しかし、式(13)より式(3)に命ずる実験結果(文献⁽¹⁸⁾参照)、その他の不一致がある。従って、この流体については、もうと研究が必要である。

5. 結 論

一樣加圧直管内の強制流動CHFに対して、本報ではR-12を用い、特に同一実験装置、同一試験内管によって、CHFの各種特性領域をカバーする実験をおこなった。そして、その系統的な実験データ、および最近の諸実験結果を対比した結果、さきに著者の一人が提出したCHF無次元整理を改訂し、前章の結果が示される。すなわち、この結果は、以前の無次元整理に比べて非常にすっきりした形になっており、従って使用にふさわしく、きわめて便利なものである。

本研究は、文部省エネルギー特別研究・科学費補助金(昭和57年度: No. 57040016)からの援助を受けておこなわれたもので、ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) 甲藤, 技論, 44-387 (昭53), 3865.
- (2) 甲藤, 技論, 45-393, B (昭54), 859.
- (3) 甲藤, 技論, 46-409, B (昭55), 1721.

- (4) 甲藤, 找論, 47-413, B(昭 56), 139.
- (5) 甲藤, 找論, 45-400, B(昭 54), 1892.
- (6) Katto, Y., Proc. Japan-U.S. Heat Transfer Joint Seminar (1980), 53.
- (7) 横谷. 甲藤, 找論, 48-428, B(昭 57), 740.
- (8) 芳田. 甲藤, 找論, 48-432, B(昭 57), 1547.
- (9) 横谷. 甲藤, 找講論(昭和58年11月7日, 中国四国支部. 九州支部合同. 山口地方講演会).
- (10) Nishikawa, K. 1703名, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, vol. 4 (1982), 321.
- (11) Doroschuk, V. E. 1702名, ASME-Paper No. 75-WA/HT-22 (1975).
- (12) Watson, G. B. and Lee, R. A., Proc. 5th Int. Heat Transfer Conference, vol. IV (1974), 275.
- (13) 甲藤, 找講論 No. 820-15 (昭 57), 99.
- (14) Katto, Y., Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer, 104-1 (1982), 40.
- (15) 甲藤, 找講論(昭和 58年11月21-22日, 以工学講演会 - 東京).
- (16) Levy, S. 1702名, EPRI NP-1619 (1980).
- (17) 甲藤, 找論, 47-413, B(昭 56), 223.
- (18) Scientific Council of U.S.S.R. Academy of Sciences, Thermal Eng., 23-9 (1977), 77.

甲藤好郎 (東大工)

1. 序

一様加熱流路内の強制流動沸騰の限界熱流束 (CHF) について、特にソ連では図1 (a) のような理想化 CHF 曲線が描けるとすること多く、ここで領域II (限界熱流束 q_c に独立に出口クオリティ χ_{ex} がほぼ一定値 χ_{ex}^0 をとる) の出口クオリティ χ_{ex}^0 を極限 (出口) クオリティと呼ぶ。円管に対する χ_{ex}^0 の実験データとしては、

- (i) Doroschukら⁽¹⁾ はサブクールおよび二相混合の両入口条件下に水 (直径 8mm) の実験をおこない χ_{ex}^0 を求め、
- (ii) ソ連・科学アカデミー・伝熱部門⁽²⁾ は、水の $q_c - \chi_{ex}$ (直径 8mm) の標準値表を作成、そこに χ_{ex}^0 の標準値を掲げ、また (iii) 最近 Morozov⁽³⁾ は、もっと大きな直径 ($14.9 \sim 20.7\text{mm}$) に対し二相混合入口条件下に水の実験をおこなって多数の χ_{ex}^0 のデータを提出している。

一方、二重管については、英国 Bennettら⁽⁴⁾ が二相混合入口条件下の水の実験をおこない、図1 (b) のような q_c の急激な低下特性を観察し、ほぼその中間にある χ_{ex}^0 の値を表示している。その他、イタリア Adorniら、米国 Moeck などの実験からも同様な χ_{ex}^0 のデータが求められる。

また水以外の流体に対しては、カナダ Groeneveld⁽⁵⁾ の二相混合入口条件下の内管内 $R-12$ 沸騰実験で図1 (b) の形の結果を得ており、またソ連 Deevら⁽⁶⁾ は二相混合入口条件下の内管内の液体ヘリウムの実験から χ_{ex}^0 のデータを提出している。

以上の状況からみて、上記 χ_{ex}^0 は二相混合入口条件下の CHF 実験に発生するものと考えられ、また一般に図1 (b) のような状況下に定められる量が多少のあいまいさを含む現象である。しかしこれが、CHF 現象の統一的な把握の面からみて一般性を持った現象であるか否か、それは重要な問題である。ところで、最近、著者は円管、二重管、矩形管内の CHF の無次元整理式の研究をおこなった。そして円管の場合⁽⁷⁾、それから $q_c - \chi_{ex}$ 関係を計算すると図1 (c) の形の予測結果が得られ、ここに現われる χ_{ex} の上限値がソ連・科学アカデミーの χ_{ex}^0 標準値に近いという結果を得た。そこで本報では、上記の研究を拡張して、極限クオリティ χ_{ex}^0 について一般的な検討をおこなうものである。

2. χ_{ex}^0 の解析

一様加熱円管の場合、限界熱流束 q_c 、入口サブクールエンタルピー ΔH_i 、出口クオリティ χ_{ex} の間に

$$\chi_{ex} = (4q_c / GH_{fg})(l/d) - (\Delta H_i / H_{fg}) \quad \text{----- (1)}$$

の関係がある。ここに G : 質量速度、 H_{fg} : 蒸発潜熱、 l : 加熱管長、 d : 管径である。ここで q_c は通常 ΔH_i と共に増加するから、 $K > 0$ として次の式 (2) のごとく書くと、式 (1) は式 (3) のごとく書ける。

$$q_c = q_{c0} \{ 1 + K \cdot (\Delta H_i / H_{fg}) \} \quad \text{----- (2)}$$

$$\chi_{ex} = (4q_{c0} / GH_{fg})(l/d) + \{ K(4q_{c0} / GH_{fg})(l/d) - 1 \} (\Delta H_i / H_{fg}) \quad \text{----- (3)}$$

従って式 (3) 右辺の $\{ \}$ 内が零、すなわち下記の式 (4) の条件が成立する時、 χ_{ex} の値は ΔH_i に独立に一定となるから、その値を χ_{ex}^0 と書くと下記の式 (5) が得られる。

$$K(4q_{c0} / GH_{fg})(l/d) = 1 \quad \text{----- (4)}, \quad \chi_{ex}^0 = (4q_{c0} / GH_{fg})(l/d) \quad \text{----- (5)}$$

さてサブクール入口条件 ($\Delta H_i > 0$) 下の円管の CHF に対し、著者の整理⁽⁸⁾ は、それを $L, H, N,$

日本機械学会第913回講演会講演論文集 No.810-17 ('81-11-19, 20, 東京, 熱工学)

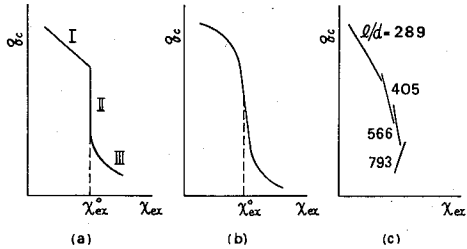


図1. q_c と χ_{ex} の関係 (圧力, d, G 一定)

HPの特性領域に区分し、それぞれのCHFに対し式(2)の g_{co} および K の無次元整理式を与えている。この g_{co} 、 K の式を式(4)に入れてみると、H領域で、かつ $l/d = 645$ のとき式(4)の条件が満たされる。そして、この条件下に式(5)の χ_{ex} の値も導かれ、これらの結果をまとめて記すと

$$l/d = 645, \quad \text{および} \quad \chi_{ex} = 9.94 (\rho_l/\rho_g)^{0.333} (\rho_l/G^2 d)^{1/3} \quad \text{----- (6)}$$

ここに ρ_l : 蒸気密度, ρ_l : 液体密度, σ : 表面張力, d : である。

2.1 二相混合入口条件下の χ_{ex} の発生機構 後述(4章)のごとく、サブクール入口条件下に式(6)

の $l/d = 645$ のごとく l/d の大きなCHFの実験はあまりおこなわれていない。しかし、その条件下のCHFが生じているとし、管軸に沿うクオリティ χ の変化を図2に示す。

そして、いまこの管を長さ l' に切断、その下端からクオリティ $\chi' > 0$ の二相流を流入させる(圧力 P 、直径 d 、質量速度 G は一定に保つ)ことを考える。この時、 l/d の大きさが充分($l/d > 50$ 程度)であれば、管入口の影響は近似的に消えて、式(6)の χ_{ex} を示すCHFが近似的に出現する可能性がある。

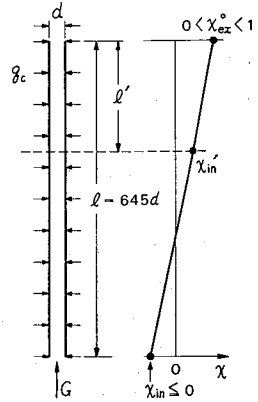


図2. χ の軸方向変化 ($l/d = 645$, サブクール入口条件)

2.2 χ_{ex} を発生する範囲条件 前述のごとく式(6)の状態はH領域内でのみ可能である。ゆえに $l/d = 645$ の条件下に、H領域と他の3領域との境界を与える条件式を考えると、著者の整理式(5)から直ちに下記の3式が得られる。

$$\begin{aligned} \rho_l/G^2 d &= 645 \{ 0.0158 (\rho_l/\rho_g) \}^{0.45} \quad \text{----- (7)} & \rho_l/G^2 d &= 2.05 \times 10 \quad \text{----- (8)} \\ \rho_l/\rho_g &= 0.308 \{ (\rho_l/G^2 d)^{0.16} + 12.3 (\rho_l/G^2 d)^{0.373} \}^{2.14} \quad \text{----- (9)} \end{aligned}$$

3. 実験データと解析の比較

図3の破線は、式(7)~(9)の与える境界線を示し、その内部の領域で χ_{ex}

の現象が実験観察される筈である。そして図3で、.....はDoroschukら、——はMorozov、——はソ連科学アカデミーが χ_{ex} のデータを与えている範囲である。また図3の○印はGroeneveldのR-12、●印はDeevらのヘリウムの実験で χ_{ex} が求められた箇所(×印はヘリウムで χ_{ex} を生じなかった箇所)である。これらの結果は、前記の χ_{ex} 発生範囲の予測と大体合っているといえてよいであろう。

次に、図4は式(6)による χ_{ex} の予測値と実験データの比較である。すなわち図4(a)はDoroschukらの水、およびGroeneveldのR-12、図4(b)はMorozovの水、図4(c)はソ連科学アカデミーの水、およびDeevらのヘリウムと比較している。

図4(a),(b)は、広い条件範囲にわたり、予測値と実験値はかなりよい一致を示している。これに対し図4(c)のソ連科学アカデミーの χ_{ex} の標準値は、式(6)との一致性が劣るが、これは標準値作成に際し、安全側に χ_{ex} の決定をしたと考えると説明がつくように思われる。またヘリウムのデータもやや一致性が劣るが、ヘリウムのCHF実験条件は通常に比べやや特殊なことを考える必要があるのかも知れない。

4. サブクール条件下のCHFの極限特性

2章の解析は、あくまでサブクール入口条件($\Delta H_{in} > 0$)下の著者のCHF整理式を基礎に成立する。ゆえに、そのH領域の整理式が、少なくとも $l/d = 645$ の大きさまで充分な精度で成立することを検討してお

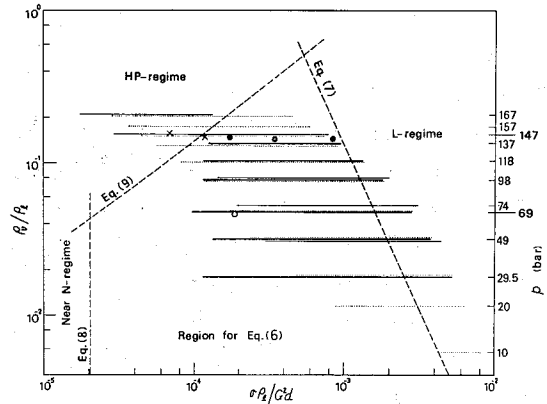


図3. 式(5)の適用領域と、 χ_{ex} 出現実験範囲の比較

く必要がある。いろいろの困難さのために、 l/d の非常に大きな条件下の実験は非常に少なく、著者の知る限りでは、垂直管内に対しMatznerらが水で $l/d = 480$ まで、MeriloらがR-12で $l/d = 576$ まで、Würtzは水で $l/d = 800$ まで、またHewittら⁽⁹⁾は水で $l/d = 893$ まで実験をおこなっている。ここには例として、図5に、Hewittらの実験データを、著者の整理式[式(1), (2)およびH領域の $8c$, K の無次元整理式]による予測値と比較したものを示す。これらの比較の結果、(i) 大まかにみて $l/d = 645$ の近くあたりまで、 $8c$ の実験データは著者のCHF整理式の子測値の近くに現われる、(ii) l/d が645付近から以上で、実験データは予測値から大きく離れはじめ図5の右手の方に移り、行く傾向がみられる。

上記の(i)の結果から、2章の解析は近似的な意味で成立すると認めようと思われる。また上記(ii)の結果は、 $l/d > 645$ でCHFの一つの新しい領域の出現を意味するが、これが実は、以前からHewittら⁽⁹⁾のいっている「Zone I」に相当する。図6は、著者のCHF整理で定めた特性領域(L, H, N, HP)

を $\rho_l/\rho_g = 0.0484$ の場合に対して示す図であるが、この図上にZone Iを示すと水平破線から上の付近である。なお図6の傾斜直線(○-○の形)は、前記のMatznerからHewittに到る l/d の大きな各実験の範囲を示すものである。これからみても、Zone I領域のCHFの実験は非常に少なく、きわめて特殊な領域であることがわかる。(注) 二重管の場合も同様な結果が得られる。

文献

(1) Doroshuk et al., Heat Transfer 1970, III, B6.1. (2) Academy of Sciences, Therm. Eng., 23(9)(1977), 77. (3) Morozov, Heat Transfer-Sov. Res., 10(2)(1977), 58. (4) Bennet et. al., AEER-R 5022 (1965). (5) Groeneveld, Heat Transfer 1974, IV, 265. (6) Deev et al., Therm. Eng., 26(1)(1979), 45. (7) 甲藤, 機論, 42B (昭56), 223. (8) 甲藤, 機論, 42B (昭56), 139. (9) Dell, Hewitt, et al, AERE-R 2216 (1969).

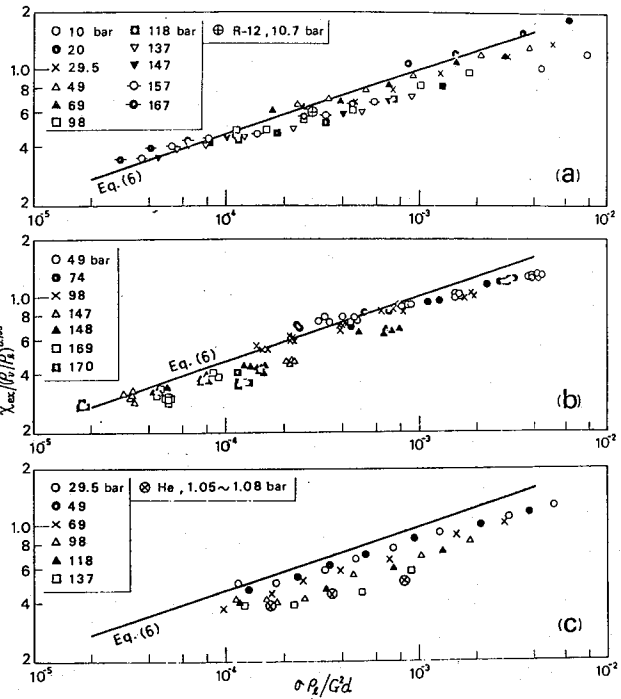


図4. X_{22} の実測値と計算式(6)の比較

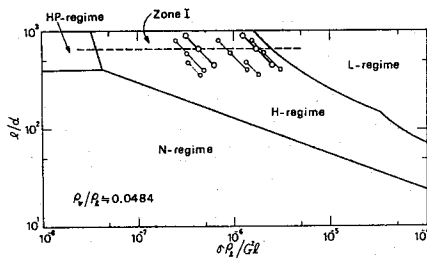


図6. CHF領域図とZONE Iの関係

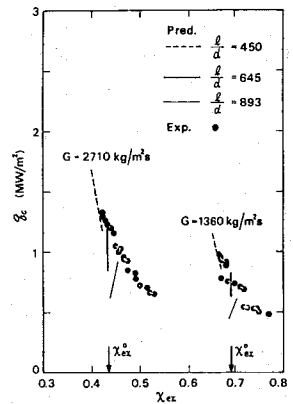


図5. $8c$ の実測値と予測値の比較

1. 緒 言

一様加熱、管路内強制流動沸騰系(垂直上昇流)の限界熱流束(CHF)に関して、著者の一人⁽¹⁻³⁾は気液密度比 ρ_l/ρ_g 、流れ方向の加熱面長さ l を用いた逆ウェーバ数 $\sigma \rho_l/G^2 l$ (σ :表面張力, G :質量速度)、加熱管の径長さ比 l/d または l/d_{ne} (d_{ne} :加熱相当直径)を無次元数として基礎限界熱流束(飽和液流入) q_{co} を整理し、 l/d (l/d_{ne})が小さく質量速度の大きい領域について次の諸式を与えた。

円管 : $q_{co}/G H_{fg} = 0.098 (\rho_l/\rho_g)^{0.133} (\sigma \rho_l/G^2 l)^{0.433} (l/d)^{0.27} / (1 + 0.0031 l/d)$ (1)

長方形流路 : $q_{co}/G H_{fg} = 0.26 (\rho_l/\rho_g)^{0.133} (\sigma \rho_l/G^2 l)^{0.433} (l/d_{ne})^{0.171} / (1 + 0.0077 l/d_{ne})$ (2)

内管加熱二重管 : $q_{co}/G H_{fg} = 0.22 (\rho_l/\rho_g)^{0.133} (\sigma \rho_l/G^2 l)^{0.433} (l/d_{ne})^{0.171} / (1 + 0.0081 l/d_{ne})$ (3)

ここに、 H_{fg} : 蒸発潜熱, G : 質量速度(= $u \rho_l$, u は流路入口の飽和液流入速度)である。

これらの式は、主としてサブクール特性が下に凸の非直線性を示す、N領域に該当する。

さて、長方形流路⁽²⁾、内管加熱二重管⁽³⁾の場合には、加熱相当直径 $d_{ne} = (4 \times \text{流路断面面積}) \div (\text{加熱辺の長さ})$ で管内径 d を置換えることにより、係数を多少修正すれば、円管と同形式の無次元整理と適用できることが既に示されている。しかし、長方形流路でのN領域のデータは皆無に近く、(2)式は、(1)、(3)式などと参考にし極めて暫定的なものである。また、比較的高圧で ρ_l/ρ_g が大きい場合、HP領域発生の可能性があるが、どの程度の l/d_{ne} で生じ始めるかは、未だ明確にはなっていない。

そこで本報では、特に高圧高流速域に着目し、片面を一様加熱される長方形断面流路($d_{ne} = 12 \text{ mm}$, $l/d_{ne} = 10$)において、フロン12を用いて1.96 MPa($\rho_l/\rho_g = 0.109$)で実験を行い、サブクール特性からHP領域の発生如同を調べ、無次元整理式の拡張を行った。それに加えて、出口オリティをもとにバーナウト点近傍の流動様式を推察し、CHF発生機構を考えるうえでの手掛りとした。

2. 実験装置と方法

図1に実験系統図を示す。循環ポンプと出たR12液の一部は、浮子式流量計、バルブ、予熱器を経てテスト部に至り、気液二相流となって圧力調整器に入る。残りの液は水冷却器を経て一部がスプレー状に圧力調整器に入り、残りはバイパスラインを経て直接ポンプに戻る。実験は、まず冷却器により流量計入口サブクール度を30K程度に定常に保ち、テスト部入口圧力、流量及びテスト部入口サブクール度を各圧力調整器(加熱器と水冷却器で飽和液の温度を調整)、流量計直後のバルブ、テスト部直前の予熱器で所定の値に設定し、同時に流路の一面に設けた加熱面と直流直接通電により加熱する。系の定常を見計らって熱流束をステップ的に少しずつ上げ、加熱面裏側3ヶ所に押付け圧中1.6 mm CAニース熱電対(図2)により温度急上昇を検出、その直前を以て限界熱流束とした。ただし実験中熱電対の造込が悪くなることもあり、その場合、加熱面電気抵抗の急上昇(電流降下)を以て、壁温が急上昇したと判断した。

テスト部と図2に示す。流路断面は、幅 $b = 12 \text{ mm}$,

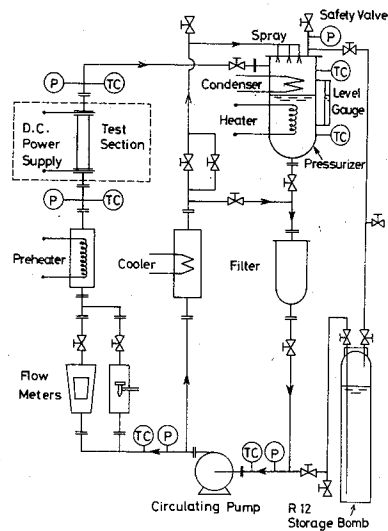


図1. 実験系統図

高さ $S = 2.5 \text{ mm}$, 加熱面は幅 $W = 10 \text{ mm}$,
長さ $l = 120 \text{ mm}$, 厚さ $\delta = 1 \text{ mm}$ のステン
レス板で, 加熱相当直径は,

$$d_{he} = 4Sb/W = 12 \text{ mm} \quad (4)$$

である。加熱面上流側は長さ 840 mm の銅板
を介して, 下流端は熱膨張吸収のための銅線
を介してそれぞれ銅に銀ロウ付けされ, フラン
ジ間より電極に接続される。上流側銅板の抵
抗は加熱面に比べて無視できず(約 14%)
加熱面熱流束と入口サブクール度の算出に際
してこの分の補正を行なった。

実験条件は, 圧力 1.96 MPa (気液密度比
 $\rho_l/\rho_g = 0.109$), 質量速度 $G = 727 \sim 4340$
 $\text{kg/m}^2\text{s}$, 流体はフロン 12 (CCl_2F_2) を用いた。

3. 実験結果と考察

3-1. サブクール特性 図3は, 入口サブクールエン
タルピー ΔH_i (kJ/kg) に対し限界熱流束 q_c (kW/m^2) をプ
ロットしたもので, バラツキはあるものの全般に下に凸の
非直線性を示し N 領域の特性を示している。なお本実験
では, 最初の加熱面温度急上昇は例外なく出口側に一番近
い熱電対で生じており, 上流 CHF に相当する現象は見ら
れなかった。ところで, N 領域以外のサブクール特性が直
線となる L, H, HP の各領域では, 沸騰長さの概念⁽⁴⁾を
用いれば, 次に示す式(5)のサブクール影響係数 K の値を,
 q_{co} の整理式から解析的に求めることができる。

$$q_c = q_{co} (1 + K \cdot \Delta H_i / H_{fg}) \quad (5)$$

N 領域の式(2)からも同じ方法で全く形式的に K を予測する
式が得られるが, 本実験結果から求められる K の値
(図3の曲線の傾き)とは大きく隔たっており, N
領域に沸騰長さの概念が適用できないことがわかる。

3-2. 基礎限界熱流束の無次元整理 図3の各
曲線と縦軸との交点から, 各 G の値での飽和液流入
時の限界熱流束 q_{co} が得られる。これを従来と同方法
で無次元整理したものを図4に示す。比較的 ρ_l/ρ_g
大なる本実験データにも, 暫定的であった式(2)が
良く成立することが知られる。

一方, 下向加熱面を短い水平長方形流路の CHF⁽⁵⁾ は, 一様加熱平板が液流中に平行におかれた系での
CHF⁽⁶⁾ と類似の傾向を示し, 文献(2)では, 暫定的に次の無次元整理式でまとめている。

$$q_{co}/G H_{fg} = 0.186 (\rho_l/\rho_g)^{0.559} (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.269} \{1 + 0.53 (l/w)\}^{1.78} \quad (6)$$

ただし, l : 流れ方向の加熱面長さ, w : 流れに直角方向の加熱面幅

この場合, 密度比と逆ウェーバ数の影響が, 流路の場合の(2)式とは全く異なり, 既に著者の一人ら⁽⁷⁾は

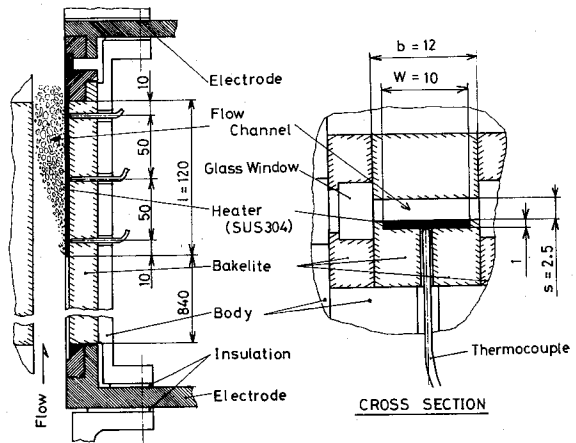


図2. テスト部概略図

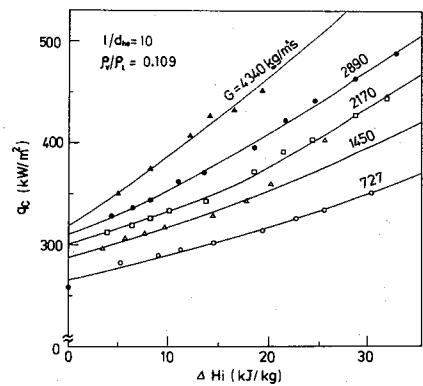


図3. サブクール特性

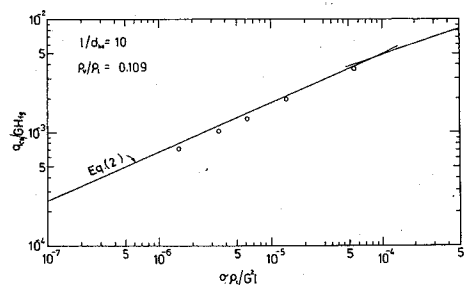


図4. 限界熱流束の無次元整理

「平板CHF」と呼んで、「流路CHF」と区別している。しかし本報のデータは全て「流路CHF」の整理式に一致し、大気圧、R113による内管加熱=重管⁽⁷⁾ ($l/d_{he}=9.60$) で見られた「平板CHF」に移行していく傾向は、 R_0/R_e の大きい高圧の場合には生じないことを確認した。

3-3. 出口オリティと質量速度の影響

図5は、管路での熱バランスを表す式(7)から求めた出口オリティ X_{ex} に対し限界熱流束 q_c を示したものである。

$$X_{ex} = (q_c / G H_{fg}) (4l / d_{he}) - \Delta H_i / H_{fg} \quad (7)$$

本データの大半は、 $X_{ex} < 0$ すなわち出口がサブクール状態でのCHFである。この範囲では、 X_{ex} が一定ならば G が大きいほど q_c は大きくなり、 $X_{ex} = 0$ 近傍の一点で交わる(G の影響が小さくなる)傾向を示す。また、本報では $X_{ex} > 0$ なるデータが僅かであり、明確なことは言えないが、 $X_{ex} > 0$ では G の影響が逆転するように見える。何れにせよ基礎限界熱流束 q_{co} に対し G の影響は小さい。

3-4. 流動様式の推定と考察

図6は、本実験データのうち $X_{ex} > 0$ のものについて、垂直円管内二相流の流動様式に関するHewitt-Roberts線図上に出口近傍の状態を示したものである。本実験の流動状況は、入口から出口までの短い区間で急激にオリティが上昇する流れ(入口オリティ $-0.04 \sim -0.14$, 出口オリティ $+0.01 \sim +0.10$)であり、局所的な X の値だけで流動様式を決定するには無理がある。しかし図6を見る限り、本報の範囲では全ての実験点で、出口においても環状流の状態には至っていないことがわかる。既に著者の一人⁽⁸⁾は、整理式と流動様式との関連を調べ、L領域からH領域に至るまでは、環状流または環状噴霧流の状態でCHFに至り、その発生機構は加熱面上に形成された液膜の挙動に基づくものであること(特にL領域では液膜のドライアウト)、それに対しN領域では、バルブに液が十分存在する流動状況で、核沸騰の遷移(DNB)によるCHFであることを示唆している。本報の結果はこれを裏づけるもので、N領域のCHFが、環状流に至らずに加熱面上に液膜構造が形成されることなく生ずること、そして従来からDNBと考えられているものであることをほぼ確認した。

4. 結言

片面加熱長方形断面流路において、R12を用いて高圧高速領域に着目したCHFの実験を行ない、

4. 結言

- i) $R_0/R_e = 0.109$, $l/d_{he} = 10$ でHP領域は発生せず、サブクール特性が下に凸なN領域であること
- ii) q_{co} は、無次元整理式(2)で良くまとめられ、質量速度 G の影響が小さいこと。
- iii) 出口の流動様式が環状流に至らず、DNBによるCHFと思われることを見出した。

実験に際してお世話になった横谷定雄氏、協力された榎田道弘君、渡辺康博君に感謝致します。

文献 (1)甲藤:機論46(昭55)1721, (2)甲藤:機講論 No.818-1(昭56)131, (3)甲藤:機論47(昭56)830
(4)甲藤:機論45(昭54)1892, (5)後藤:東大機械工学研究報告13(昭53-2)121, (6)甲藤・倉田:機論47(昭56)545, (7)甲藤・真田:機講論 No.810-12(昭56)43, (8)甲藤:機論47(昭56)220

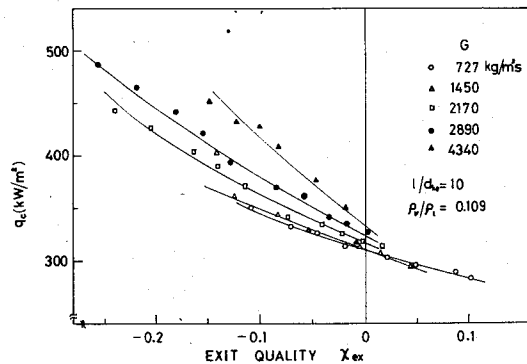


図5. 出口オリティと限界熱流束

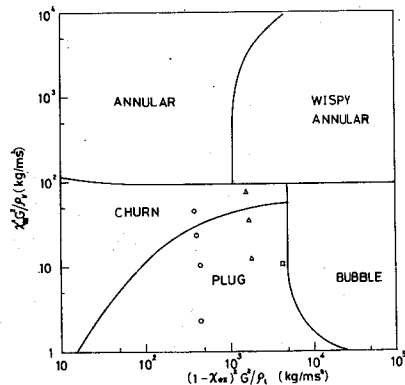


図6. 流動様式との関連

機准 *原村 嘉彦 (東大工院) 機正 甲藤 好郎 (東大工)

1. 序

流路内強制流動沸騰で出口オリティがさほど小さくない場合の限界熱流束は、環状流においてドライアウトすることにより生じていると従来考えられており、限界熱流束の解析的研究の際にも限界の条件として、液膜流量=0 を採るものが多い。しかし、植田・諫山⁽¹⁾は、管内強制流動沸騰において管出口に設置したポーラスシタから液膜を吸い出す方法で液膜流量を測定し、熱流束が高い場合には限界熱流束時にもかなりの量の液膜流量が存在することを示した。また、門出・甲藤⁽²⁾は、衝突噴流系で飛散流量の測定から、限界熱流束時にも加熱面に沿って流れ出す液流が相当量存在することを結論づけている。以上のように、限界熱流束を考える際最も基礎となるとと思われる限界の条件も依然不明確であり、早急な検討が望まれる。

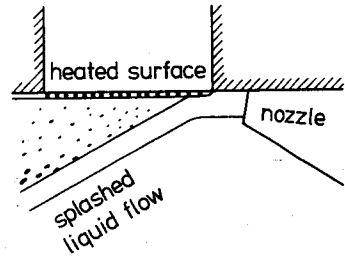


図1 平面噴流沸騰の流動状況

本研究は、下向き長方形銅ブロック加熱面に平行液膜流を供給する平面噴流系で、加熱面に沿って流れ出す液の流量を測定し、その特性を調べたものである。下向き加熱面を用いることにより、内部流の場合と異なり、液膜へのデポジションのない系が実現できる。なお平面噴流系では、図1のように液が加熱面上へ流入すると大半が飛散され、加熱面上には薄い液膜が残され流れ去る。この薄い液膜の中では核沸騰が生じ、蒸気は柱状をなして噴出する。本研究で測定した液膜流量は、加熱面上を経て流れ出る薄い液膜流のものであり、この量はほとんどの場合、ノズルを出る流量の1/10以下である。

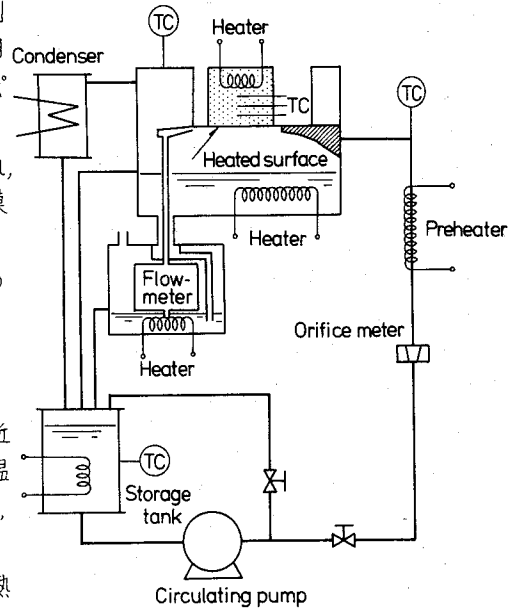


図2 実験装置

2. 実験装置

図2に装置を示す。貯タンク内の蒸留水は飽和温度近くに保持し、オリフィスで流量測定後、予熱器で飽和温度 ($\Delta T_{sub} \approx 0.5 K$) に調整、長方形ノズル (幅 26 mm, 高さ 1.4 mm) から試験加熱面 (下向き, 幅 25 mm, 長さ $l = 6, 12, 18, 24, 30 mm$) に液体を供給する。加熱面の下流端から 3 mm で断熱のためのベークライトが終わり、ここから流れ出す液を採取して流量計で測定する。

加熱面の両側に流れのガイド (幅 26 mm) を設けて平行流を保持、液膜の採取は、このガイドに沿う非加熱部分の影響を避けるため、中央部 16 mm 幅から行なっている。測定は、段階的に熱流束を増加させ、加熱面内の温度分布が定常になった後行ない。一定量液がたまる時間 (2~5分, 場合により 20分程度まで) を測定する。熱流束 q は、銅ブロック内に埋め込まれた C-A 熱電対の出力から求めた。また、加熱面表面は、バーンアウトするたびにエメリー 2/0 (平均粒子径 40 μm) で研磨した後蒸留水及びピアセトンで洗浄した。蒸留水を用いた大気圧下での実験で、噴流速度 u は、主に、0.85~2.4 m/s である。

3. 実験結果と考察

それぞれの長さの加熱面で熱流束を変化させたときの液膜流量を図3～図7に示す。横軸は熱流束を対数で表わし、縦軸は単位幅当たりの液膜流量 w を上半分では対数で、下半分では真数で表わしている。横軸上の黒塗りの記号は、限界熱流束を表わしているもので、このときの液膜流量は測定していない。これらの図から、限界熱流束は液膜流量が零となること、すなわちドライアウトによって生じていることが読み取れる。実際、 $l = 30 \text{ mm}$ の加熱面で、限界熱流束時に液膜が下流端から乾いていくのが肉眼で観察された。

ところで、植田・諫山⁽¹⁾が言う限界熱流束時に存在する液膜の流量は、 $g_c / \rho_v H_{fg} = 0.35 \sim 0.45 \text{ m/s}$ (ρ_v : 蒸気密度, H_{fg} : 蒸発潜熱) のとき $0.1 \sim 1 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$ である。管内流では液膜はコアによって強く引きずられるが、本実験の系ではその影響が小さい。しかしこのことを考慮しても、本実験においては、 $g_c / \rho_v H_{fg} \approx 3$ の非常に高い熱流束まで限界熱流束時の液膜流量は零とみなせ、植田・諫山の場合と様相が異なっている。

また、図3～図7から、液膜流量が比較的大きい範囲では、ほぼ、

$$w \propto q^{-2}$$

の関係になることがわかる。なお、 $l \geq 12 \text{ mm}$ では、飛散液流と加熱面上の液膜流の分離が確認できたが、 $l = 6 \text{ mm}$ の場合には、限界熱流束の $0.5 \sim 0.7$ 倍以上にならないと分離を言認できず、低熱流束では飛散液流の一部も採取している可能性がある。

次に、同じデータを加熱面長さの相違による液膜流量の変化を表わすようにしたものが、図8～図11である。加熱面の流入端近くを考えると、ノズルから出た液は、噴流速度、熱流束が等しければ同じ挙動をするものと考えられ、加熱面の長さの異なる場合の液膜流量からその熱流束における液膜流量の変化が読み取れる。加熱量のすべてが潜熱になるとす

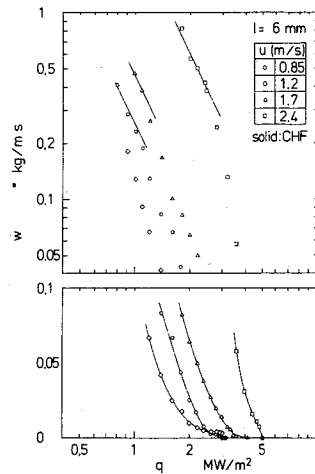


図3 液膜流量と熱流束

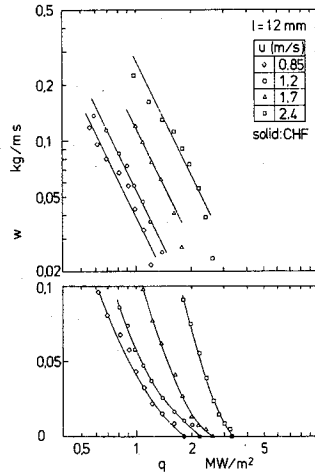


図4 液膜流量と熱流束

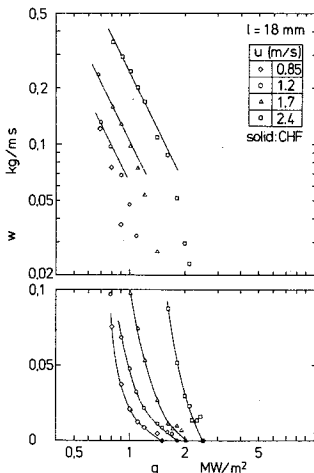


図5 液膜流量と熱流束

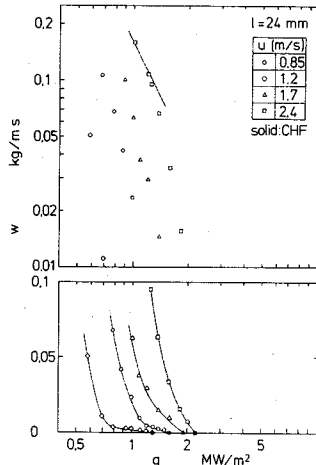


図6 液膜流量と熱流束

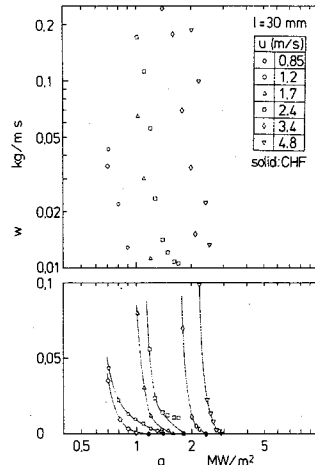


図7 液膜流量と熱流束

ると、例えば $q = 2.0 \text{ MW/m}^2$ ($q/H_{fg} = 0.89 \text{ kg/m}^2\text{s}$) では長さ 18 mm の間に $0.016 \text{ kg/m}^2\text{s}$ が蒸発するが、実際の液膜流量の変化は、液膜流量が小さい場合を除きそれより明らかに大きく、液膜が蒸発以外で消費されているのがわかる。これは、核沸騰による蒸気が柱状に噴出する際に吹き飛ばすことによると考えられる。植田⁽³⁾は、空気-液2成分系の環状流における液膜発生率を求めているが、そのオーダーは、 $0.1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ である。一方、本実験から求まる蒸発を除いた液膜流の減少率は、 $1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ のオーダーであり、本実験のような高熱流束の系では、蒸気の噴出によるエントレインメントが重要な役割を果たしていることがわかる。また、環状流で限界熱流束に達する流動沸騰系においても、熱流束が高い場合には、この効果が無視できない可能性も推測できる。

また、限界熱流束に近づくとき、加熱面下流では核沸騰による蒸気柱がまばらになることが観察されたが、これは、図8~図11で液膜流量が小さい場合に、主に蒸発により液膜が消費されることと対応していると思われる。

図12は、本実験で得られた限界熱流束と噴流速度、加熱面長さの関係を、従来採られてきた無次元量で表わしたものである。図中の直線は、同じ平面噴流系で甲藤・原村⁽⁴⁾が求めた整理式であり、従来平面噴流系の限界熱流束値と大差ないことがわかる。加熱面長さに対し幾分分離しているのも、甲藤・原村の場合と以ている。

4. 結論

平面噴流系の本飽和沸騰で、加熱面に沿って流れ出す薄い液膜流の流量を測定し、限界熱流束は、薄い液膜のドラフトにより生ずること、高熱流束下では、核沸騰に伴う蒸気の噴出によるエントレインメントが無視できないことを示した。

文献 (1) 植田・鎌山: 第17回日本伝熱シンポ (1983), 286 (2) 門田・甲藤: 機論, 43-371 (昭52-9) 3399 (3) 植田: 機論, 45-389 (昭54-1) 27 (4) 甲藤・原村: 第13回日本伝熱シンポ (1981), 382

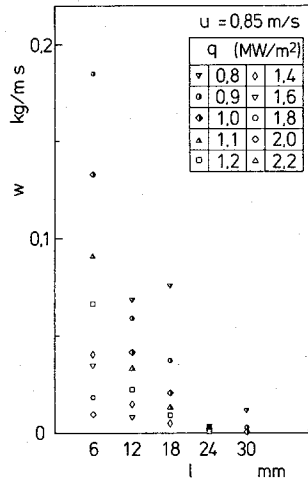


図8 加熱長さによる変化

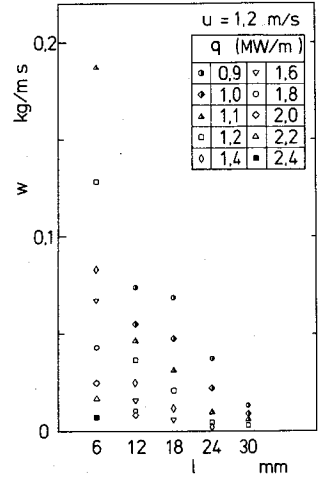


図9 加熱長さによる変化

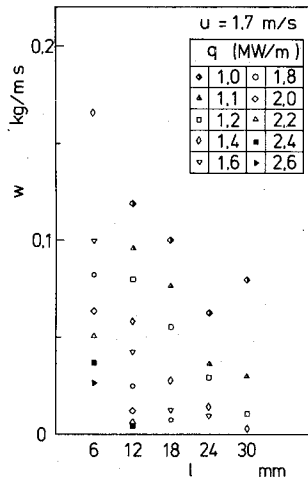


図10 加熱長さによる変化

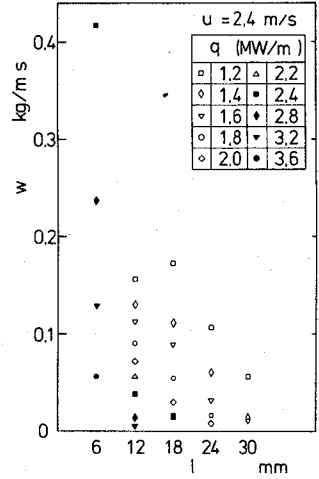


図11 加熱長さによる変化

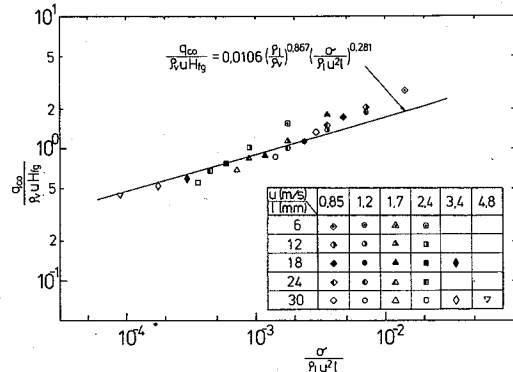


図12 限界熱流束

B105 平面噴流沸騰系の限界熱流束に関連して加熱面に沿う液流の特性 (第2報)

機正 *原村 嘉彦 (東大工院)

機正 甲藤 好郎 (東大工)

1. 序

流路内強制流動沸騰の環状流を呈する流れにおける限界熱流束現象に関連して、液膜流の沸騰における限界熱流束のメカニズムは、きわめて重要である。前報⁽¹⁾では、平面噴流沸騰系で、流体に水を用い、噴流速度が比較的低い場合に限って、加熱面に沿って流れ出す液の流量特性を調べ、限界熱流束との関連を述べた。本報では、水のほかに R113 も用い、噴流速度の高い場合も含めて同様の実験をした結果を報告する。

2. 実験装置と方法

実験装置および方法は、以下に記す点を除いて前報と同じである。R113を用いる場合には黄銅加熱面(熱伝導率=103 W/mK)を用い、クロメル・コンスタンタン熱電対をその中に埋め込み、熱流束を測定した。噴流速度 u は、水では 4.8, 9.6 m/s, R113 では 1.2~4.8 m/s である。なお実験は大気圧下で行なった。

3. 実験結果と考察

熱流束 q に対する液膜流量 Γ を図1, 図2に示す(水の $u=2.4, 1.2$ m/s は、ほとんど前報のデータである)。前報と同様、R113, 水ともに熱流束の増加に伴ない液膜流量は連続的に減少する。そしてその延長で、液膜流量がほぼゼロとなる点で限界熱流束を呈している。

液膜流量の熱流束に対する変化は、液膜流の減少が、蒸発だけによると仮定すると次のように導かれる。各噴流速度に対し、加熱面長さ l と限界熱流束の関係を仮定すると、熱流束が q_c のとき長さ l の加熱面から流れ出す液膜流量は、その熱流束を限界熱流束とする加熱面長さ l_{co} とすると、 l から l_{co} の間で蒸発する液量に等しい。

$$\Gamma = (q_c / H_{fg}) (l_{co} - l) \quad (1)$$

加熱面長さ l と限界熱流束の関係を図5の実線のように与え、 $l=12, 30$ mm について計算した結果、この仮定に基づいた液膜流量は、図1, 図2の一点鎖線で表わされる。これは、噴流速度 u が小さく、液膜流量が小さい場合には、ある程度良い一致を示す(実験結果からは $q_{co} \propto l^{-0.4}$ 程度となったが、従来は $q_{co} \propto l^{-1/3}$ 程度と言われており、本研究で実験してない加熱面長さが長い範囲で $q_{co} \propto l^{-1/3}$ とするならば、R113, $u=1.2$ m/s, $q_c=0.06$ MW/m² または、水, $u=1.2$ m/s, $q_c=0.8$ MW/m²

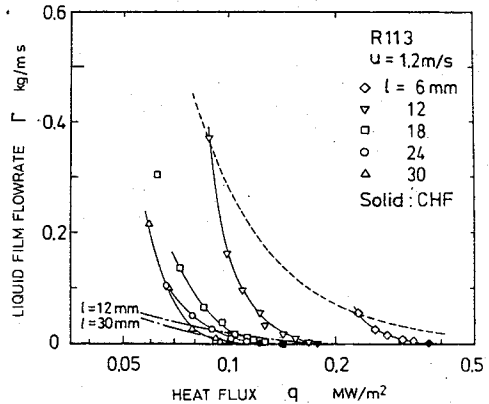
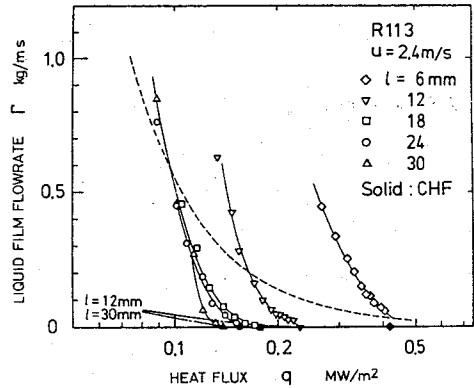
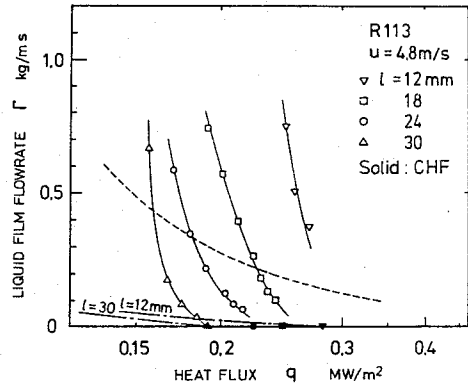


図1 液膜流量-熱流束 (R113・大気圧)

において、液膜流量は1.5倍の値をとる)。一方、噴流速度が大きい場合には、データと一点鎖線的一致が悪い。しかし、噴流速度が大きかったり、加熱面が短い場合には、液膜と飛散液流の分離が小さく、飛散液流が一部混入している可能性が否定できない。このような場合を除けば、少なくとも液膜流量が小さい場合には、データは一点鎖線の近くに存在し、加熱長さによる液膜流の減少は主に蒸発によって生じているとして良いように思われる。

著者ら⁽²⁾は、高熱流束下の核沸騰においては、加熱面に接して存在できる液の厚さが流体力学的不安定によって決定されるとして、その限界液膜厚さ δ_c を次式のように与えている。

$$\frac{\delta_c (g/H_{fg})^2}{\sigma \rho_l} = 0.00536 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \quad (2)$$

本実験系において、液が、厚さ δ_c 、噴流速度に等しい速度で加熱面上流端から加熱面上へ流入するものと仮定すると、流入する液膜流量 Γ_0 は次式で与えられる。

$$\Gamma_0 = \rho_l u \delta_c \quad (3)$$

そして、上式に式(2)の δ_c を代入すれば、流入する液膜流量と熱流束との関係が求まる。一方、図1、図2のデータを見ると、熱流束が低い領域で加熱面が長い場合 ($R113$ では $l \geq 18 \text{ mm}$ 、水では $l \geq 12 \text{ mm}$)、液膜流量は加熱面長さに依らず、熱流束だけの関数となっているように見える。これは、加熱面上で蒸発する液量が液膜流量に比べて小さく(加熱面上で18mmの間で蒸発する液量は、図中の2本の一点鎖線が示す液膜流量の差で表わされる)、上流部で決定した液膜流量がそのまま下流部へ流れてきていることを示している。図3は、この領域に属すると思われるデータを両対数で表わしたものである。図中の破線は、上記の限界液膜厚さに基づいて、式(3)、(2)から求めた Γ_0 も示す。水では、 $u=1.2, 2.4 \text{ m/s}$ で $\Gamma < g^{-2}$ となり、限界液膜厚さの存在を支持している。但し図2からわかるように、 $l=6 \text{ mm}$ での液膜流量は、他の長さの場合に比べて大きく、実質的な液

の流入は、加熱面上流端から6mmと12mmの間で生じている(この熱流束では、6mmまでには飛散が完全に終了していない)ものと推察される。さらに水の場合、 $u=4.8 \text{ m/s}$ 、 $u=9.6 \text{ m/s}$ と噴流速度が増加すると、

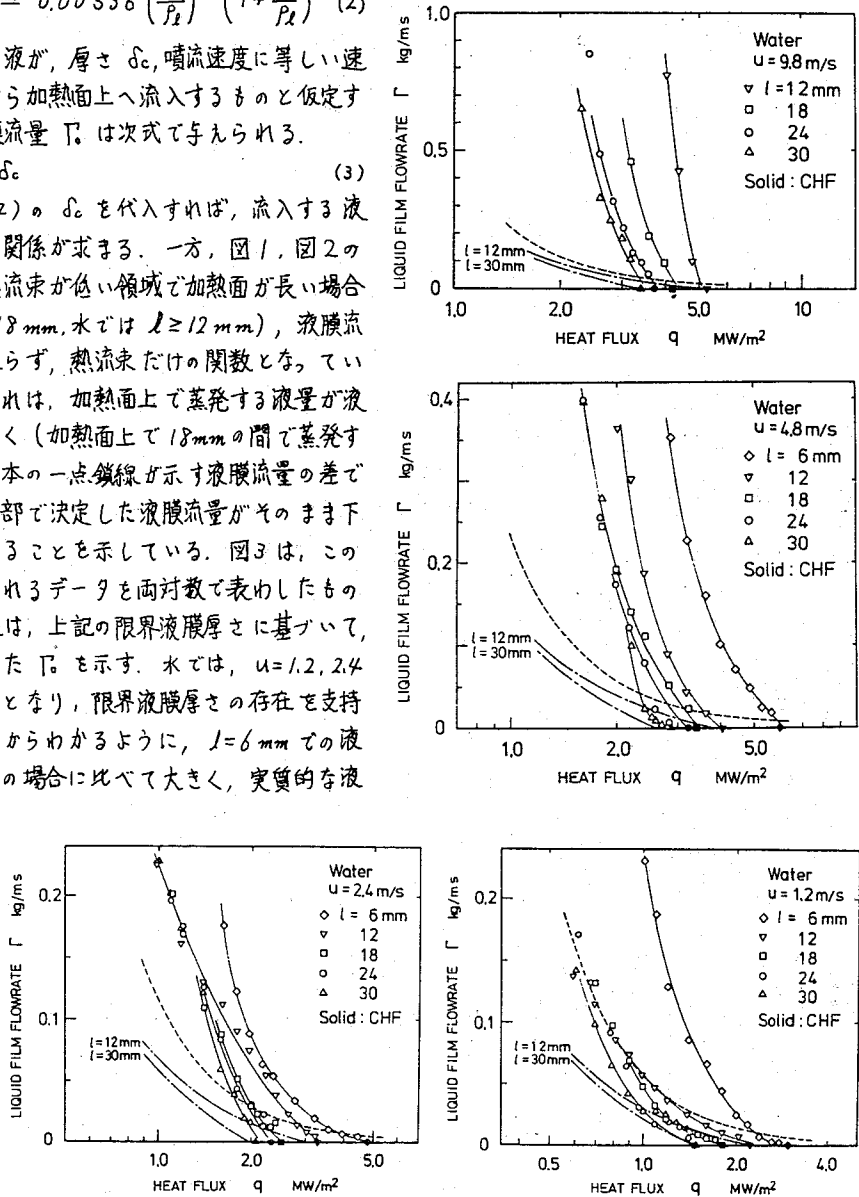


図2 液膜流量-熱流束 (水・大気圧)

熱流束の影響が強くなる(図3で、実線は、 $u=4.8\text{m/s}$ では $\Gamma \propto q^{-3}$ 、 $u=9.6\text{m/s}$ では $\Gamma \propto q^{-4}$ の傾きを表わしている)。

一方R113では、 $u=$

1.2, 2.4 m/s のデータは、ともに $\Gamma \propto q^{-4}$ 程度であり、水の噴流速度が大きい場合に類似している。また、 $\Gamma \propto q^{-2}$ を示す水の $u=1.2, 2.4\text{m/s}$ でも、この両者の間で液膜流量に4倍の差があり、流入の仕方に重大な問題が残されている。

図4は、本実験で求められた限界熱流束を無次元量の関係で表わしたものである。図中の直線は、着者ら⁽²⁾によって求められた整理式で、全般的にはデータを良く表わしている。しかし、噴流速度の影響は正確に表わしているのに対し、加熱面長さの影響は過小評価している。図5は、限界熱流束に対する加熱面長さの影響を示しているが、R113、水とも、 $q_{co} \propto l^{-0.4}$ 程度であり、特にR113、 $l=6\text{mm}$ では限界熱流束が際立って高い。

4. 結論

平面噴流沸騰系において大気圧下のR113、水を用い、加熱面に沿って流れ出す液膜流の流量特性を測定し、次の事柄を見出した。

- (1) 熱流束の増加に従い、液膜流量は連続的に減少する。
- (2) 限界熱流束は、液膜の消失によって生じるものとみなせる。
- (3) 加熱長さによる液膜流量の減少は、少なくとも限界熱流束に近づき液膜流量が小さくなった範囲では、主に蒸発によって生じる。
- (4) 水の噴流速度の小さい場合の結果は、限界液膜厚さの存在を支持するが、流入の仕方に重大な問題を残している。

(記号) H_g : 蒸発潜熱, l, l_{co} : 加熱面長さ, q : 熱流束, q_{co} : 限界熱流束, u : 噴流速度, Γ : 液膜流量, δ_c : 限界液膜厚さ, ρ_l : 液体密度, ρ_v : 蒸気密度, σ : 表面張力

- (文献) (1)原村・甲藤 第19回伝熱シンポジウム講演論文集(1982), 457
 (2)原村・甲藤 機講論 820-17, 45 (1982), (3) 甲藤・原村 第18回伝熱シンポジウム講演論文集(1981), 382

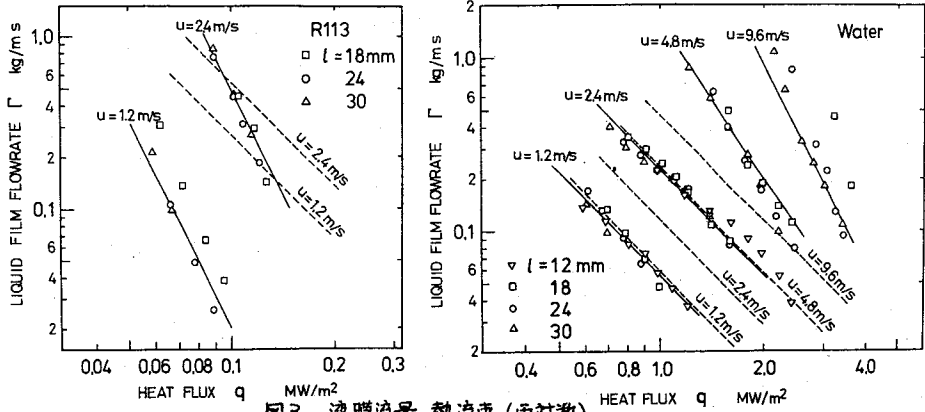


図3 液膜流量-熱流束(両対数)

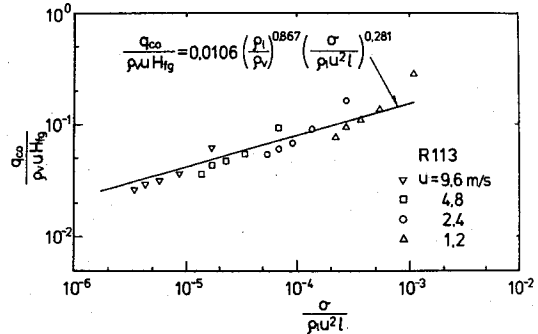


図4 限界熱流束の無次元表示

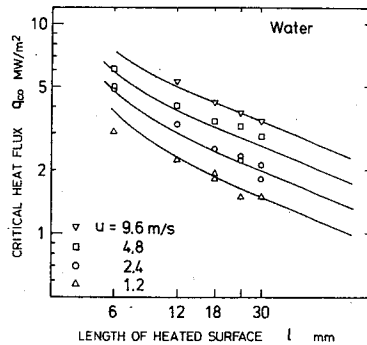
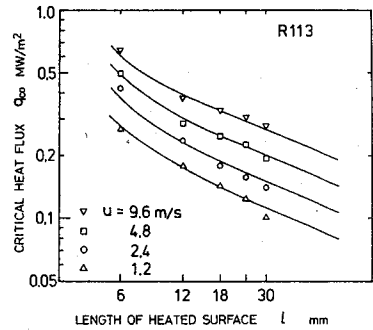


図5 限界熱流束-加熱面長さ

1. 序

一様加熱される円管内強制流動沸騰(垂直上昇流)の限界熱流束(CHF)に関して、著者の一人⁽¹⁾は、気液密度比 R/ρ , 流れ方向の加熱面長さ l を用いた逆ウェーバ数 $\sigma R/\dot{q}l$, 加熱管の径長比 l/d の3つの無次元数を用いて飽和液流入時の限界熱流束を整理し、以下の諸式を導いた。

$$[L \text{ 領域}] \quad \dot{q}_{co}/GH_{fg} = C(\sigma R/\dot{q}l)^{0.433}/(l/d) \quad \text{-----(1)}$$

($l/d < 50$ で $C = 0.25$, $l/d > 50$ で $C = 0.34$, $l/d = 50 \sim 150$ で $C = 0.25 + 0.0009(l/d - 50)$)

$$[H \text{ 領域}] \quad \dot{q}_{co}/GH_{fg} = 0.10(R/\rho)^{0.133}(\sigma R/\dot{q}l)^{0.33}/(1+0.0031 l/d) \quad \text{-----(2)}$$

$$\dot{q}_{co}/GH_{fg} = 0.098(R/\rho)^{0.133}(\sigma R/\dot{q}l)^{0.433}(l/d)^{0.27}/(1+0.0031 l/d) \quad \text{-----(3)}$$

$$[N \text{ 領域}] \quad \dot{q}_{co}/GH_{fg} = 0.098(R/\rho)^{0.133}(\sigma R/\dot{q}l)^{0.433}(l/d)^{0.27}/(1+0.0031 l/d) \quad \text{-----(3)}$$

$$[HP \text{ 領域}] \quad \dot{q}_{co}/GH_{fg} = 0.0384(R/\rho)^{0.60}(\sigma R/\dot{q}l)^{0.73}/(1+0.280(\sigma R/\dot{q}l)^{0.233}(l/d)) \quad \text{-----(4)}$$

$$[H \text{ と } N \text{ の境界}] \quad \sigma R/\dot{q}l = [0.77/(l/d)]^{2.70} \quad \text{-----(5)}$$

これらの式が、種々の流体の広範囲な限界熱流束データを、近似的にはあながち良く整理していることは既に示されている。しかし、高圧における実験例は水、液体ヘリウム以外は非常に少なく、しかもその大部分は流量が大きい範囲でのデータである。従って、高圧かつ流量がそれほど大きくない領域(L, H領域)に上記の整理式を適用した場合、式の精度が問題になる。そこで本報では、一様加熱されるステンレス円管(内径10mm, 加熱面長さ1000mm)において、R12を用いた高圧、中低流量域での実験を行ない、その結果を上記の整理式と比較検討した。

記号 d : 加熱管内径 G : 質量速度 H_{fg} : 蒸発潜熱 ΔH_i : 入口サブクールエンタルピー l : 加熱管長さ l_b : 沸騰長さ P : 試験部入口圧力 \dot{q}_c : 限界熱流束 \dot{q}_{co} : 飽和液流入時の限界熱流束(基礎限界熱流束) ρ_l : 液体密度 ρ_g : 蒸気密度 σ : 表面張力

実験条件 使用流体 R12, $P = 1.96 \cdot 2.45 \cdot 2.95 \cdot 3.44$ MPa, $\rho_l/\rho_g = 0.109 \cdot 0.153 \cdot 0.214 \cdot 0.306$, $l/d = 100$, $G = 121 \sim 2084$ kg/m²s $\sigma R/\dot{q}l = 1.50 \times 10^2 \sim 2.19 \times 10^4$

2. 実験装置と実験方法

図1に実験装置の系統図を示す。循環ポンプと出たR12液の一部は、タービン式流量計を経て電気式予熱器に入り、所定のサブクール温度まで加熱された後、試験部に流入し、試験部から気液二相流となつて圧力調整器に流入する。一方、残りのR12液は冷却器を通り、その大部分はフィルタを経て循環ポンプに戻り、残りは圧力調整器内へスプレー状に噴射され、試験部から流出する気液二相流を凝縮冷却するのに用いられる。圧力調整器は電気ヒータを内蔵しており、容器内の飽和液の温度を調整することによって圧力を設定する働きをする。試験部は前述のように、内径10mm(肉厚1mm)、加熱長さ1000mmのステンレス(SUS304)製円管であり、上下の銅製電極を通じて直流通電加熱される。このパイプには、上部電極から10mm, 40mm, 70mm, 100mm, 以下100mm

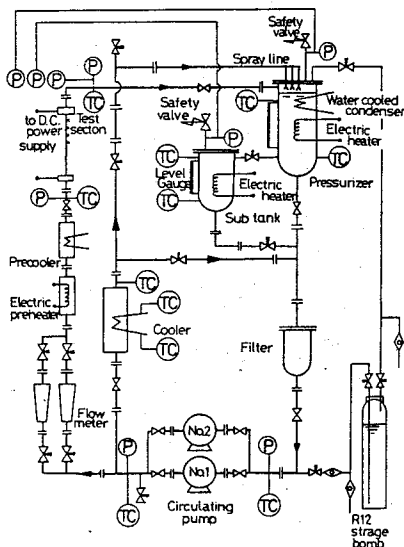


図1 実験装置系統図

第20回日本伝熱シンポジウム講演文集(1983-6)

間隔で900mm迄の各位置に、それぞれクロメル-アルメル熱電対をスポット溶接してある。このうち、最も下流側に取り付けられた熱電対はCHF検出器に接続されており、この熱電対が温度急上昇を示すと自動的に電源が切れるようになっている。実験方法は、試験部入口の圧力、サブクール度及び流量計入口温度、流量を一定に保ちながら熱流束をステップ状に増加させていき、CHF検出器が働く直前の熱流束をもって限界熱流束とした。なお実験中、上流側での温度上昇がないかを確認するため、すべての熱電対の出力を測定記録した。

3. 実験結果と考察

(1) サブクール特性 図2は各圧力、流量について、 ΔH_i に対し限界熱流束 q_c をプロットしたものである。なお、本実験でのCHFはすべて、出口に最も近い熱電対で検出された。図からわかるように、実験データは直線の特性を示している。また、 $P=2.95, 3.44$ MPaの時の G が大きい所でのサブクール特性は、 $\Delta H_i=0$ の近くで限界熱流束 q_c が G によってあまり変化しない状態からはずれて、HP領域の特性に移行しているのがわかる。

(2) 基礎限界熱流束の無次元整理

図2の各直線を外挿することにより、飽和液流入時の限界熱流束 q_{c0} が求められる。この q_{c0} を、各圧力ごとに逆ウェーバ数に対してプロットしたものが図3である。図中の実線及び破線は式(1)~(5)を表わしている。これを見ると、まずL領域では、今回の実験データの R/L が従来のもものに比べてかなり大きいにもかかわらず、結果は式(1)による予測値から最大10%程度しか離れておらず、一致は良好だと言える。また、HP領域についてはデータ数が少ないが、式(4)との誤差はいずれも10%以内である。しかしH領域を見ると、圧力が高くなるにつれて、実験データが整理式による予測値よりもだんだん高く現れている。この偏差は、圧力の低い方からそれぞれ10%、15%、30%、50%程度である。これは本報のような高圧領域では、気液密度比 R/L の影響が式(2)、(3)の $q_{c0} \propto (R/L)^{0.133}$ という関係よりも大きいことによるものと思われる。そして、この領域のデータは、暫定的にはあるが次の無次元整理式により±10%以内で整理される。

$$q_{c0}/G H_{fg} = 0.234 (R/L)^{0.513} (dP/d^2 L)^{0.433} (l/d)^{0.27} / (1 + 0.0031 l/d) \quad \text{----- (2*)}$$

式(2)、(3)の代わりに式(2*)を採用すると、L領域の整理式(1)が逆ウェーバ数の小さい方に延長されることになる。そして、この延長された領域にあるデータと式(1)は、 $P=2.95, 3.44$ MPaの時は10%以内

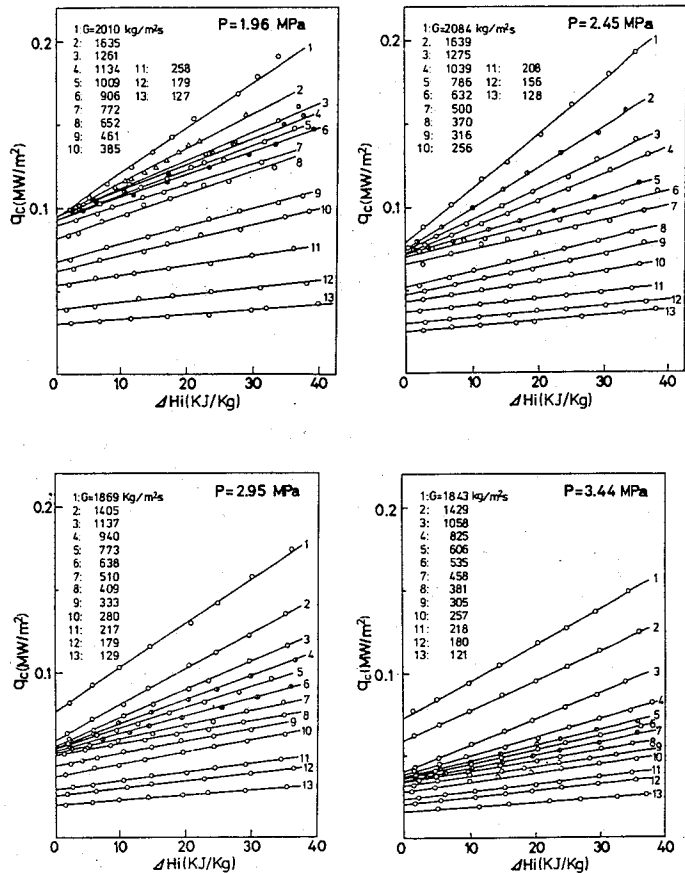


図2 R12の限界熱流束 q_c の実験結果 ($d=10$ mm, $l=1000$ mm)

で、また $P=1.96, 2.45$ MPa の時は 15% 以内で一致している。こうして、本報における実験データは式 (1), (4) そして式 (2*) により整理されるが、前述のように式 (2*) は今回の実験データだけから暫定的に得られたものである。従って、他の流体への適用や他領域 (特に HP) の整理式との接続の様子等については、今後の検討を待たねばならない。ところで、最近吉田・西川ら⁽²⁾ は R22 を用いて高圧 ($R_2/R_1 = 0.19 \sim 0.52$) での限界熱流束を測定し、それらを特性によって 3 つの領域に分類した。そして、沸騰長さ l_b を用いた逆ウェーバ数 $\sigma R_2/\sigma R_1 l_b$ 、管径長比 l_b/d 、及び R_2/R_1 の 3 つの無次元数を使った整理式を各領域に対して以下のように提案している。なお、これらは高圧のフロン系流体に対して適用されるものである。

$$[\text{領域 I}] \quad q_c/GH_{fg} = 0.60(\sigma R_2/\sigma R_1)^{0.16} (R_2/R_1)^{0.19} \times (l_b/d)^{0.24} \quad \text{-----}(6)$$

$$[\text{領域 II}] \quad q_c/GH_{fg} = 0.63(\sigma R_2/\sigma R_1)^{0.50} (R_2/R_1)^{0.38} \times (l_b/d)^{0.50}/(1+0.011 l_b/d) \quad \text{----}(7)$$

$$[\text{領域 III}] \quad q_c/GH_{fg} = 9.8 \times 10^{-4} / \{1 + 0.0032(R_2/R_1)^{0.72} \times (l_b/d)\} \quad \text{-----}(8)$$

【領域 I と II の境界】

$$\sigma R_2/\sigma R_1 l_b = 0.87(R_2/R_1)^{2.0} (l_b/d)^{-3.9} (1 + 0.011 l_b/d)^{3.4} \quad \text{----}(9)$$

【領域 II と III の境界】

$$\sigma R_2/\sigma R_1 l_b = 1.72 \times 10^{-5} (R_2/R_1)^{2.76} \{1 + 0.49(R_2/R_1)^{0.72}\}^{2.0} (l_b/d)^{-1.0} \quad \text{----}(10)$$

ここで式 (6)~(8) において $q_c \rightarrow q_{c0}$ 、 $l_b \rightarrow l$ と置き換えると直ちに本報のデータと比較することができる。図 3 の一点鎖線は、こうして求めた式 (6)~(8) の関係を示している。これを見ると、 $P=1.96$ MPa の時に逆ウェーバ数の大きな所で式 (7) からの偏差が大きくなっている。また、 $P=3.44$ MPa の時の式 (8) による予測値は実験データよりも低くなっている。しかし全領域を通して、式 (6)~(8) と実験データとの差は ±20% 程度であり、従って R12 に対しても整理式 (6)~(8) はかなりの有効性を持つと言える。

3. 結言

一様加熱垂直円管流路において、R12 を用いて高圧・中低流量域に着目した CHF の実験を行ない

- (i) 式 (1), (4) は本報のデータに良く合うこと
- (ii) 本報の H 領域のデータは式 (2*) により整理されること
- (iii) 式 (6)~(10) は、本報のデータに対しても ±20% 程度の差で有効であること

と示した実験に際しお世話になった横谷定雄氏、協力された池井肇君、大川宏男君に感謝致します。

文献 (1) 甲藤：機論 48-409 B (昭 55), 1721. (2) 吉田・西川他：機論 48-432 B (昭 57), 1557.

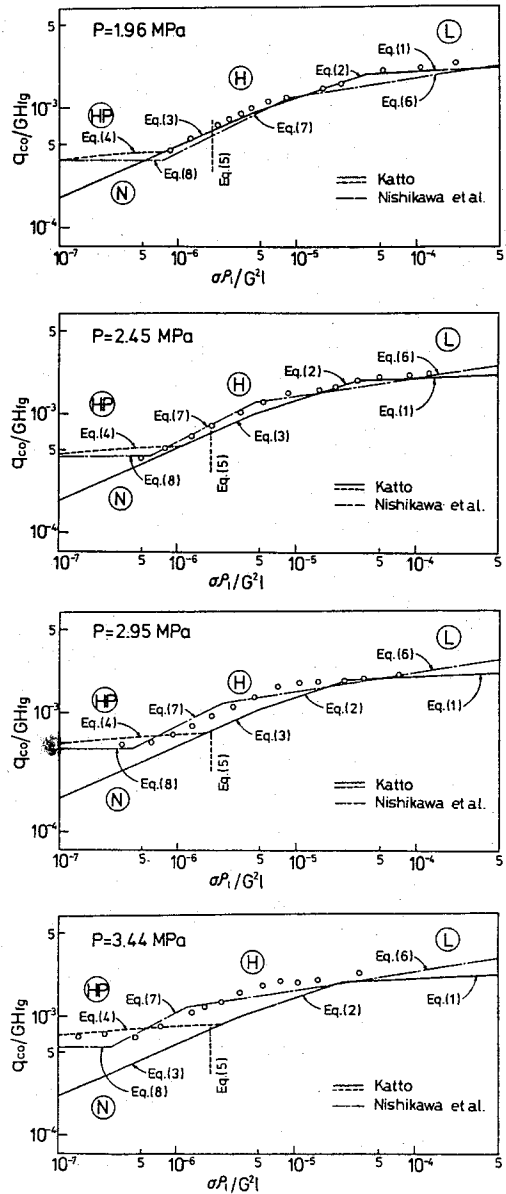


図 3 q_{c0} の予測値と実測値の比較 (R12, $d = 10$ mm, $l = 1000$ mm)

機正 甲藤好郎 (東大工)

機学 *宇磨谷雅英 (東大工院)

1. 序論

最近、著者の一人は、一様加熱垂直流路内の限界熱流束(以下、「流路CHF」と呼ぶ)に関して、既存のデータを分析し、円管^(1,2)、二重円管^(3,4)、矩形管⁽⁵⁾の各場合について、それぞれ、無次元整理式を導いた。一方、甲藤・倉田⁽⁶⁾は、飽和液の一様流中の流れに平行な平板加熱面上の沸騰の実験を行い、CHF値に対し、無次元整理式を導いた。(この形式のCHFを、以下、「平板CHF」と呼ぶ)ところで、流路内でのCHFにおいて、その加熱長さ l と流路径 d (又は、加熱相当直径 d_{he})との比、 l/d (又は、 l/d_{he})を小さくしていった場合を考えた時、質量速度 G が十分に大きいと、そのCHF発生の状況は、上で述べた「流路CHF」からずれて、「平板CHF」に近づくはずである。本研究では、この点に着目して、気液密度比 ρ_g/ρ_l が、比較的小さい大気圧下のR113と水とを用いて、垂直二重円管流路内で、 l/d_{he} が、0.47~9.5の範囲のCHFの測定を行なった。

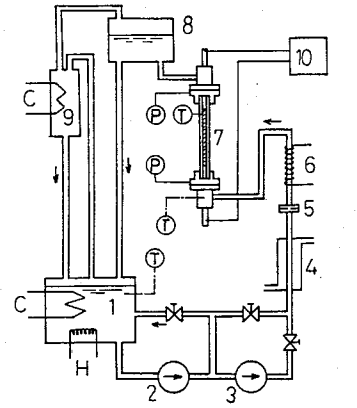
2. 実験装置及び方法

図1に、装置系統図を示す。図に示す如く、貯蔵タンク①内の作動流体は、ポンプ②とポンプ③(大流量時のみ使用)によって、循環させ、オリフィス⑤で流量を設定し、クーラ④と予熱ヒータ⑥にてテスト部⑦への入口温度を調節する。テスト部⑦で発生した蒸気は、気液分離タンク⑧で液体と分離され、蒸気は、コンデンサ⑨を通過して、液体は、そのまま貯蔵タンク①に戻る。図2にテスト部入口側を示す。出口側もほぼ同様の形になっている。図に示す如く、テスト部は、外管としてガラス管③、内管としてステンレス管④と銅棒⑤からなる加熱管を用いた垂直二重円管流路となっており、作動流体は、下から上に向かって流れる。加熱部は、内厚0.5mmのステンレス管で、電極⑧を通過して、直接通電加熱する。加熱部出口付近には、0.1φの熱電対をつけており、この部分の温度上昇をもってCHF発生時とした。

方法としては、一定流量のもとで、テスト部入口のサブクールエンタルピ ΔH_i を変化させ、各 ΔH_i に対して、CHF値 q_{CHF} を測定した。 l/d_{he} は、ガラス管と加熱管とを適当に組み合わせで変化した。その組み合わせ方を表1に示す。

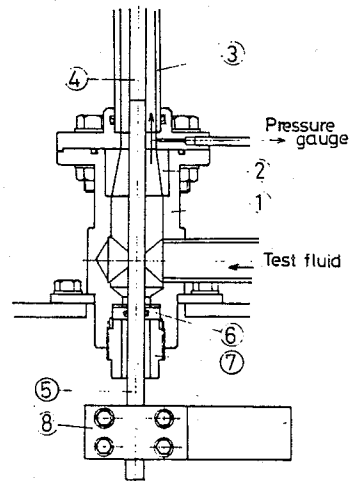
なお、 d_{he} は、次式で与えられる。

$$d_{he} = 4 \times \frac{\text{流路断面積}}{\text{加熱部周辺長}} \quad (\text{定義式})$$



- 1. Storage tank
- 2. Pump
- 3. Pump
- 4. Cooler
- 5. Orifice
- 6. Preheater
- 7. Test section
- 8. Vapor-liquid separator
- 9. Condenser
- 10. D.C. Power supply
- P: Pressure gauge
- T: Thermo couple
- C: Cooling coil
- H: Heater

図1 装置系統図



- 1. Body
- 2. Nozzle
- 3. Glass tube
- 4. Stainless heated tube
- 5. Copper rod
- 6. Bakelite
- 7. Holder
- 8. Electric clamp tube

図2 テスト部(入口側)

di (mm)	do (mm)	dhe (mm)	l (mm)	l/dhe
27.20	7.978	84.76	40	0.47
15.85	7.978	23.51	40	1.7
20.01	9.968	30.20	60	2.0
20.01	9.968	30.20	90	3.0
20.60	9.980	32.54	155	4.8
16.58	9.980	17.55	155	8.8
20.60	9.968	32.60	310	9.5

表1. ガラス管と加熱管の組み合わせ

特に、本実験の場合には、

$$d_{he} = \frac{d_i^2 - d_o^2}{d_o} \quad (d_i: \text{ガラス管内径}, d_o: \text{加熱管外径})$$

3. 実験結果及び考察

3-1 サークル特性

横軸にサークルエンタルピー ΔH_i 、縦軸にCHF値 q_c をとったサークル特性のグラフについて述べる。

(i) R113の場合 図3、図4に、R113のサークル特性の例を示す。図3は、 $l/d_{he}=3$ のときであるが、図をみると、流量が比較的小さい範囲では、 q_c と ΔH_i との間には、直線関係が成り立ち、質量速度 G が大きくなってくると、非直線関係があらわれている。 $l/d_{he}=0.47, 2.0$ の場合もだいたい同様の傾向がみられた。図4は、 $l/d_{he}=9.5$ のときで、全体的に広い流量で非直線関係がみられる。

(ii) 水の場合 図5に水のサークル特性の例を示す。図に示す如く、 G が非常に小さい範囲を除くと、 q_c と ΔH_i の間には、直線関係がみられる。 $l/d_{he}=3$ 以上で、しかも、 ΔH_i が大きいとき、加熱部出口付近にできた蒸気塊がつぶれたり、成長したりして、系全体が振動を起し不安定になってしまった。そのためか、 ΔH_i と q_c との関係は、 ΔH_i の大きな範囲までみると、直線関係は、みられなかった。しかし、 ΔH_i が小さいときは、加熱部入口付近から蒸気ができて、上で述べた様な振動は、全くみられず、安定な状態でCHFに至った。この様な安定な場合の範囲だけをみたと、 ΔH_i と q_c との間には、各 l/d_{he} ともに、ほぼ直線関係がみられた。

3-2 無次元整理

従来の方法に基づいて、得られたサークル特性のグラフにおいて、外挿により、 $\Delta H_i=0$ のとき、つまり、入口飽和液流入の場合のCHF値 q_{c0} を求めた。そして、この q_{c0} を手掛かりに、無次元整理を試みたのが、図6、図7である。図中、式(1)、式(2)は、「流路CHF」(二重田唱)の整理式(3,4)、式(3)は、「平板CHF」の整理式(6)で、各式は、次の様に与えられる。

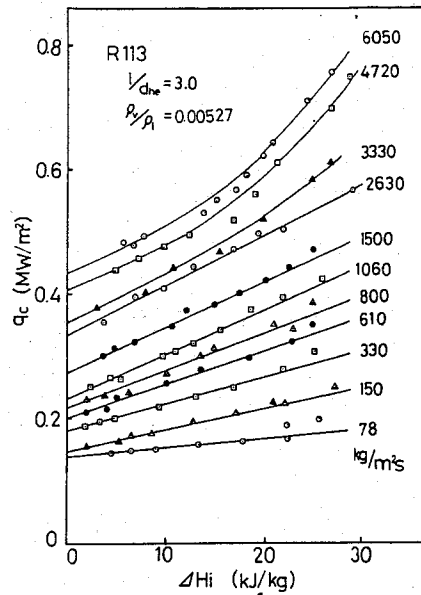


図3. サークル特性(1)

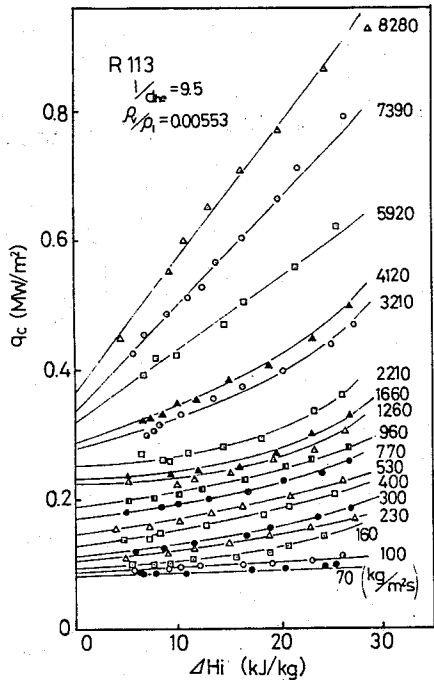


図4. サークル特性(2)

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.12 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{1/3} \frac{1}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \quad (1)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.22 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d_{he})^{0.171}}{1 + 0.0081 l/d_{he}} \quad (2)$$

$$\frac{q_{co}}{G H_{fg}} = 0.186 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.557} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.264} \quad (3)$$

(G: 質量速度, H_{fg} : 蒸発潜熱, q_{co} : $\Delta H_i = 0$ の時の CHF 値
 ρ_l : 液体密度, ρ_v : 蒸気密度, σ : 表面張力)

図6, 図7で, 式(3)の右端付近から, 右側の範囲のデータは, Gが非常に小さく, 重力の影響も考えられるので, 以下, 左側のデータについてだけ考えることにする。

(i) R113の場合 図6の左側のデータを見る時, l/d_{he} の値が, 9.5から小さくなるに従って, 「平板CHF」に移行しているのがわかる。また, 同じ l/d_{he} のときでも, Gが大きくなるに従って, 「平板CHF」に移行するのがみられる。特に, $l/d_{he} = 2$ で, Gが大きいところでは, 「平板CHF」に一致しているのがわかる。

(ii) 水の場合 図7をみると, R113の場合に比べて, より「平板CHF」に近いところにあらわれているのがわかる。

なお, 式(3)の右端付近より, 右側の範囲のデータが, Gが小さくなるに従って, 式(1)に近づいているが, 上で述べた様に, Gが非常に小さい範囲でもあるので, CHF発生状況が, 「流路CHF」に移行していると考えられるべきでない。また, 「流路CHF」から「平板CHF」への移行は, l/d (又は, l/d_{he}) だけで決まるものでなく, ρ_v/ρ_l 等も影響すると思われるが, 本研究の範囲では, はっきりしなかった。

4. 結 び

R113と水とを用いて, l/d_{he} が小さい場合のCHFの実験を行い, l/d_{he} が小さくなるに従って, また, Gが大きくなるに従って, 「平板CHF」に移行するのがみられた。最後に, お世話になった横谷定雄氏, 並びに, 伊藤浩二君, 真下雅浩君に感謝の意を表します。

文献 (1)甲藤:機論47B(昭56)139 (2)甲藤:機論46B(昭55)1721 (3)甲藤:機論45B(昭54)1322

(4)甲藤:機論47B(昭56)830 (5)甲藤:機論46B(昭55)1721 (6)甲藤:機論47B(昭56)545

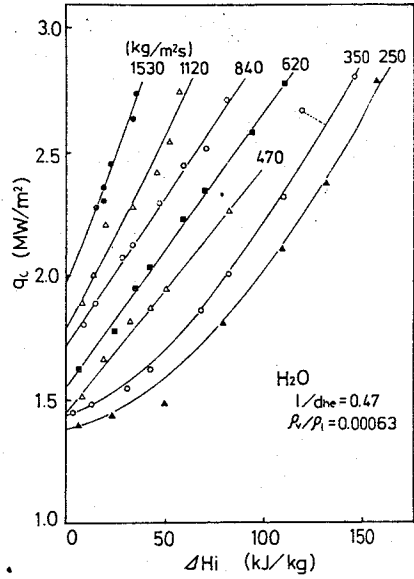


図5. サア7ール特性(3)

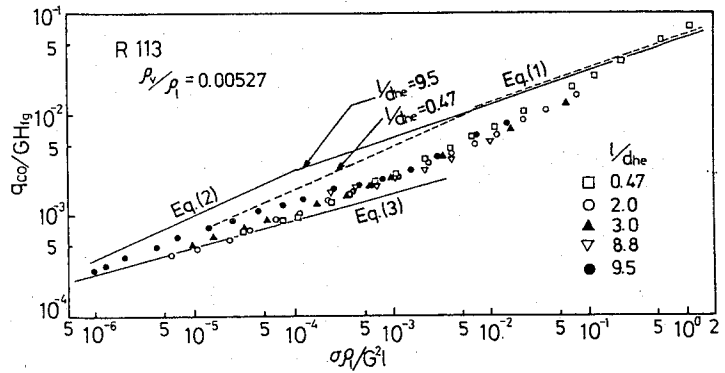


図6 無次元整理のグラフ(1)

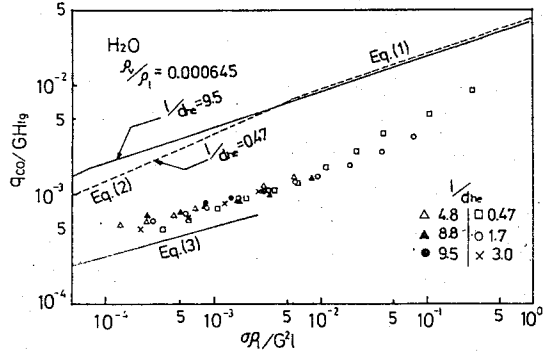


図7 無次元整理のグラフ(2)

M52 液膜流によって冷却される一様加熱垂直円柱上での限界熱流束

指導教官 甲 藤 教授
 稲 村 博

1. 序 強制流動沸騰系の限界熱流束(CHF)は、工業上重要な問題の一つであり、特に内部流についてこれまで多くの研究がなされている。本研究では強制流動沸騰系のCHFの基礎研究として、比較的長い垂直円柱加熱面に沿って、液膜流の形で流すという外部流での実験を行い、沸騰状況の観察とCHFの特性を調べた。

2. 実験装置と実験方法 図1に実験装置系統図を、図2に主要部を示す。飽和温度近くまで予熱された液は、ノズル(5)から加熱棒(7)の表面(円柱加熱面をなす)に沿って噴き出される。加熱棒はステンレスパイプと銅棒を銀ろう付けしたもので、直流直接通電によって一様加熱される。加熱棒の加熱部分の下部には、φ0.1mmのC-A熱電対素線が溶接されている。最後まで加熱棒に沿って流れてきた液膜は、液膜採取器(8)で集められ容器外へ導かれ流量を計られる。

実験は流量、ノズル内液温度を設定し、熱流束を徐々に上げていき、加熱棒表面の熱電対の出力が急上昇する点をCHFとした。実験条件は、使用流体水及びR-113、大気圧、ノズル出口流速 $u=0.7\sim 10\text{ m/s}$ 、円柱加熱面の長さ $l=40, 80, 160, 240\text{ mm}$ である。

3. 実験結果及び考察 1) 沸騰状況 図3に代表的な沸騰状況の写真(水、 $l=40\text{ mm}$ 、 $u=1.6\text{ m/s}$ 、熱流束(q)はCHF(q_c)直前)、図4にスケッチを示す。熱流束を増していくと、図3,4のように、加熱棒の加熱部分の初めで液体の大部分がはじき飛ばされ、加熱面に沿ってはわずかの厚さの液膜が流れる。

薄い液膜中では発泡が起っており、小さな液滴が飛び出る。ただし流速が大きくなると、ノズルを出たあと流れが乱れ、図3,4のようには

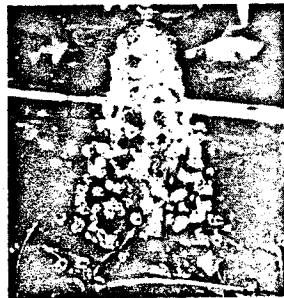


図3

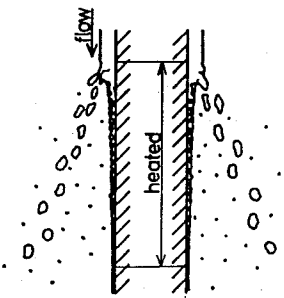
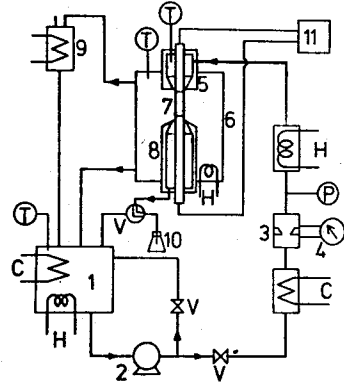
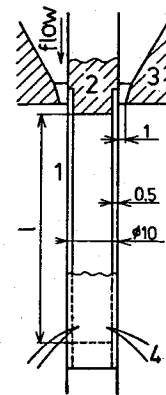


図4



- 1 タンク 7 加熱棒 H ヒータ
- 2 ポンプ 8 液膜採取器 C クーラ
- 3 オリフス 9 コンデンサ P 圧力計
- 4 差圧計 10 フラスコ V バルブ
- 5 ノズル 11 直流電源 T 熱電対
- 6 沸騰容器

図1 実験装置系統図



- 1 ステンレスパイプ 3 ノズル
- 2 銅棒 4 熱電対
- l 加熱長さ

図2 主要部

じき覆ばされる液滴と加熱面に沿って流れる液膜とにきれいには分かれな。またR-113, $l=160\text{mm}$ で流速が小さい時は、熱流束を上げていくと、強制対流熱伝達の状態から、一挙に加熱面全体がドライアウトした。

2) CHF 図5に流速とCHFとの関係を示す。液体のサブクール度は $0.4\sim 1.5^\circ\text{C}$ である。 l が大きいくが小さい領域では、 q_c の U に対する依存性が小さくなったり、なくなったりしているが、これは重力の影響を受けたと考えられる。甲藤・石井は平面噴流で冷却される加熱面上でのCHFの実験(使用流体 水・R-113・トリクロロエタン, $l=10\cdot 15\cdot 20\text{mm}$ $U=1.5\sim 15\text{m/s}$)を行い、重力・粘性の影響を無視し、次の無次元整理式を得た。

$$\frac{q_c}{P_v U H_{fg}} = 0.0164 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.867} \left(\frac{\sigma}{\rho_l U^2 l}\right)^{1/3}$$

(ρ_v : 気体の密度 H_{fg} : 蒸発潜熱)
(ρ_l : 液体の密度 σ : 表面張力)

これと同じ形で、図3,4の沸騰状況からCHFに至り、重力の影響のないと思われるデータから無次元整理すると次式が得られる。

$$\frac{q_c}{P_v U H_{fg}} = 0.030 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.78} \left(\frac{\sigma}{\rho_l U^2 l}\right)^{0.35}$$

無次元整理に使ったデータと、この式とデータの比較を図6に示す。

3) 液膜流量 最後まで加熱棒に沿って流れた液膜流量(w)を図7に示す。 q_c を増加させるに従って w は減少し、 q_c に至る点付近で w が零に近づくのがわかる。

4. 結論 1) 沸騰状況は図4のようになる。
2) 重力・粘性を無視した甲藤・石井の平面噴流沸騰系の整理式と同じ形の整理式で、加熱長さの大きい本実験のデータが整理できた。
3) データが少ないので断言できないが、CHFは液膜流量が零に近づく点で起こるようにみえる。

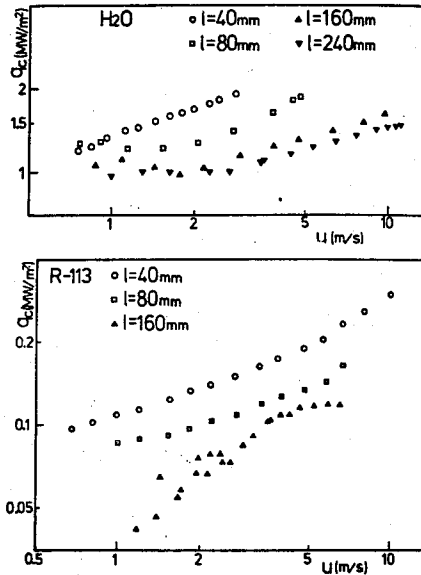


図5 流速とCHFの関係

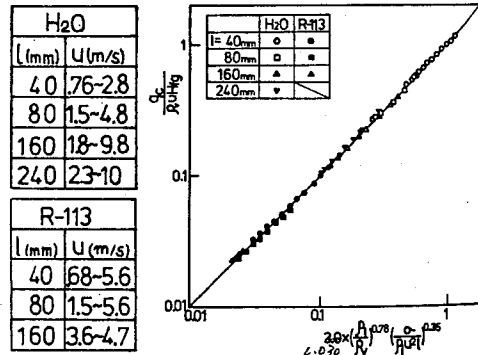


図6 使用データ, 式とデータの比較

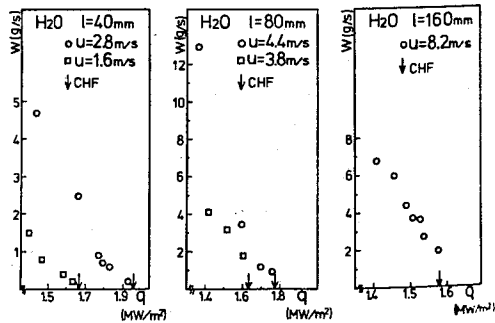


図7 液膜流量(w)

極低温流体の強制流動沸騰 限界熱流束現象の研究

昭和57年度科学研究費補助金(一般研究(A))研究成果報告書
(課題番号00542033)

昭和58年3月

研究代表者 甲 藤 好 郎
(東京大学工学部)

本研究の要約

圧力 $p = 0.199 \text{ MPa}$ (気液密度比 $\rho_v / \rho_l = 0.409$) の液体ヘリウムに対し、一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰の限界熱流束 q_c が、管内径 $d = 1 \text{ mm}$ 、管長・管径比 $l/d = 25, 50, 100, 200$ 、質量速度 $G = 11 \sim 108 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、入口サブクール・エンタルピー $\Delta H_i = -3.5 \sim +7.0 \text{ kJ/kg}$ の範囲内で測定された。なお質量速度 G が、ある値以上になると限界熱流束が弱くなり計測にかからなくなる現象が見出され、従って限界熱流束 q_c の測定はそれ以下の値の質量速度 G についておこなわれている。 ρ_v / ρ_l の値が高いとき、水、フロン類に対しすでに観察されている高圧特性が、既存の液体ヘリウムの実験データ ($l/d \leq 50$ の範囲にある) では見出し得ないが、本研究の結果、上と同じ高圧特性が見出されること、および、その出現範囲がきわめて限られることが明らかにされている。

研究組織 研究代表者 甲 藤 好 郎 (東京大学工学部教授)
研究分担者 横 谷 定 雄 (東京大学工学部助手)

研究経費	昭和55年度	12,000千円
	昭和56年度	3,000千円
	昭和57年度	600千円
	計	15,600千円

研究発表

- (1) 甲藤好郎, 液体ヘリウムの沸騰流における限界熱流束, 超電導マグネットの開発 (文部省科研費・エネルギー特別研究・超電導マグネット総括班) 昭和56年度研究会報告書, p.161 (1982)

目 次

1. はしがき	1
1.1 高圧下 ($\rho_v/\rho_l > 0.1$ 程度)の問題点	2
1.2 本研究の目的	3
2. 実験装置	4
2.1 限界熱流束の試験部寸法の決定	4
2.2 不純異種気体の凝固によるループ閉塞問題	4
2.3 断熱性能維持の問題	5
2.4 実験装置の概略	6
2.5 テストチャンバの詳細	7
3. 実験および実験結果	8
3.1 実験方法	8
3.2 実験の遂行と条件範囲	9
3.3 特徴的な事項	9
3.4 実験データ	10
4. 実験データの分析	11
4.1 限界熱流束 q_c の特性	11
4.2 基礎限界熱流束 q_{c0} の実験値と予測値の比較	11
4.3 討 論	12
4.4 付 記 (液体窒素の実験データについて)	13
5. 結 論	13
謝 辞	14
参考文献	14
付 表	15
付 図	19

1. は し が き

一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰における限界熱流束の現象は複雑な様相を示し、従来、その一般的特性の把握が困難であった。しかし一般に限界熱流束は、加熱上の気液の状況が流れの方向に変化する状況下にはじめて発生する限界現象である。最近、本研究の研究代表者は、この事実に注目し、従来使用されることの無かった新しい形の無次元量（流れ方向の加熱面長さを含むウェーバ数）を使用することによって、種々の物質、種々の条件下の限界熱流束を一般的な形で、かなり良く予測できる無次元整理式を導くのに成功した。^(1, 2)

ここでは液体の入口サブクール・エンタルピ ΔH_i 、蒸発潜熱 H_{fg} の場合の限界熱流束 q_c が次のように書かれる。

$$q_c = q_{co}(1 + K \cdot \Delta H_i / H_{fg}) \quad (1)$$

そして右辺に含まれる 2 個の基本量 q_{co} 、 K が、質量速度 G 、蒸気密度 ρ_v 、液体密度 ρ_l 、表面張力 σ 、加熱管長 l 、加熱管内径 d の関数として整理される。

いまとりあえず最も重要な基礎限界熱流束 q_{co} について述べると次のごとくである。すなわち、ある与えられた条件下の q_{co} は通常、下記の式(2)~(4)の与える 3 個の q_{co} 値のうちから、その最低値によって与えられる。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = C \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.043} \frac{1}{l/d} \quad (2)$$

ここに C の値は、 $l/d < 50$ のとき $C = 0.25$ 、 $l/d > 150$ のとき $C = 0.34$ 、 $l/d = 50 \sim 150$ では $C = 0.25 + 0.0009 \{ (l/d) - 50 \}$ 。

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = \frac{0.1}{0.01} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{1 + 0.0031 l/d} \quad (3)$$

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.098 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.433} \frac{(l/d)^{0.27}}{1 + 0.0031 l/d} \quad (4)$$

他の条件一定下に質量速度 G が増加する場合、最初 G が小さいうちは式(2)が q_{co} を与え、次いで式(3)が q_{co} を与え、 G が大になると式(4)が q_{co} を与える。そして式(2)の関与する領域を L 領域、式(3)および式(4)の一部が関与する領域を H 領域、式(4)の残りの領域を N 領域と呼ぶ。大まかに言って、L、H 領域はドライアウト形式の限界熱流束、N 領域は DNB 形式の限界熱流束に対応しており、ここに H 領域と N 領域の境界は次の条件で与えられる。

$$\sigma \rho_l / G^2 l = \{ 0.77 / (l/d) \}^{2.70} \quad (5)$$

1.1 高圧下 ($\rho_v / \rho_l > 0.1$ 程度) の問題点

気液密度比が $\rho_v / \rho_l > 0.1$ 程度の非常な高圧下で、かつ質量速度 G の大なる領域の限界熱流束に関し、水の既存データは式(4)とかなり異なる特性を示す。そこで前記の無次元整理では、この特殊領域をHP領域と呼び、そして下記の無次元整理式を与えている。⁽²⁾

$$\frac{q_{co}}{GH_{fg}} = 0.0384 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.60} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 l} \right)^{0.173} \frac{1}{1 + 0.280 (\sigma \rho_l / G^2 l)^{0.233} l / d} \quad (6)$$

ところで液体ヘリウムは、その臨界点がたまたま大気圧近傍にあるため、液体ヘリウムの常用範囲で $\rho_v / \rho_l > 0.1$ の条件が容易に成立する。しかし、それにもかかわらず、液体ヘリウムの限界熱流束の既存データ⁽³⁻⁵⁾は、前述の水の場合のような高圧特性は示さず、むしろ式(4)によく合致した。

ただ式(1)~(6)の経験的な無次元整理式導出の段階では、それは問題とはされなかった。なぜなら、管長・管径比 l/d に関し、前記の水のデータはほぼ $l/d > 100$ 、また液体ヘリウムのデータはほぼ $l/d \leq 50$ にあり、そのため前記の無次元整理では、気液密度比 ρ_v / ρ_l 、管長・管径比 l/d の両者を考慮することにより、矛盾なくHP領域の発生基準を作成することが可能で、その結果、図1の中央の曲線より右側領域がHP領域発生域と定められた(文献⁽²⁾参照)。

しかし $\rho_v / \rho_l > 0.1$ の領域のデータが、水および液体ヘリウムだけという状況では、なお無次元整理式の普偏性について疑問が残る。そこで本研究の研究者らは、本研究とは別の研究において、高圧下のフレオンR12 ($\rho_v / \rho_l = 0.109 \sim 0.306$) による限界熱流束の実験をおこなった。すなわち、まず第一段階として、 $l/d > 100$ の領域の検討のため、 $l/d = 200$ および333の実験⁽⁶⁾がおこなわれ、その結果、式(6)が水だけでなくフレオンR12についても確かに成立することが判明した(なおこの実験では、質量速度 G が非常に高い領域で上流限界熱流束という特殊現象の発生も見出されているが、本報告書では、この問題に積極的に触れることはしない)。

次にフレオンR12による研究の第二段階として、 $l/d = 50$ の場合の実験がおこなわれ、ここでもまた式(6)の成立する領域の存在が見出された⁽⁷⁾。図1の発生基準によれば、 $l/d = 50$ の条件下には、 $\rho_v / \rho_l = 0.109 \sim 0.306$ に対しHP領域は出現しない筈であった。しかし上記の実験はそれに離反する結果を与えたのであって、フレオンR12の場合、 $l/d < 100$ の領域でも高圧特性の出現を認めざるを得ないことになった。

なお、上と同じ頃、西川ら⁽⁸⁾はフレオンR22 ($\rho_v / \rho_l = 0.187 \sim 0.517$)、およびフレオ

ンR115 ($\rho_v/\rho_l = 0.184 \sim 0.394$) の限界熱流束について、 $l/d = 153.8$ 一定の条件下で実験をおこなった。しかし彼等は、沸騰長さの概念を用いてデータを整理しており、これによれば $l/d < 100$ の場合に対し、前記の研究⁽⁷⁾ と同じ結論が得られると考えてよいようである。

結局のところ、上記の結果は、前に記した液体ヘリウムの既存データの特性とは明らかに矛盾することになり、これから考えて少くとも下記の二つの可能性が存在することになった。

(a) 液体ヘリウムは、限界熱流束現象に対して、他の通常流体とは異なるふるまいをする特殊流体である可能性。

(b) 既存の液体ヘリウムの実験データには精度その他の点にやや問題があり、必ずしも正しい傾向を示してはいない可能性。

1.2 本研究の目的

上記の現状にかんがみ、次段階の研究としては、どうしても液体ヘリウムに対して、(1) $l/d \leq 50$ の条件下にHP領域特性は本当に出現しないのかどうか、また(2) $l/d > 100$ の条件下にはどのような特性を示すか、についての確認の実験が必要である。

一方、液体ヘリウムによる冷却の限界問題は、主として超電導マグネット（磁気浮上とか核融合などに用いられる）の開発や設計に関連する技術上重要な問題である。しかも液体ヘリウムの強制流動沸騰の限界熱流束に関し、既存の実験データの数は必ずしも多くないし、また l/d が大きい場合、 ρ_v/ρ_l が非常に大きい場合、入口サブクール・エンタルピー dH_i が大きい場合などの諸条件下の実験は、おこなわれていないか、あるいは非常に数が限られている。それに液体ヘリウムは、各種物性値の大きさが通常流体のそれらとかなりオーダを異にする面があり、従ってまだ実測されていない領域の限界熱流束を通常流体の知識のみから安易に予測をするのは危険である。従って少しでも多くの実測データを求めておく必要がある。

本研究は実をいうと、もともと、後者の方の必要性が主たる動機で計画された。しかし本研究の初年度、液体ヘリウムの限界熱流束の実験装置の製作が進められる間に、1.1節記載の実験が並行しておこなわれ、液体ヘリウムに関し、特に解明すべき重要問題が明確になったのである。

2. 実験装置

便宜上、本研究で用いた実験装置を最終的に確定する以前にとられた準備的事項について 2.1 ~ 2.3 節で述べた後、装置の詳細について記すことにする。

2.1 限界熱流束の試験部寸法の決定

液体ヘリウムの限界熱流束の実験においては、試験部はもちろん絶対零度近くの低温に保たれるが、その試験部へ流入するヘリウムの流量は、常温付近で通常の流量計によって計測するのが都合よく、本研究の実験装置でもその方式によった。従って、この流量計を出たヘリウム・ガスを、その後、絶対零度近くまで冷却し、液化してから試験部へ供給する必要がある、その冷却液化用に多量の液体ヘリウムを必要とする（予算の関係でヘリウム液化装置は設備出来ない）。しかも液体ヘリウムは非常に高価（液体窒素が 220 円/リットルに対し液体ヘリウムは 2800 円/リットル）であるため、試験部へ供給するヘリウムの流量を低くおさえざるを得ず、その結果として、試験部の加熱管の内径 d を小さくせざるを得なかった。そして本研究では加熱管として内径 $d = 1\text{mm}$ 、肉厚 0.25mm のステンレス鋼管を用いることとした。この内径寸法はかなり小さいが、 ρ_v / ρ_l の値が非常に高い条件下の実験であるから、重大な障害にはならぬと推定される（なお後述の 4.2 節参照）。

次に、限界熱流束の測定をおこなう試験部を絶対零度の近傍に保つため、外界からきびしく断熱をする必要がある。そこで試験部は、高真空にした密閉テスト・チャンバ内におさめ、そのテスト・チャンバを液体ヘリウム・クライオスタット内の冷却用液体ヘリウム・プール中に沈める形式をとらざるを得なかった。従って、この装置が一度組立てられると、試験部をとりかえるとか、改造するとかいうことは、きわめて大きな手数と労力を要することになる。そこで、加熱用電気入力線を外部で切り換えるだけの方法で、試験部加熱管の l/d の値を少くとも 50, 100, 200 の三段階に変えられる装置を設計製作した。しかし後に実験の進行に伴ない、本研究の目的とする事項の解明のためには $l/d = 25$ の場合のテストが不可欠（後述 4.2 節参照）となったので、前記の困難にもかかわらず敢えて試験部の改造をおこない、その結果、少くとも $l/d = 25, 50, 100, 200$ の四段階に変えられるものとした。

2.2 不純異種気体の凝固によるループ閉塞問題

本研究の実験装置は最初、2.1 節に述べた流量計および試験部を含む一つの閉ループ内

をヘリウムが循環する方式をとり、その駆動力は流量計の後流に設置したオイルレス圧縮機によって与える設計であった。そして、この種の圧縮機からヘリウム・ガスが吸収する可能性のある不純異種気体を除去するため、圧縮機の後流にクリーン・ユニットを設置した（不純気体から自由なダイヤフラム式圧縮機は予算の関係で使用できなかった）。

上記の設置は、液体窒素を作動流体とした予備実験においては何の問題も生じなかった。しかし次いで液体ヘリウムによる試運転に移った時、思いがけず大きな障害が発生した。すなわち、装置の運転開始後しばらくすると試験ループが必ず閉塞してしまうことで、これは試験流体のヘリウム中に含まれた不純気体がループ内の極低温部で凝固するためと考えられた。この障害の除去のため、クリーン・ユニットの性能向上など、いろいろの試みをおこない、多くの時間と労力をかけて努力したが失敗に終わった。なおその際、一つの試みとして、ヘリウム・ガス・ボンベからの新鮮なヘリウム・ガスをしばらくの間、ループ内を通すことにより、ループ内およびクリーン・ユニット内を洗浄することも試みてみたが不成功であった。そして結局、オイルレス圧縮機を使用する限り、前記の障害は除去できないと結論せざるを得なかった。

その結果、圧縮機による試験流体循環方式は中止せざるを得なくなり、それに代替する方式として、ヘリウム・ガス・ボンベから連続的に試験部に供給される新鮮なヘリウム・ガスを試験流体として使用することとし、かつ試験部から流出するヘリウムはそのまま外部へ捨てる方式に変更した。この場合、実験に必要なヘリウム使用量が当然ふえる。しかしながら、冷却用液体ヘリウムの損失量に比べると比較的少ない（最大、約10%程度）ものであって、なんとか耐えられる実験方式であったということが出来る。

2.3 断熱性能維持の問題

実験装置については、予備実験の結果、なおもう一つの重大な問題が見出された。すなわち何度か運転を継続しているうち、冷却用液体ヘリウム（液体ヘリウム・クライオスタット内に貯えている）の消費量が急に増加するに至り、その原因は、液体ヘリウム・クライオスタット周りの真空断熱壁内の真空度の劣化によるものと推定された。当初、この問題の可能性にやや配慮を欠いたことと、また特に予算の関係から、上記の断熱壁内の真空度の計測ならびに排気装置の設置を省略していた。しかし、現実に前記の事態に直面したので、真空計を設置し、必要に応じて高真空ポンプ（ロータリ・ポンプと油拡散ポンプを接続したもので到達真空度は 10^{-6} Pa）によって断熱壁内の排気をおこなうこととし、これ

によって上記の問題を解決することが出来た。

2.4 実験装置の概略

2.2節、2.3節に述べた事柄を経たのち最終的に確定した実験装置に関し、その概観を図2の写真に、またそのループ線図を図3に示す。図3において、右下端のヘリウム・ガス・ポンベから圧力調整器、流量計を通して流れるヘリウム・ガスは、それ以後、太線で示すループに沿い矢印の方向に流れる。そしてまず液体窒素クライオスタット内で予冷され、次いでフィルタを経て液体ヘリウム・クライオスタットに流入、そこで液化されてからテストチャンバ（内部の詳細は後述2.5節参照）に入る。テストチャンバ内で限界熱流束の測定がおこなわれた後、これから流出するヘリウム気液二相流は、その後、液体ヘリウム・クライオスタットおよび液体窒素クライオスタットのそれぞれの内部にある再生式熱交換器において、ガス・ポンベからの新鮮なヘリウム・ガスを冷却した後、自身は気化し、最後に圧力制御弁を経て大気中に放出される。なお、このループに沿う各部分の詳細については下記のごとくである。

①ヘリウム・ガス・ポンベ：内容積 0.047m^3 、初期ガス圧力 14.7MPa のポンベ3本を並列接続、またヘリウム・ガスの純度は 99.99% である。②圧力調整器：二段式圧力調整器で、二次側圧力は $0\sim 0.98\text{MPa}$ まで調整可能である。③流量計：面積式流量計で、 $8.33\times 10^{-6}\sim 8.33\times 10^{-5}\text{kg/s}$ 、かつ精度はフルスケールの 3% である。④液体窒素クライオスタット：ヘリウム・ガス冷却用の液体窒素を貯える部分の内容積は約 0.017m^3 で、その部分と外部との間は真空断熱される。⑤液体ヘリウム・クライオスタット：冷却用の液体ヘリウムを貯える部分の容積は約 0.030m^3 であり、そのまわりに真空断熱壁があり、さらに断熱用液体窒素（この部分の容積は約 0.034m^3 ）がかこみ、最後に外部との間を真空断熱している。2.3節に記したように、この真空断熱壁の真空度は大切で $10^{-3}\sim 10^{-4}\text{Pa}$ 程度を維持するようにした。⑥テストチャンバ上流圧力計：ブルドン管式精密圧力計（ $0\sim 0.39\text{MPa}$ 、精度はフルスケールの 0.15% ）でゲージ圧を与える。なお、この個所のヘリウムの絶対圧の算出に必要な大気圧はフォルトン気圧計によって測定している。⑦圧力制御弁：微調整用ニードル・バルブで限界熱流束の設定圧力の調整に用いる。⑧逃がし弁：実験終了後、ループ内に残存する液体ヘリウムの気化によって生じ得る圧力上昇を防止するために設けたものである。

2.5 テストチャンバの詳細

図3の液体ヘリウム・クライオスタット内の液体ヘリウムのプール中に沈めたテストチャンバは外径50mm, 長さ450mmの円筒で, その内部は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ Pa 程度の真空にして周囲と真空断熱をおこなっている。このテストチャンバの内部の詳細を図4に示す。太い矢印で示すようにテストチャンバ下端から流入する液体ヘリウムは, 予熱器で温度調整後, 加熱管(試験部)に入り限界熱流束の実験をおこなった後, 上端から流出する。なお各部の詳細は下記のごとくである。

①予熱器: 試験流体の流れる流路パイプの外壁に絶縁マンガニン線(直径0.3mm)を巻いたものである。②ゲルマニウム抵抗温度計: Lake Shore 社製(GR-200B-1000)の校正済のもので加熱管(試験部)入口の流体温度を測定する。③電気入力線: 予熱器のマンガニン線加熱, および加熱管(試験部)の直接通電加熱のための電気入力線(直径1mm銅線)で, 直流安定化電源からの直流を供給する。図4, 5に示すように, これらの電気入力線の切り換えによって, 加熱管の長さ l を少なくとも25, 50, 100, 200mmの四段階に変えられるようにしている。またこれらの入力用銅線は, それを通して生ずる熱伝導による熱侵入を防ぐため, テストチャンバから引き出した後, いったん液体ヘリウムに浸け, その後, 外部に導くようにしている。④クロメル・金鉄(Au-0.07 atomic percent Fe)熱電対: 加熱管の壁温上昇測定のための熱電対で直径0.2mmである。特に限界熱流束状態の検出に用いたのは, 図5に示すTC1(加熱管出口から5mm上流位置)の熱電対である。なおTC2~TC4による温度計測も同時におこなっており, 熱起電力の測定は高精度デジタル電圧計(精度は読み取り値の0.01%)による。⑤サーマル・アンカ: ゲルマニウム抵抗温度計およびクロメル・金鉄熱電対のリード線はサーマル・アンカに固定する。このサーマル・アンカは, 図4にみるごとく中空管で, 上下端をテスト・チャンバ外に出し周囲の冷却用液体ヘリウムを内部に通している。そしてこの方法により, 上記の各種温度計リード線を通じて外部から熱伝導で侵入する熱を吸収して外部へ導いている。⑥ラジエーション・シールド: 厚さ約1mmの水平金属板で, 上方の温度計リード線通過孔から来る放射熱を吸収, サーマル・アンカへ捨てる作用をもつものである。⑦補強棒: 単に加熱管(試験部)の支持を補強するためのものである。

3. 実験および実験結果

3.1 実験方法

まず実験前日の準備として、次の事柄が必要である。すなわち ①液体窒素クライオスタット、および液体ヘリウム・クライオスタットのそれぞれの真空断熱壁を高真空ポンプで排気し、 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ Pa程度の真空にしておく。②液体ヘリウム・クライオスタット内の冷却用液体ヘリウムを貯える部分の予冷のため、ここに液体窒素を充填しておく。③ループ管路内をすべてヘリウム・ガスで十分に置換しておく。

次いで実験当日、①前日充填した液体ヘリウム・クライオスタット内の液体窒素を外部に排出し、そのあとに残る僅かな窒素は、ヘリウム・ガスとの置換によって除く（後述の③のプロセスの際、残存窒素が凝固したりするのを防ぐため）。②液体窒素クライオスタットの内部、および液体ヘリウム・クライオスタットの周壁部分にそれぞれ液体窒素を充填する。③大型の液体ヘリウム・デュワー瓶からトランスファ・チューブを用いて液体ヘリウム・クライオスタット内へ冷却用液体ヘリウムを充填する。この際、液体ヘリウム液面位置はカーボン抵抗式液面計によって測定し、所定の深さまで液体ヘリウムを充填する。

以上の準備を完了後、実験に入るが、この際、①テストチャンバ上流圧力計の示す圧力（これをもって加熱管入口圧力 p として差支えない）は、図3に示す圧力調整器および圧力制御弁で設定値に保持する。②質量速度 G は、図3に示す流量計で設定できるが、なお流量計直後の圧力、温度によって補正した値を使用している。③入口サブクール・エンタルピ ΔH_i は、次の原理によって設定することが出来る。すなわち、テストチャンバに流入して来る液体ヘリウムの圧力、温度、流量等の諸状態は、それらを設定後、予熱器および加熱管の加熱をはじめても変化することがなかった。そこで、まず予熱器の加熱が零の場合、テストチャンバ内のゲルマニウム抵抗温度計の指度から定められる液体ヘリウムのエンタルピ H_p は、予熱器の加熱をはじめた後も常に、予熱器の入口における液体ヘリウムのエンタルピ H_p とみなすことが出来る。そしてこの時、予熱器に加えた加熱用電気入力 W_p 、管内の質量速度 G 、管断面積 A の場合の予熱器出口エンタルピは $H_p + W_p / (GA)$ である。そしてこれは加熱管入口におけるエンタルピとみなして差支えない。従って、設定試験圧力に対応する飽和液体ヘリウムのエンタルピを H_s とすれば、加熱管の入口サブクール・エンタルピ ΔH_i は直ちに $\Delta H_i = H_s - \{H_p + W_p / (GA)\}$ で与えられる。 W_p の値を大きくすると $\Delta H_i < 0$ の場合（二相混合入口条件）も可能である。

3.2 実験の遂行と条件範囲

本研究の初年度は主として実験装置の準備に費し、第2年度から、まず液体窒素を用いて実験装置の試運転を開始、同時に液体窒素の限界熱流束の測定をおこなった。それはL領域（1章はしがき参照）の状態の限界熱流束のみであるが、測定データは、1章に述べた無次元整理の予測にほぼ合致する結果を与え（後述の4.4節参照）、これは本実験装置の試験部および計測方法の妥当性を示すものと考えることが出来た。

次いで液体ヘリウムによる試験運転に移ったが、ここで2.2節、2.3節に記したような障害に遭遇した。そして、これらの問題を克服解決した後、所定の実験条件を保持するための制御法、ならびに計測法などのテストを兼ねて、大気圧下の液体ヘリウムによる限界熱流束の予備実験をおこなった。これは、その目的からいって、系統的な条件下の実験ではなく、従って、ここに得られた実験データ相互の間に脈絡が少なく、研究成果として使用することはできない。しかしながら、絶対零度近傍という実験条件のきびしさ、液体ヘリウムの価格の高さ、等々を考える時、十分な準備なしに本実験にとりかかるべきではないと考え、周倒な予備実験をおこなったものである。

そしていよいよ、本研究の第2年度の終りから第3年度全般にわたって本格的な実験を遂行した。実験圧力としては、1.1節に述べた問題に関連して $p = 0.199 \text{ MPa}$ （ここで気液密度比は $\rho_v / \rho_l = 0.409$ ）に選んだ。これを含めて実験の範囲は下記のごとくである。

圧 力 $p = 0.199 \text{ MPa}$ ($\rho_v / \rho_l = 0.409$)

管 内 径 $d = 1 \text{ mm}$

管長・管径比 $l / d = 25, 50, 100, 200$

質 量 速 度 $G = 11 \sim 108 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

入口サブクール・エンタルピ $\Delta H_i = -3.5 \sim +7.0 \text{ kJ/kg}$

上記の ρ_v / ρ_l および l / d の条件は、図1の上に目盛ると①、②、③、④の4点となるものである。

3.3 特徴的な事項

実験データについて記す前に、本実験で観察された限界熱流束の特徴について述べておく方がよいと考えられる。

①壁温上昇の性格と限界熱流束発生の確認：圧力 $p = 0.199 \text{ MPa}$ の液体ヘリウムは、臨界圧力（ $p = 0.229 \text{ MPa}$ ）の近くにあるためもあって、蒸発潜熱が $H_{fg} = 11.3 \text{ kJ/kg}$ に

すぎない。従って限界熱流束状態が発生しても、通常の流体の場合のような急激な壁温上昇 (temperature excursion) が見られなかった。しかしながら、限界熱流束状態の前後で、加熱管への電気入力に対する壁温の上昇率が相違し、かつ限界熱流束状態の到達以後の壁温には変動が現われ、それらによって限界熱流束状態の発生を確認することができた。

②質量速度 G の増加と限界熱流束の性格変化：質量速度 G がある程度以上大きくなると、限界熱流束発生時の壁温上昇が小さくなり、明確な限界熱流束データが得られなくなった。従って、それ以上の質量速度における実験はおこなわなかった。このように G の増加と共に限界熱流束の発生状況が弱化、不明確になる現象は、1.1 節記載の高圧下フロン R12 の実験^(6,7) で観察された事柄、すなわち G が大なる時に生ずる上流限界熱流束の状況などに関連があるものと推定される。ただ本実験の場合、図 5 に示す熱電対 TC 1 の他、TC 2, TC 3, TC 4 による温度計測も同時におこなっているが、 G の増大と共にすべての熱電対で限界熱流束状態が検出できなくなった。しかし上流限界熱流束はもともと通常の限界熱流束より非常に弱いものであり、従って液体ヘリウムのごとく通常の限界熱流束自体が大変に弱い場合、上流限界熱流束が観察されなかったといっても決して不思議ではないと考えられる。

③ $l/d = 25$ の場合の圧力変動の発生：その原因は把握できていないが、 $l/d = 25$ の場合の実験では、質量速度 G を大にした場合 ($G = 82 \sim 90 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の程度)、ループ管路内にゆっくりした圧力変動 (周期 $20 \sim 30 \text{ s}$) が生じ、これに伴ない G の値も時間的に変動した。ただし、最初、試験部圧力の低い状況下に質量速度 G を所定値まで増加させ、その後、圧力を所定圧力 $p = 0.199 \text{ MPa}$ まで徐々に上昇させてみたところ、圧力変動のない運転を実現できる場合があったことを付記しておく。なお本報で報告する限界熱流束のデータは、圧力変動のない状況下のみで求められたものである。

3.4 実験データ

以上のようにして液体ヘリウムについて得られた限界熱流束の実験データを表 1 に示し、また図 6 ~ 9 に図示した。表 1 には、実験条件 (圧力 p , 管内径 $d = D$, 管長・管径比 $l/d = L/D$, 質量速度 G , 入口サブクール・エンタルピ ΔH_i), 測定値 (限界熱流束 q_c , 管出口クオリティ x_{ex}) の他、 $p, d, l/d, G$ がそれぞれ一定の条件下に ΔH_i を変化させたデータ群に対し式 (1) から最小 2 乗法によって定まる q_{c0} と K の実験値をも示している。そして図 6 ~ 9 に引いた斜線は、この q_{c0} と K の実験値を用いて式 (1) から求めた $q_c - \Delta H_i$

関係である。

なお表1のデータはすべて圧力 $p = 0.199 \text{ MPa}$ (飽和温度 $T_s = 5.02 \text{ K}$) のもので求められており、この時、飽和ヘリウム物の物性値は次のごとくであることを付記する。

$$\begin{aligned} \rho_l &= 99.65 \text{ kg/m}^3, & \rho_v / \rho_l &= 0.4094, \\ \sigma &= 1.810 \times 10^{-5} \text{ N/m}, & H_{fg} &= 11.30 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

4. 実験データの分析

4.1 限界熱流束 q_c の特性

図6～9の各図において、質量速度 G の最高値のデータのみはすべて不規則な性格を示している。そしてこれは、3.3節②項に述べた事柄に関連しており、これらの G の値より大きな G に対しては限界熱流束時の壁温上昇が小さくなり、明確な限界熱流束データが得られなくなる。

次に、上記の高質量速度範囲を除くと、本研究の実験範囲内において、限界熱流束 q_c は入口サブクール・エンタルピー ΔH_i に対し常に直線関係を有していることが見られる。なお図6～9に示す実験データは一部、 $\Delta H_i < 0$ (二相混合入口条件) のものも含んでいるが、少なくとも測定範囲内では、 $\Delta H_i > 0$ 、 $\Delta H_i < 0$ によって特性の変化は生じていないと見てよいようである。

4.2 基礎限界熱流束 q_{co} の実験値と予測値の比較

表1に示す基礎限界熱流束 q_{co} の実験値 (これは図6～9の斜線が $\Delta H_i = 0$ においてとる q_c の値に他ならない) を、式(2)～(4)、(6)の与える予測値と比較した結果が図10～13である。 l/d が大きい場合、実験データは統計的に予測値とやや大きな偏りを示すものの、図10～13を全体的にみて実測値と予測値の対応はかなり良いとみることが出来よう。

これらの実験データにおいて、特に注目すべき重要事項は、 $l/d = 25$ および 50 の場合、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ の小さな領域で実験データが式(4)ではなく式(6)の方に合致していることである。実はさきに2.1節に述べたように、本研究では最初 $l/d = 25$ の実験は計画していなかったが、図11に示す $l/d = 50$ のデータのみでは上記の事実の確認に必ずしも十分でないので、 $l/d = 25$ の実験をも遂行してみたわけである。もちろん、それでもまだ実験データ数が十分とは言えないが、少なくとも図10、11のデータに関する限り、式(6)の方に合致するという上記の事柄を認めてよいように思われる。

ただ本研究では、2.5節記載のごとく、管出口より5mm上流位置の熱電対で限界熱流束発生が検出されている。従って実質的な管長としては、実際の管長 l の代りに $l^*=l-5$ をとるべきではないかという問題がある。そして、この影響がもしありとすれば、 $l=25, 50, 100, 200$ mmの中で $l=25$ mmの場合が最も大きい筈である。そこで $l=25$ mmの場合に対し、 l の代りに l^* を用い、実験値と予測値について図10と同じ比較をおこなったのが図14であるが、図11と図14の間に特に有意の差が生じているとは言えないであろう。

4.3 討 論

前節に得られた結果は、他の通常流体と同じく液体ヘリウムにおいても、 ρ_v/ρ_l が高く、かつ質量速度 G が高いときは高圧特性を示すという重要な結論を導く。しかも既存の液体ヘリウムの実験データでは否定されていた $l/d \leq 50$ の領域で、その事実が示されている。従って1.1節に記した水およびフロンR12, R22, R115に対して液体ヘリウムも同じふるまいをするということになる。そして、この点から言えば、1.1節の終りに記した二つの可能性(a), (b)のうち、まず(a)は正しくないと結論される。

しかしながら、ここで忘れてならない、もう一つ重要な事柄がある。そしてそれは図6～図9にみたように、 G が大になると限界熱流束 q_c が弱くなり、実質上 q_c の測定が不能になることである。そしてそのため、図10, 11において $\sigma \rho_l / G^2 l$ の値がもっと小さい状況下のデータが得られないことになる。換言すれば、液体ヘリウムの場合、式(6)の予測値に合致する実験データが存在するものの、それらは、 $\sigma \rho_l / G^2 l$ のごく限られた範囲でしか測定されず、そこではまだ式(4)の予測値との間に著しい相違を生じない。そして、この点から言えば、既存の液体ヘリウムの実験データから高圧特性が見出されなかったことも、それなりの理由があったと言い得るわけで、従ってこの点から見れば、1.1節の終りに記した第二の可能性(b)の方も、必ずしも100パーセント真実をついたものとは言えない事情を含んでいる。

ただ最後に、明確な限界熱流束状態を示す質量速度 G に上限値がある問題に関連して、次の事柄にだけは一応留意しておく必要がある。すなわち本研究も含めて円管内の液体ヘリウムの限界熱流束の実験は普通 $d=1\sim 2$ mm程度の非常に細い管でおこなわれている。気液密度比 ρ_v/ρ_l が高いので、これは余り問題にならぬように考えられるものの、それでもやはり、もし、もっと大きな直径の円管の場合にどうなるかの問題は残っている。もっとも文献⁽⁵⁾の研究によれば、フロンR12に対し $\rho_v/\rho_l=0.306$ の場合、 $d=3$ mmおよ

び $d = 5\text{mm}$ によって質量速度 G の上限値に差異は出ていないことを記しておこう。

4.4 付 記 (液体窒素の実験データについて)

参考までに、本研究の予備実験で得られた液体窒素の限界熱流束 q_c の実験データを図15に示す。これは圧力 $p = 0.220\text{ MPa}$ の場合で、気液密度比は $\rho_v / \rho_l = 0.0122$ とかなり低く、従って本研究で問題とした高圧特性とはまったく関係のない条件下のデータである。従ってまた、図6~9の場合に比べてかなり大きな質量速度 $G = 328\text{ kg/m}^2\text{s}$ においても限界熱流束の弱化、不明確化現象は生じていない。なお図15の各データ群からそれぞれ得られる基礎限界熱流束 q_{c0} の実験値を、式(2)~(4)、(6)の予測値と比較した結果が図16である。すなわち実験値は、式(2)によって q_{c0} が予測される L 領域にあり、かつ予測値の一致は非常に良好であることがわかる。

5. 結 論

本研究の結果をまとめると下記のごとくである。

(1) 本研究では、かなり高い気液密度比 $\rho_v / \rho_l = 0.409$ の条件下の液体ヘリウムの円管内限界熱流束 q_c の実験をおこない、内径 $d = 1\text{ mm}$ 、管長・管径比 $l / d = 25, 50, 100, 200$ の場合に対し、入口サブクール・エンタルピ $\Delta H_i / H_{fg} = -0.31 \sim +0.62$ の範囲で系統的な実験データを求めた。そして質量速度 G がある値以上になると限界熱流束が弱く不明確になること、一方、それ以下の質量速度 G では、少くとも本研究の測定範囲内で q_c と ΔH_i が直線関係になるという結果を得た。

(2) $l / d = 25$ および 50 において、質量速度 G が大きい場合の実験データが式(4) (N領域)ではなく式(6) (HP領域)の予測値の方に合致する結果を得た。そして、このことは、水、フロン R12, R22, R115 に関してすでに知られているのと同じ高圧特性を、液体ヘリウムも示すことに他ならず、従って限界熱流束に関して液体ヘリウムを特殊流体と見るべきではないという結論が得られる。

(3) しかしながら、上記(1)項に述べたように、明確な限界熱流束状態に対しては質量速度 G に上限値が存在する問題があり、特に液体ヘリウムでは、その値が低いため、上記(2)項に述べたHP領域特性を示す実験データは、存在するには存在するものの、ごく限られた条件範囲でしか生ぜず、しかもN領域特性との相違が大きくない範囲内にある。従って、本報以前の既存の液体ヘリウムの実験データから、液体ヘリウムには高圧特性が無いと結

論されることがあったとしても、必ずしも不思議とは言えない状況にあると言える。

(4) 図1に示したHP領域発生基準は、既存の液体ヘリウムの実験データが、 $l/d \leq 50$ の領域で高圧特性を示さないことを考慮して作成されたものである。しかし、文献^{(6),(7)}の研究は、フロンR12, R22, R115について、図1の発生基準に問題があることをすでに示しているだけでなく、本研究の結果、液体ヘリウムに関しても、図1の発生基準には重大な問題があることが判明したわけである。従って、図1の発生基準については、根本的な改訂が必要である。

(5) ほぼ $\rho_v/\rho_l > 0.1$ 程度の高圧領域は他の領域に比べると、限界熱流束に関して未だ十分に開拓されていない領域であるといえる。そして上流限界熱流束、あるいは限界熱流束の弱化・不明確化現象などをも含んで解明すべき問題が残っている。しかし本研究は、この高圧領域の特性について、従来懸案とされていた特に重要な問題に対して明確な解答を与え、同時に液体ヘリウムの限界熱流束について、系統的な実験データを与える結果になっている。

謝 辞

液体ヘリウムの限界熱流束の実験装置の設計立案に際し、航空宇宙技術研究所・角田支所の大塚貞吉氏（前支所長）、鈴木昭夫氏（支所長）はじめ多くの所員の方々、また日立製作所・機械研究所の尾形久直氏から貴重な教示を頂き、なお実験装置の調整および改造に際しては、(株)東理社の献身的な協力を受けた。また、種々面倒な実験の遂行にあたり、東京大学工学部、稗田登、渡辺誠両技官、ならびに学部学生、大久保義則君から多大の援助を得た。これらを特に記して深く謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- (1) Y. Katto, Int. J. Heat Mass Transfer 23, 493-504 (1980).
- (2) Y. Katto, Int. J. Heat Mass Transfer 23, 1573-1580 (1980).
- (3) H. Ogata and S. Sato, Cryogenics 13, 610-611 (1973).
- (4) P. J. Giarratano et al., Adv. Cryogenic Engng 19, 404-416 (1974).
- (5) V. E. Keilin et al., Cryogenics 15, 141-145 (1975).
- (6) Y. Katto and S. Yokoya, Int. J. Multiphase Flow 8, 165-181 (1982).
- (7) Y. Katto and S. Ashida, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 291-296 (1982).
- (8) K. Nishikawa et al., Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 321-326 (1982).

表1. 液体ヘリウム限界熱流束の実験データ

EXPT NO	p	D	L/D	G	ΔH_1	q_c	X_{ex}	q_{co}	K
	MPa	mm		kg/m ² s	kJ/kg	kW/m ²		kW/m ²	
1	0.199	1.0	25	10.47	5.3740	1.1610	0.50570	0.7748	1.0740
2	0.199	1.0	25	10.47	3.5280	1.0230	0.55240		
3	0.199	1.0	25	10.47	1.7770	0.9279	0.62700		
4	0.199	1.0	25	10.47	-0.0683	0.7982	0.68070		
5	0.199	1.0	25	10.47	-1.8920	0.6062	0.67980		
6	0.199	1.0	25	17.46	5.3740	1.2600	0.16300	0.8418	1.0940
7	0.199	1.0	25	17.46	3.5400	1.1630	0.27610		
8	0.199	1.0	25	17.46	1.7170	0.9688	0.33900		
9	0.199	1.0	25	17.46	-0.1061	0.8399	0.43500		
10	0.199	1.0	25	17.46	-1.9190	0.6785	0.51370		
11	0.199	1.0	25	24.48	5.5360	1.4260	0.02558	0.9642	0.9962
12	0.199	1.0	25	24.48	2.9220	1.2140	0.18020		
13	0.199	1.0	25	24.48	0.3317	1.0160	0.33790		
14	0.199	1.0	25	24.48	-2.2490	0.7568	0.47260		
15	0.199	1.0	25	35.02	5.5360	1.6620	-0.06992	1.0910	1.0970
16	0.199	1.0	25	35.02	3.7170	1.4820	0.04556		
17	0.199	1.0	25	35.02	1.8880	1.3180	0.16590		
18	0.199	1.0	25	35.02	0.0780	1.1130	0.27430		
19	0.199	1.0	25	35.02	-1.7390	0.8835	0.37710		
20	0.199	1.0	25	52.97	5.5900	2.0340	-0.15480	1.2740	1.2290
21	0.199	1.0	25	52.97	4.3880	1.9030	-0.07038		
22	0.199	1.0	25	52.97	3.1520	1.7140	0.00742		
23	0.199	1.0	25	52.97	1.9600	1.5380	0.08349		
24	0.199	1.0	25	52.97	0.7238	1.3690	0.16460		
25	0.199	1.0	25	52.97	-0.4781	1.2130	0.24490		
26	0.199	1.0	25	52.97	-1.5040	1.0640	0.31080		
27	0.199	1.0	25	70.84	5.5360	2.5960	-0.16560	1.6840	1.1220
28	0.199	1.0	25	70.84	4.6750	2.4480	-0.10790		
29	0.199	1.0	25	70.84	3.5740	2.3060	-0.02821		
30	0.199	1.0	25	70.84	2.0930	2.0980	0.07686		
31	0.199	1.0	25	70.84	1.1890	1.8400	0.12460		
32	0.199	1.0	25	70.84	0.3076	1.7130	0.18670		
33	0.199	1.0	25	70.84	-0.6051	1.5950	0.25280		
34	0.199	1.0	25	70.84	-1.5530	1.4210	0.31490		
35	0.199	1.0	25	82.01	6.0000	3.1550	-0.19050	2.1510	0.8973
36	0.199	1.0	25	82.01	4.4400	2.9150	-0.07836		
37	0.199	1.0	25	82.01	2.8770	2.6770	0.03426		
38	0.199	1.0	25	82.01	1.3360	2.3790	0.13840		
39	0.199	1.0	25	82.01	-0.2109	2.0970	0.24490		
40	0.199	1.0	25	89.51	5.3740	3.3210	-0.14720	-----	-----
41	0.199	1.0	25	89.51	4.6600	3.2430	-0.09176		
42	0.199	1.0	25	89.51	3.9490	3.3230	-0.02093		
43	0.199	1.0	25	89.51	3.2440	3.4980	0.05875		
44	0.199	1.0	25	89.51	1.1120	3.3300	0.23080		
45	0.199	1.0	25	89.51	-0.5049	3.0720	0.34830		

表1. 液体ヘリウム限界熱流束の実験データ (つづき)

EXPT NO	p	D	L/D	ρ	ΔH_f	q_c	X_{ex}	q_{co}	K
	MPa	mm		kg/m ² s	kJ/kg	kW/m ²		kW/m ²	
46	0.199	1.0	50	10.52	2.3900	0.6545	0.88960	0.5348	1.1040
47	0.199	1.0	50	10.52	-0.6638	0.5133	0.92230		
48	0.199	1.0	50	10.52	-2.6390	0.3888	0.88760		
49	0.199	1.0	50	17.58	5.0300	0.9419	0.50310	0.6460	1.0330
50	0.199	1.0	50	17.58	1.3800	0.7307	0.61350		
51	0.199	1.0	50	17.58	-0.4120	0.6192	0.65980		
52	0.199	1.0	50	17.58	-2.2590	0.5128	0.71610		
53	0.199	1.0	50	24.49	5.8480	1.1310	0.29980	0.7310	1.0510
54	0.199	1.0	50	24.49	3.1960	0.9436	0.39910		
55	0.199	1.0	50	24.49	0.5800	0.7718	0.50640		
56	0.199	1.0	50	24.49	-1.6900	0.6167	0.59520		
57	0.199	1.0	50	35.25	5.8480	1.2320	0.10100	0.7838	1.0850
58	0.199	1.0	50	35.25	4.0220	1.0800	0.18630		
59	0.199	1.0	50	35.25	2.2180	0.9425	0.27690		
60	0.199	1.0	50	35.25	0.3901	0.8120	0.37310		
61	0.199	1.0	50	35.25	-1.3670	0.6915	0.46810		
62	0.199	1.0	50	35.25	-3.1140	0.5462	0.54980		
63	0.199	1.0	50	53.11	5.4280	1.6780	0.07884	1.0410	1.3060
64	0.199	1.0	50	53.11	4.2050	1.5610	0.14800		
65	0.199	1.0	50	53.11	3.0160	1.3910	0.19660		
66	0.199	1.0	50	53.11	1.8080	1.2820	0.26720		
67	0.199	1.0	50	53.11	0.5855	1.1310	0.32500		
68	0.199	1.0	50	53.11	-0.5499	0.9478	0.36450		
69	0.199	1.0	50	71.10	5.4280	2.3410	0.10230	1.3990	1.4300
70	0.199	1.0	50	71.10	3.6090	2.0590	0.19310		
71	0.199	1.0	50	71.10	1.8130	1.7360	0.27170		
72	0.199	1.0	50	71.10	0.9488	1.5620	0.30480		
73	0.199	1.0	50	71.10	0.0226	1.3890	0.34370		
74	0.199	1.0	50	89.30	4.5600	2.6270	0.11710	1.4930	1.8380
75	0.199	1.0	50	89.30	3.1060	2.1930	0.15970		
76	0.199	1.0	50	89.30	1.6750	1.9270	0.23360		
77	0.199	1.0	50	107.60	5.8480	3.5220	0.06181	-----	-----
78	0.199	1.0	50	107.60	5.2470	3.4390	0.10130		
79	0.199	1.0	50	107.60	4.6580	3.3500	0.13880		
80	0.199	1.0	50	107.60	4.0620	3.2680	0.17800		
81	0.199	1.0	50	107.60	3.4690	3.1810	0.21620		
82	0.199	1.0	50	107.60	2.8670	3.1010	0.25630		
83	0.199	1.0	50	107.60	2.2960	3.1030	0.30720		

表 1. 液体ヘリウム限界熱流束の実験データ (つづき)

EXPT NO	p	D	L/D	G	ΔH_i	q_c	X_{ex}	q_{co}	K
	MPa	mm		kg/m ² s	kJ/kg	kW/m ²		kW/m ²	
84	0.199	1.0	100	10.56	5.4280	0.4100	0.89400	0.2663	1.1110
85	0.199	1.0	100	10.56	2.4230	0.3258	0.87760		
86	0.199	1.0	100	10.56	-0.6465	0.2526	0.90390		
87	0.199	1.0	100	10.56	-3.6450	0.1700	0.89240		
88	0.199	1.0	100	17.64	6.9500	0.5347	0.45790	0.3079	1.1850
89	0.199	1.0	100	17.64	3.2940	0.4094	0.53000		
90	0.199	1.0	100	17.64	-0.3000	0.3007	0.62990		
91	0.199	1.0	100	24.75	6.2490	0.6399	0.36210	0.3906	1.1590
92	0.199	1.0	100	24.75	3.6410	0.5349	0.44280		
93	0.199	1.0	100	24.75	1.0630	0.4398	0.53490		
94	0.199	1.0	100	24.75	-1.5070	0.3264	0.60010		
95	0.199	1.0	100	35.44	5.8480	0.9225	0.40380	0.4978	1.6820
96	0.199	1.0	100	35.44	4.0300	0.7955	0.43790		
97	0.199	1.0	100	35.44	2.2310	0.6778	0.47950		
98	0.199	1.0	100	35.44	0.4195	0.5360	0.49820		
99	0.199	1.0	100	35.44	-1.4090	0.3810	0.50520		
100	0.199	1.0	100	53.51	5.8480	1.1550	0.24650	0.6727	1.3020
101	0.199	1.0	100	53.51	4.6540	1.0150	0.25950		
102	0.199	1.0	100	53.51	3.4580	0.9216	0.30360		
103	0.199	1.0	100	53.51	2.2350	0.8367	0.35570		
104	0.199	1.0	100	53.51	1.0410	0.7554	0.40750		
105	0.199	1.0	100	53.51	-0.1185	0.6786	0.45930		
106	0.199	1.0	100	71.21	4.5600	1.4690	0.32660	0.8433	1.7900
107	0.199	1.0	100	71.21	3.6550	1.3070	0.32620		
108	0.199	1.0	100	71.21	2.7600	1.2080	0.35620		
109	0.199	1.0	100	71.21	1.8600	1.1080	0.38610		
110	0.199	1.0	100	71.21	0.9487	0.9662	0.39630		
111	0.199	1.0	100	89.38	5.8480	2.0770	0.30500	-----	-----
112	0.199	1.0	100	89.38	5.1290	2.0170	0.34490		
113	0.199	1.0	100	89.38	4.0760	2.0110	0.43570		
114	0.199	1.0	100	89.38	3.7030	1.9450	0.44260		
115	0.199	1.0	100	89.38	2.9770	2.0780	0.55950		
116	0.199	1.0	100	89.38	2.2960	2.0120	0.59360		
117	0.199	1.0	100	89.38	1.5900	2.0140	0.65690		

表1. 液体ヘリウム限界熱流束の実験データ (つづき)

EXPT NO	p	D	L/D	G	ΔH_i	q_c	X_{ex}	q_{co}	K
	MPa	mm		kg/m ² s	kJ/kg	kW/m ²		kW/m ²	
118	0.199	1.0	200	10.54	5.8480	0.1959	0.79830	0.1176	1.2790
119	0.199	1.0	200	10.54	2.7750	0.1574	0.81160		
120	0.199	1.0	200	10.54	-0.2713	0.1067	0.74070		
121	0.199	1.0	200	10.54	-3.2450	0.0783	0.81310		
122	0.199	1.0	200	17.59	5.8480	0.3131	0.74260	0.1779	1.5210
123	0.199	1.0	200	17.59	2.1850	0.2398	0.77170		
124	0.199	1.0	200	17.59	-1.4400	0.1386	0.68520		
125	0.199	1.0	200	24.59	5.4280	0.3963	0.66060	0.2259	1.6190
126	0.199	1.0	200	24.59	2.6080	0.3132	0.67090		
127	0.199	1.0	200	24.59	0.1416	0.2411	0.68160		
128	0.199	1.0	200	24.59	-2.3820	0.1405	0.61530		
129	0.199	1.0	200	35.31	5.8480	0.5226	0.53020	0.3183	1.2440
130	0.199	1.0	200	35.31	4.0180	0.4571	0.56090		
131	0.199	1.0	200	35.31	2.2100	0.3967	0.59980		
132	0.199	1.0	200	35.31	0.4088	0.3399	0.64530		
133	0.199	1.0	200	35.31	-1.4350	0.2627	0.65370		
134	0.199	1.0	200	52.64	6.2490	0.7875	0.50610	-----	-----
135	0.199	1.0	200	52.64	5.0280	0.7045	0.50250		
136	0.199	1.0	200	52.64	3.8120	0.6664	0.55890		
137	0.199	1.0	200	52.64	2.6100	0.7448	0.77070		
138	0.199	1.0	200	52.64	1.3670	0.7848	0.93450		

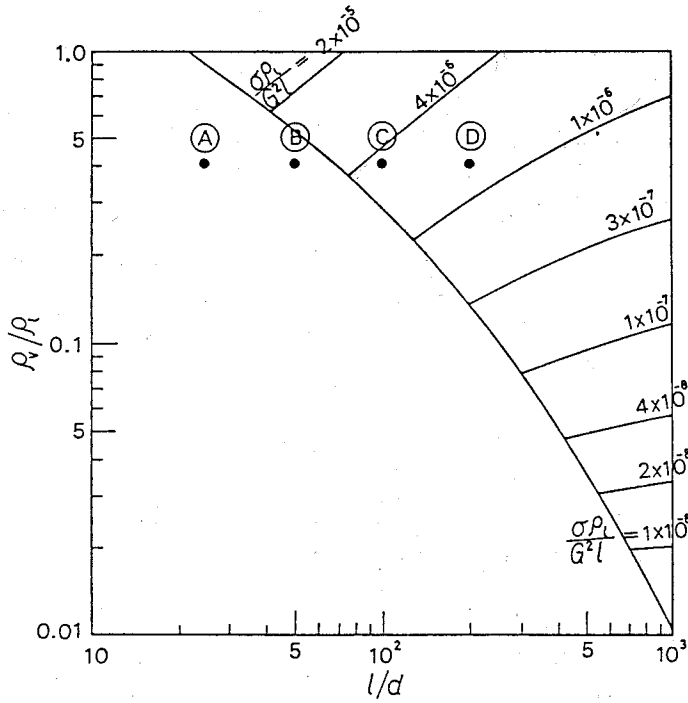


図1. HP領域の発生基準

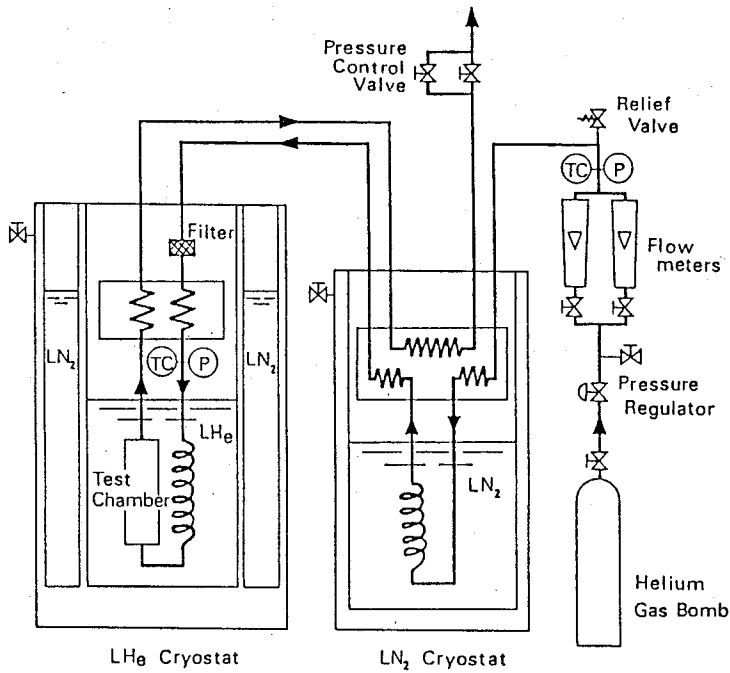


図3. 実験装置のループ線図 (TC: 熱電対, P: 圧力計)

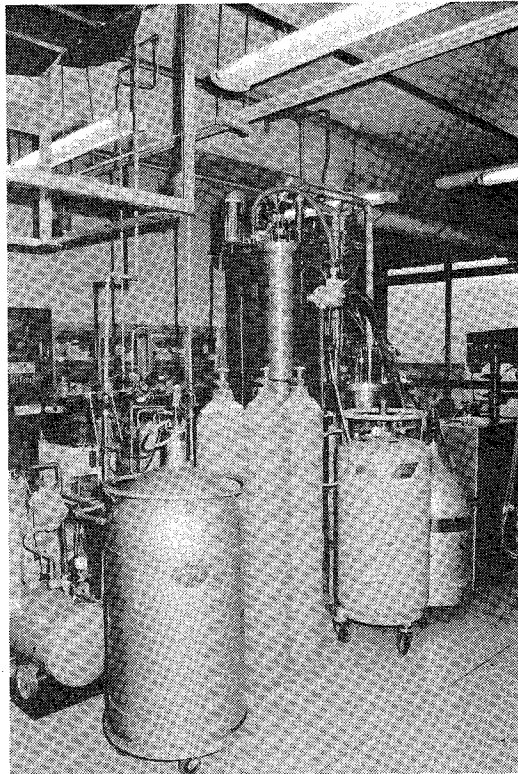
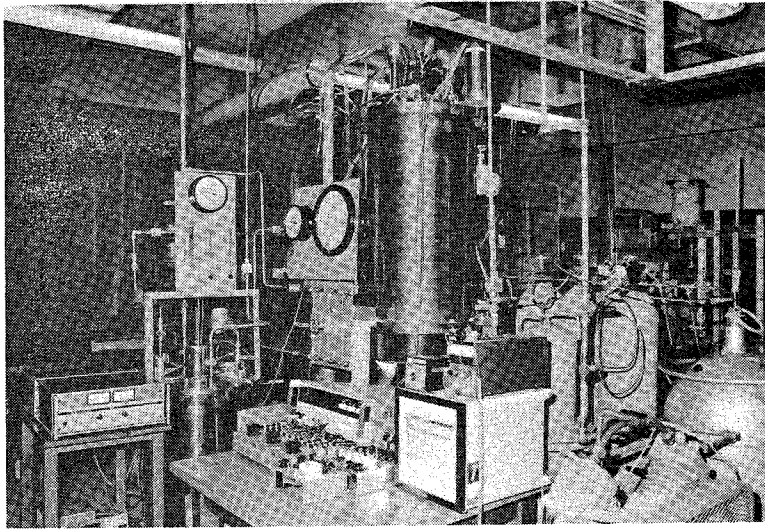


図 2. 実験装置概観

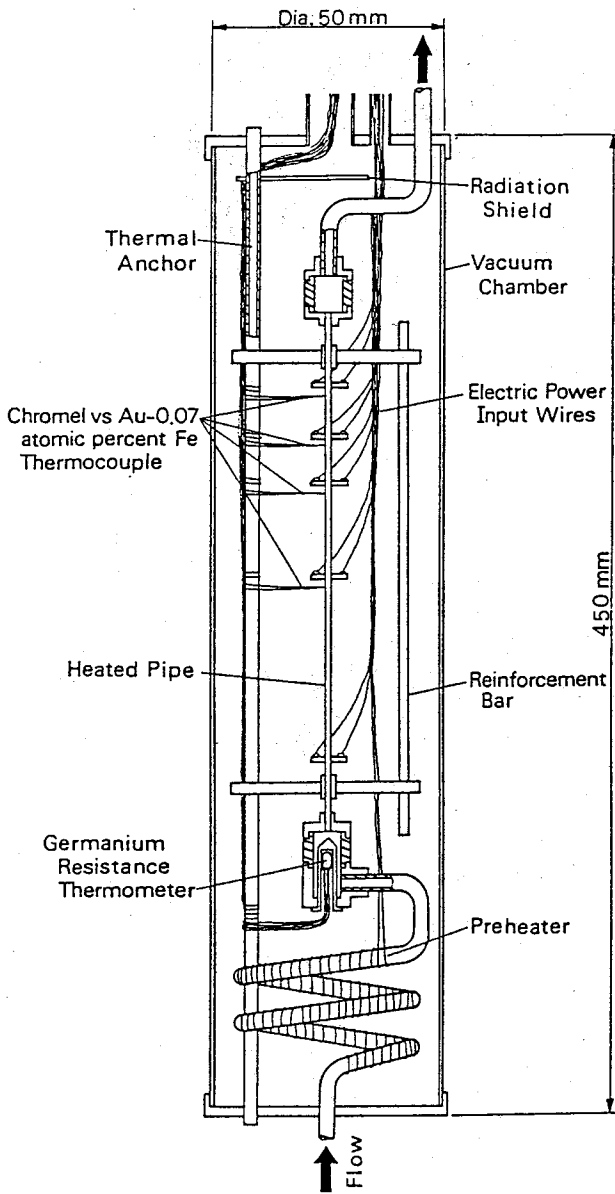


図 4. テストチャンバ

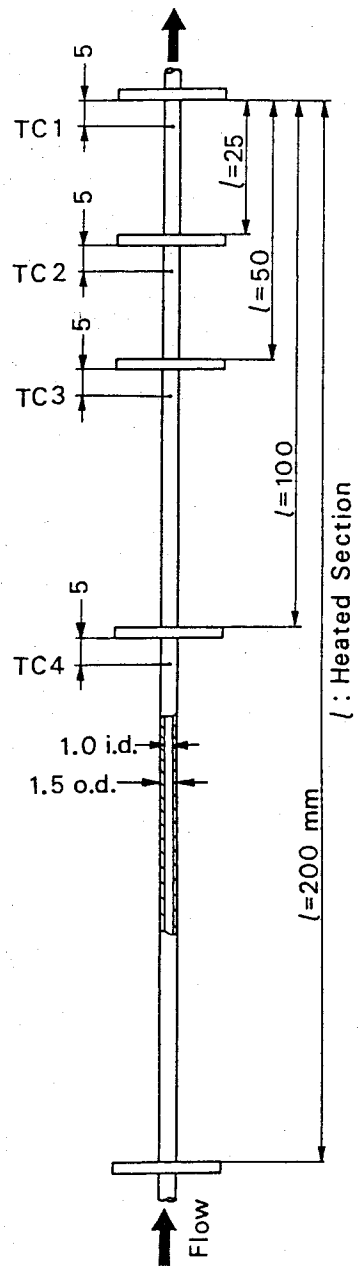


図 5. 加熱管(試験部) (TC: 熱電対)

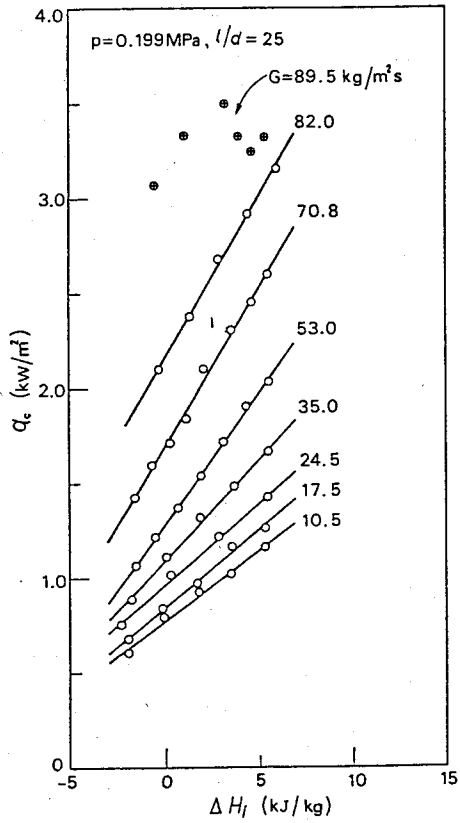


図 6. 液体ヘリウムの限界熱流束の実験データ ($l/d = 25$)

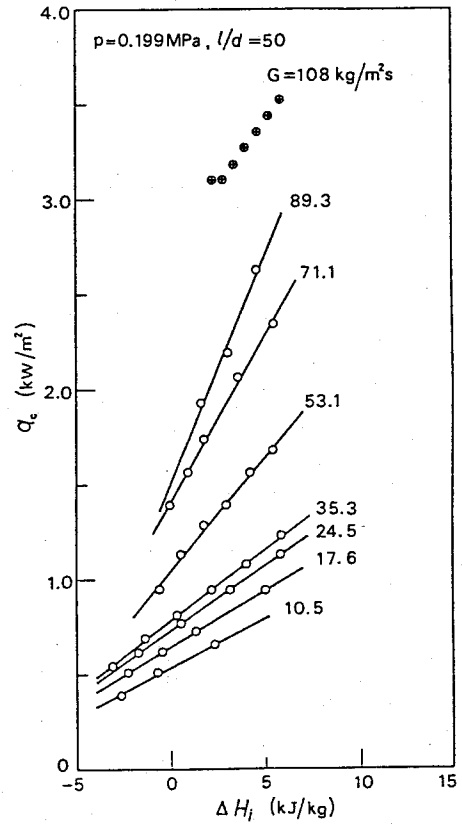


図 7. 液体ヘリウムの限界熱流束の実験データ ($l/d = 50$)

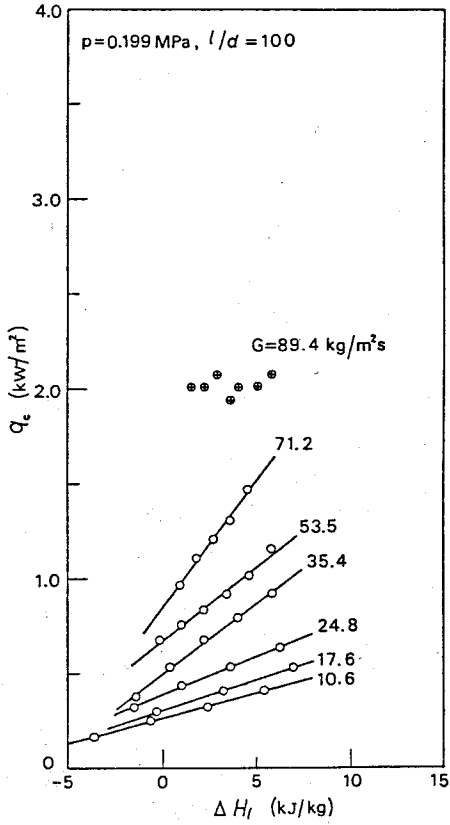


図8. 液体ヘリウムの限界熱流束の実験データ ($l/d = 100$)

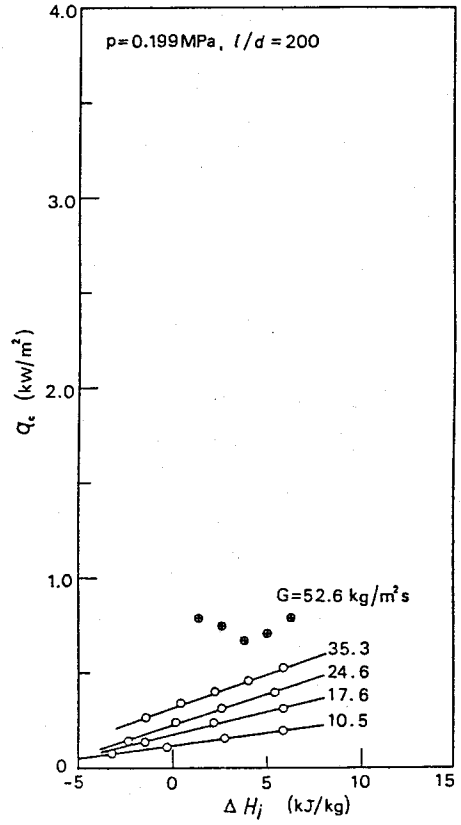


図9. 液体ヘリウムの限界熱流束の実験データ ($l/d = 200$)

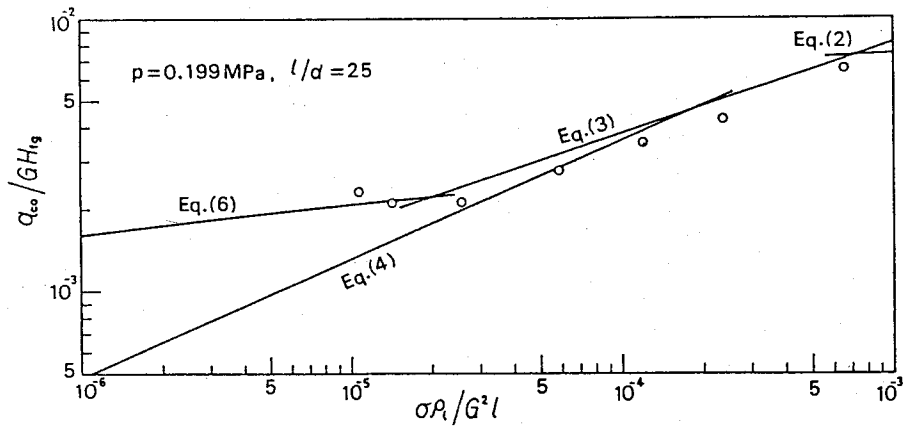


図10. q_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d = 25$)

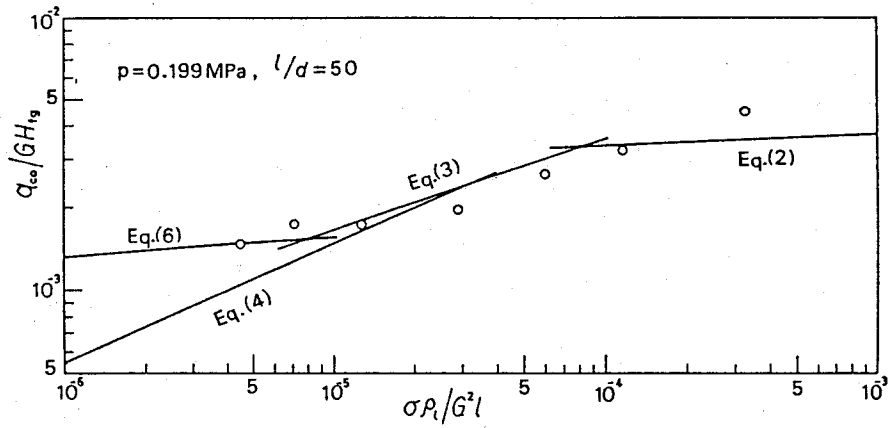


図11. q_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d = 50$)

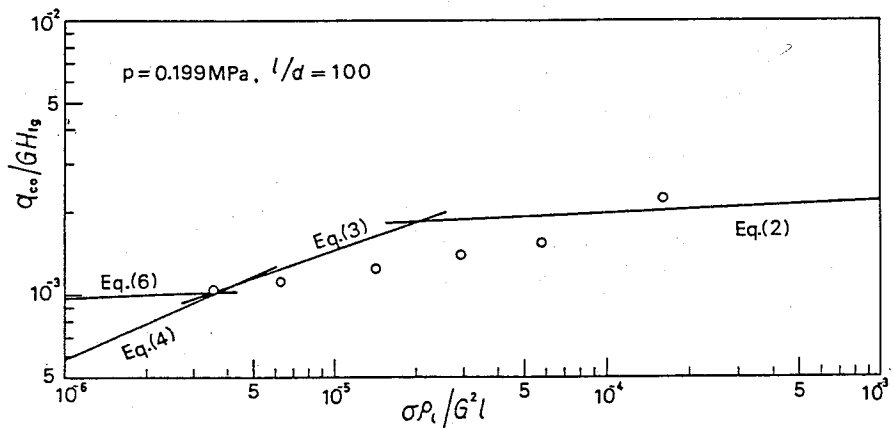


図12. q_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d = 100$)

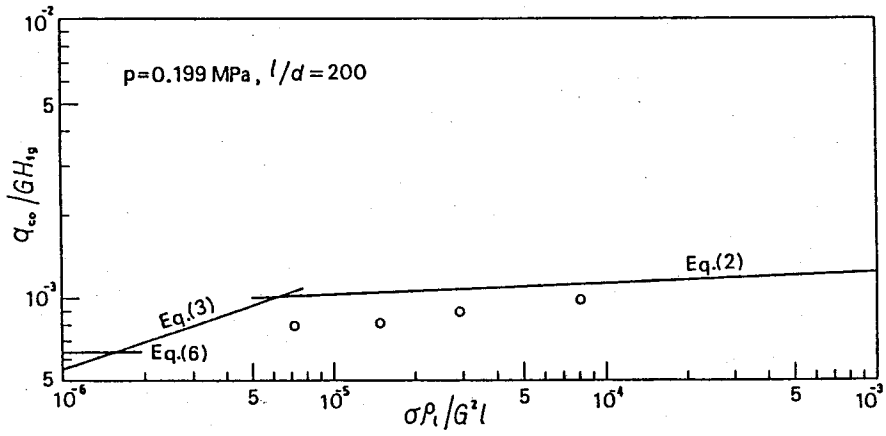


図13. q_{co} の実験値と予測値の比較 ($l/d = 200$)

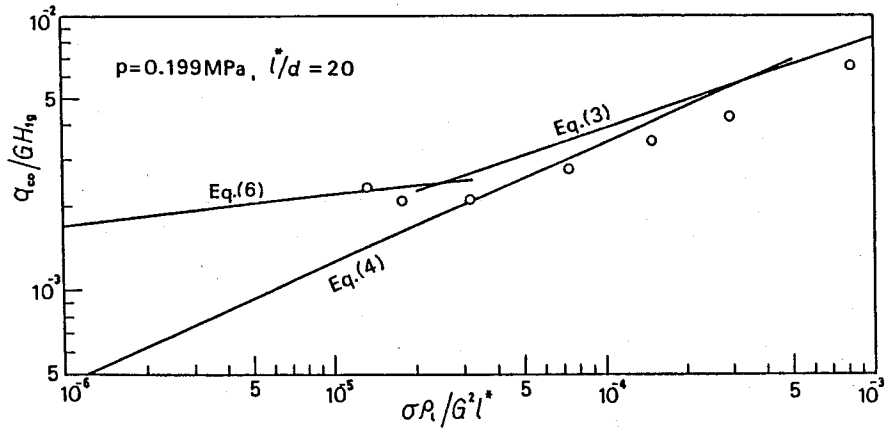


図14. 熱電対が管出口上流 5 mm の位置にあるために生じ得る影響の検討

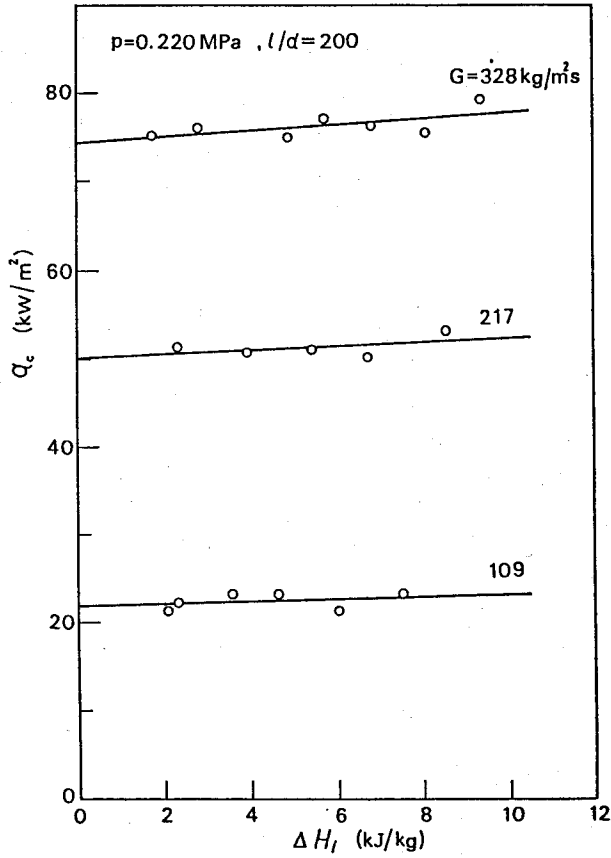


図15. 液体窒素の限界熱流束の実験データ ($l/d = 200$)

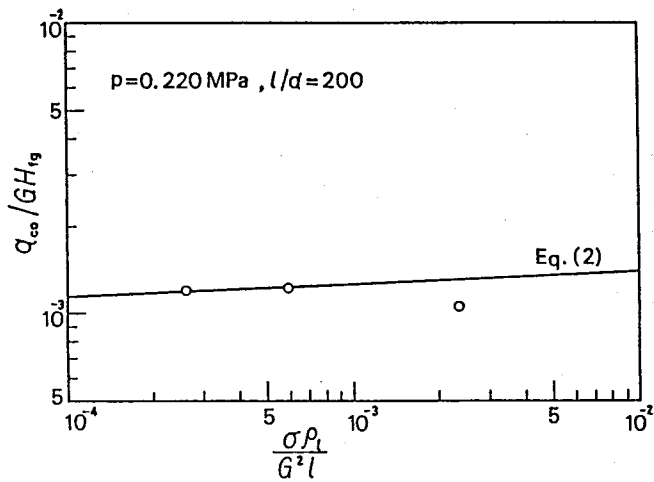


図16. $q_{c,co}$ の実験値と予測値の比較 (液体窒素, $l/d = 200$)

