

協会創立50周年記念出版

冷媒熱物性値表 (R22蒸気表)

日本冷凍協会 冷媒蒸気表委員会編

<A4> 130 ページ 上製箱入 圧力エンタルピ線図特大版添付

定価 3,800 円 (会員価 3,500 円) 送料 400 円

■主な内容:

フロン22の平衡的性質および非平衡的性質を中心として物理的・化学的特性につき、世界各国で実施された研究成果を収集評価したものを、実用上最も便利な形で整理収録した。

信頼し得る熱物性値表とその解説、特大版圧力・エンタルピ線図など、技術者必携のデータブックであり、従来に例をみない広い温度・圧力の範囲を網羅している。

尚、世界各国よりの要望に応えられるよう、和文、英文併記となっている。

■目次:

I. 熱物性値表 P-V-T 性質, エンタルピおよびエントロピ (飽和状態 <温度基準> <圧力基準> <圧縮液体および過熱蒸気>) 定圧比熱, 定容比熱, 比熱比, 音速, 表面張力, 粘度, 動粘度, 熱伝導率, 熱拡散率, プラントル数 圧力エンタルピ線図

II. 解説 物理的性質 (溶解性, 屈折率, 誘電率, 体積抵抗, 絶縁耐力) 化学的性質 (安定性, 共存する物質への影響, 燃焼性, 爆発性, 毒性, 平衡的性質 (P-V-T 性質, エンタルピおよびエントロピ, 蒸気圧, 臨界定数, 比熱, 音速, 表面張力) 非平衡的性質, (粘度, 動粘度, 熱伝導率, 熱拡散率, プラントル数) III. 文献, 品質規格

〒160 東京都新宿区三栄町 8

社団法人 日本冷凍協会 ☎03(359) 5231
振替 東京73841番

ターボ冷凍機

<B5> 323 ページ

高田秋一著 定価 3,800 円 (会員特価 3,500 円)
送料 240 円

■主な内容:

このたびターボ冷凍機製作40年の筆者が、多年の学識と経験との集大成を本書にとりまとめた。内容は短大・高専卒の知識(とくに物理及び数学)があれば充分理解できる程度とし、特に熱力学復習、流れと伝熱の章を設け一層の充実を図るようにした。ターボ冷凍機的设计者、冷凍装置の計画者、設備工事者、保守運転管理者の参考となるのは勿論、随所に演習問題を設けてあるので、冷凍方面を志す学生諸君にも好適である。更に保守運転管理に従事する技術者で、速成的にターボ冷凍機の学習が必要なときは、第1、第9、第10、第11、第12章の順序で読めば、充分に用いたえるよう編集されている。尚このたびの高圧ガス取締法改訂に関係ある部分については、見直しを行ってある。関係技術者必携の書としておすすめする。

■目次:

1. 冷凍サイクルの概念 2. 熱力学の復習 3. 冷媒とライン 4. 多効冷凍と多元冷凍 5. 流れと伝熱 6. 蒸発器と凝縮器 7. 羽根車の理論 8. ターボ圧縮機的设计 9. ターボ圧縮機の構造 10. 補助機器と冷媒配管 11. 特性および制御と自動運転 12. 保守と管理

〒160 東京都新宿区三栄町 8

社団法人 日本冷凍協会 ☎03(359) 5231
振替 東京3-73841番

研究論文

過熱蒸気の水平管内凝縮

Condensation of superheated vapour inside a horizontal tube

藤井 哲*

Tetsu FUJII

本田 博 司*

Hiroshi HONDA

野津 滋*

Shigeru NOZU

川上 修 二**

Shuji KAWAKAMI

Summary

This report deals with the condensation of superheated vapour of refrigerant R11 and R113 flowing inside a horizontal tube. The test tube used is of 21.4 mm in inside diameter and 4 m in length, which is cooled by water flowing in the outside annular space in parallel and/or counter direction. There are represented the distribution of vapour temperature, vapour pressure, wall temperature, cooling water temperature, convective heat flux, condensation rate, void fraction etc. along the tube length, and the cross-sectional distribution of vapour temperature.

From the data, empirical and semi-empirical formulae are derived for the local convective heat-transfer coefficient between vapour and liquid-vapour interface, for the local frictional pressure drop by using the Lockhart-Martinelli parameters, and for the local heat-transfer coefficient of liquid film, which is affected by the condensation rate, shearing stress at the interface and body force. Furthermore, there are shown some examples of the application of these formulae to practical problems, and are discussed the effect of superheating of vapour and the accuracy of the empirical formulae.

1. 緒言

はじめに、単一成分の過熱蒸気が向流の熱交換器内で凝縮する際の一般的特性を考える。図1は蒸気、飽和、管壁および冷却水の温度の管軸方向の分布の概略を示す。図において、 $z=0$ は蒸気入口、 $z=l_1$ は管(内)壁温度が飽和温度と一致する位置、 $z=l_2$ は蒸気温度が飽和温度と一致する位置、 $z=l$ は冷却水入口(凝縮液出口)である。そして、 $0 < z < l_1$ は凝縮なしの対流熱伝達の区間、 $l_1 < z < l_2$ は過熱蒸気の凝縮の区間、および $l_2 < z < l$ は飽和蒸気の凝縮の区間に対応している。

従来の熱交換器の設計においては、 $0 < z < l_1$ の区間に対しては気体に関する対流熱伝達の式を適用し、 $l_1 < z < l$ の区間に対しては飽和蒸気の凝縮に関する式を適用すればよいことになっている。(例えば文献(1)、(2)参照) 実験的研究においても、データを

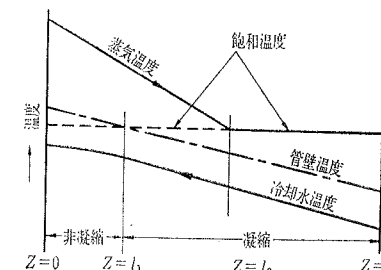


図1 蒸気温度、飽和温度、管壁温度、冷却水温度の管軸方向分布(向流の場合)
Fig. 1 Schematic diagram of the axial distributions of temperatures of vapour, tube wall and cooling water and of saturation temperature for the case of counter flow.

*九州大学生産科学研究所
**九州大学大学院(当時)
原稿受付 昭和52年2月3日

まとめるために同様な取扱いが行われている例がある⁽³⁾。

以上のように、本報の主題である過熱蒸気の凝縮現象があらわれる $l_1 < z < l_2$ の区間は実用上無視されてきた。その理由はこの区間が全体の管長に比して小さい場合が多いこと、および過熱度が小さく、過熱蒸気と飽和蒸気のエンタルピー差が凝縮の潜熱に比して小さいこと、対流伝熱量（顕熱輸送）が凝縮伝熱量（潜熱輸送）に比して無視できる場合が多いことによるものである。しかし、これらの条件が満たされない場合も実際には起り得る。

Jakob ら⁽⁴⁻⁷⁾ は過熱水蒸気の水平および鉛直下降管内凝縮に関して、系統的な実験を行い、液膜の平均熱伝達係数に対する入口蒸気流速の影響が飽和と過熱の場合で異なることを見出した。さらに、彼らは Nusselt の理論を過熱蒸気の鉛直管内凝縮の場合に拡張して、低流量かつ低凝縮量の場合には理論と実験とがよく一致することを示した。その後、Kirschbaum ら⁽⁸⁾ は二重鉛直管の内管外壁上での過熱水蒸気の凝縮の実験を行い、Jakob らと同様の結果を得た。近年 Miropolskiy⁽⁹⁾ らは広範囲の圧力と流量の条件について、水蒸気の鉛直下降管内凝縮の実験を行い、はじめのべた3つの区間について、それぞれ実験式を提案した。彼らの凝縮の式は、液相管内流の熱伝達の式を蒸気速度の増加による壁面せん断力の増加を考慮して、蒸気の乾き度を用いて修正した形になっている。そのほか、過熱蒸気について体積力対流凝縮に関する実験的研究および層流強制対流凝縮に関する理論的研究が発表されているが、それらは管内凝縮に適用することはできない。

本報は冷媒 R11 と R113 の過熱蒸気が内径 21.4 mm の水平管内で凝縮する際の局所的な圧力降下および熱伝達に関する測定を行ない、若干の理論的考察を行い、同じ実験装置で得られた飽和蒸気の場合の諸データとの比較を行なったものである。フロンは凝縮潜熱が比較的小さく、気液両相とも乱流である場合には顕熱輸送量の測定が比較的容易である。しかし、一般的に過熱蒸気の水平管内凝縮においては、気液両相とも温度場と速度場に完全に発達した状態はなく、管軸方向の全域にわたって助走区間の性格をもっている。したがって、理論的取扱いは、さし当り類推によらざるを得ない。

記 号

a : 式 (3-23) の係数

A, B, C : パラメータ 式 (3-39)

c_p : 定圧比熱 (KJ/kg $^{\circ}$ K)

d : 管内径又は内径 (m)

d' : 内管の外径 (m)

d_o' : 外管の内径 (m)

d_e : 環状部の等価直径 $= d_o' - d'$ (m)

f : 気液界面の摩擦係数 式 (3-28)

g : 重力の加速度 (m/s 2)

G : 質量速度 $= 4W/\pi d^2$ 又は $4W_e/\pi(d_o'^2 - d'^2)$ (kg/m 2 s)

Ga : ガリレオ数 $= gd^3/\nu_L^2$

h : 液膜の熱伝達係数 $= q_0/(T_s - T_0)$ (w/m 2 $^{\circ}$ K)

h_c : 冷却水側の熱伝達係数 (w/m 2 $^{\circ}$ K)

h_i : 過熱蒸気の対流熱伝達係数 $= q_i/(T_v - T_s)$ (w/m 2 $^{\circ}$ K)

H : 顕潜熱比 $= c_{pL}(T_s - T_0)/L$

i : エンタルピー (KJ/kg)

i' : 飽和液のエンタルピー (KJ/kg)

i'' : 乾き飽和蒸気のエンタルピー (KJ/kg)

k : 熱伝導率 (w/m $^{\circ}$ K)

L : 凝縮の潜熱 (KJ/kg)

$\dot{m}$: 単位時間、単位面積あたりの凝縮量 (kg/m 2 s)

n : 温度分布のパラメータ

Nu : 液膜のヌセルト数 $= hd/k_L$

Nu_c : 冷却水のヌセルト数 $= h_c d_e/k_c$

$(Nu_{di})V$: 対流熱伝達のヌセルト数 $= h_i d_i/k_v$

Nu_s : パラメータ $= q_i d/k_L(T_s - T_0)$

P : 静圧 (Pa)

Pr : プラントル数

q : 熱流束 (w/m 2)

Q : 伝熱量 (w)

r : 半径 (m)

Re : レイノルズ数 $= \sqrt{\tau_0/\rho_L} \cdot d/\nu_L$

Re_c : 冷却水のレイノルズ数 $= G_c d_e/\mu_c$

$(Re_d)_L$: 液レイノルズ数 $= G_L d/\mu_L$

$(Re_d)_v$: 蒸気レイノルズ数 $= G_v d/\mu_v$

$(Re_{di})_v$: 蒸気レイノルズ数 $= \bar{u} d_i/\nu_v$

St : スタントン数 $= q_i/(c_{pv} \rho_v \bar{u} (T_v - T_s))$

T : 温度 ($^{\circ}$ C)

T_0 : 内壁面温度 ($^{\circ}$ C)

T_o' : 外壁面温度 ($^{\circ}$ C)

ΔT_v : 過熱度 ($^{\circ}$ C)

$\bar{T}_L$: 液の混合平均温度 式 (3-2) ($^{\circ}$ C)

$\bar{T}_v$: 蒸気の混合平均温度 式 (3-3) ($^{\circ}$ C)

T^+ : 無次元温度差

$$= c_{pL} \rho_L \sqrt{\tau_0/\rho_L} (T - T_0)/q_0$$

T_{sub}^+ : 無次元過冷却度

$$= c_{pL} \rho_L \sqrt{\tau_0/\rho_L} (T_s - \bar{T}_L)/q_0$$

u : 蒸気速度 (m/s)

u_i : 吸込み速度 (m/s)

v : 液速度 (m/s)

v^+ : 無次元の液速度 $= v/\sqrt{\tau_0/\rho_L}$

v' : 液速度の変動成分

W : 質量流量 (kg/s)

x : クオリティ

(蒸気の質量流量/全体の質量流量)

y : 半径方向座標 (m)

y^+ : 無次元距離 $= y \sqrt{\tau_0/\rho_L} / \nu_L$

z : 軸方向座標 (m)

$\bar{z}$: 無次元距離 $= z/d$

α : ボイド率 (蒸気空間のしめる断面積/管の断面積)

δ : 液膜厚さ又は管の肉厚 (m)

δ^+ : 無次元液膜厚さ $= \delta \sqrt{\tau_0/\rho_L} / \nu_L$

ε : 粗さの高さ (m)

ε_h : うず温度伝導率 (m 2 /s)

ε_m : うず動粘度 (m 2 /s)

θ : 無次元温度

μ : 粘度 (Pa $\cdot$ S)

ν : 動粘度 (m 2 /s)

ρ : 密度 (kg/m 3)

σ : 表面張力 (N/m)

τ : せん断力 (N/m 2)

τ_i : 界面せん断力 $\cong -r_i(dp/dz)_f/2$ (N/m 2)

τ_0 : 壁面せん断力 $= -r_0(dp/dz)_f/2$ (N/m 2)

φ : 角度

ϕ_v , X_{tt} : Lockhart-Martinelli のパラメータ 式 (3-16), (3-17)

添 字

1, 2 : 断面 1 および 2 における値

b : バルク温度での値、又は体積力が蒸気流によるせん断力より優勢な領域

c : 冷却水、又は計算値

f : 摩擦成分、又は蒸気流によるせん断力が体積力より優勢な領域

i : 気液界面

L : 液 体

m : 運動量成分

0 : 管内壁又は入口

r : 代表値

s : 飽和状態

V : 蒸 気

z : 軸方向成分

φ : 周方向成分

∞ : 管 中 心

$-$: 平 均 値

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図 2 (a) に、試験区間の概略を図 2 (b) に示す。供試流体側は自然循環式の閉ループをなしており、蒸発器①で発生した蒸気は垂直管を上昇し過熱器③に入る。ここで蒸気温度が調節され、混合室④を経て試験区間⑤に入る。凝縮した液は直接受液器⑦に、未凝縮の蒸気は補助凝縮器⑥で完全に凝縮した後に受液器に流下する。その後、乾燥器⑧、ストレーナ⑨、循環流量測定用の歯車式流量計⑩、流量調節弁⑪を経て蒸発器に戻る。

冷却水は冷水タンク⑬より給水循環ポンプ⑭、水量計(ロータメータ)⑮を経て試験区間に入り、供試流体と熱交換を行って冷水タンクに戻る。

試験区間は二重管構造で、内管に供試流体が、環状部に冷却水が流れる。内管は内径 21.4 mm、肉厚 2 mm、外管は内径 34.9 mm の黄銅管である。長さ方向は、500 mm ごとに区切られ、この区間を 8 個つないで試験区間を構成する。そして、入口から順に第 1, 第 2, ……第 8 凝縮区間と名付ける。第 2 と第 3 の凝縮区間の間には蒸気相の半径方向(水平)温度分布測定装置②が、第 5 と第 6 の凝縮区間の間には流動様相観察のサイトグラス④が組み込まれている。

図 3 は 1 つの凝縮区間の例を示す。各凝縮区間の上流側から 130 mm, 380 mm の断面内で、壁温と管中心での蒸気温度を測定した。熱電対の配置を図中に示す。壁温測定には 1 mm 径のクロメル-アルメルシース熱電対を用い、内管外壁上の深さ 1.5 mm、長さ 50 mm の軸方向の溝にろう付けした。それらの熱起電力はデータ収録装置(分解能 1 μ V) に記録した。管中心での蒸気温度の測定には、先端部の素線径 50 μ m、温接点約 0.1 mm 径、スパンの長さ約 2 mm のクロメル-コンスタンタン熱電対を用いた。これら素線の両端は、先端部の素線を約 3 mm 露出させたクロメル-コンスタンタンシース熱電対(素線径 0.32 mm、シース径 1.6 mm)の素線に溶接されている。(熱電対先端部は図 4 (c) と類似の形状である) なお熱電対

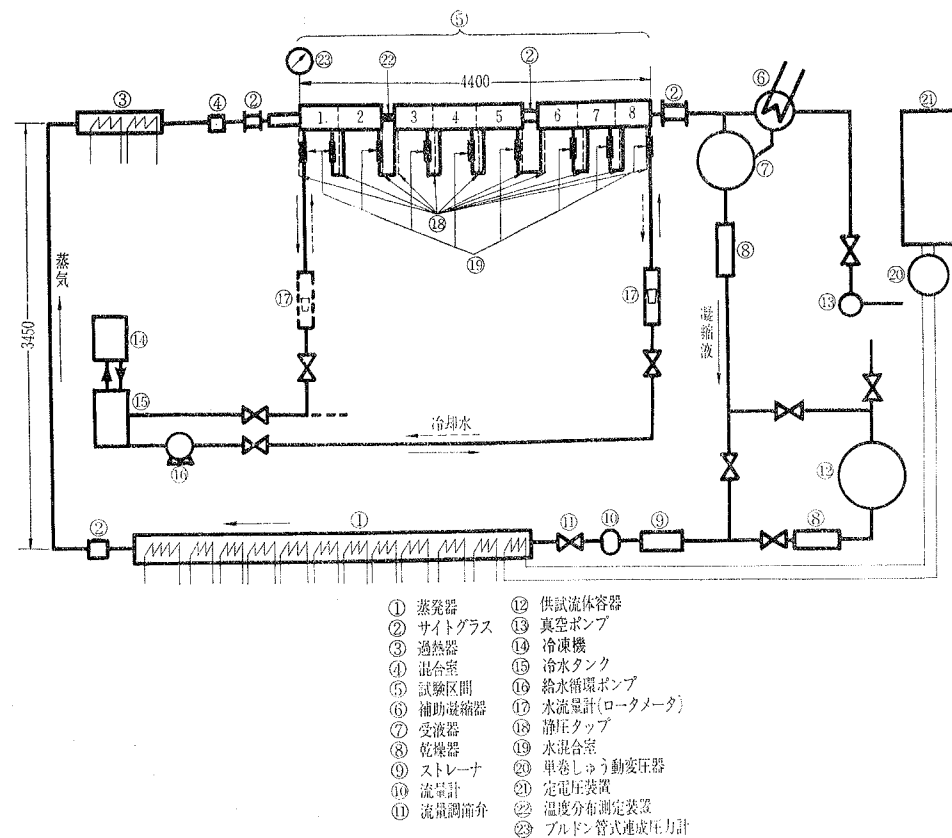
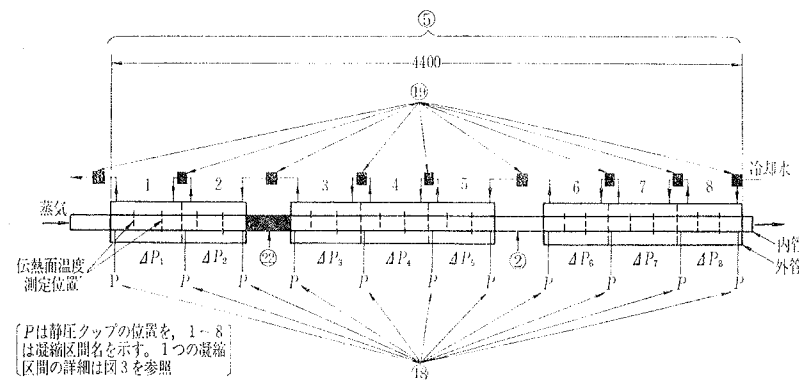


図 2 (a) 実験装置の概略図
Fig. 2 (a) Schematic diagram of experimental apparatus.



は図 3 に示すように斜め下方へとり出すことによって、管壁にそって流下する凝縮液がシースを伝わって温接点に触れないようにしてある。

図 4 は温度分布測定装置の詳細を示す。(a)は軸に直角な断面、(b)は水平断面、(c)は熱電対先端部である。熱電対の移動距離の測定はマイクロメータヘッドで行う。温度検出部は、素線径 50 μ m、温接点約

0.1 mm 径、スパンの長さ約 3.2 mm のクロメル-アルメル熱電対で、これら素線の両端は先端部の素線を約 4.8 mm 露出させたクロメル-アルメルシース熱電対 (素線径 0.2 mm、シース径 1 mm) の素線に溶接されている。熱電対先端部は (b) に示すようにマイクロメータヘッドの中心軸上より約 60 mm 上流にあり、測定位置は第 2 凝縮区間の出口より約 20 mm 上

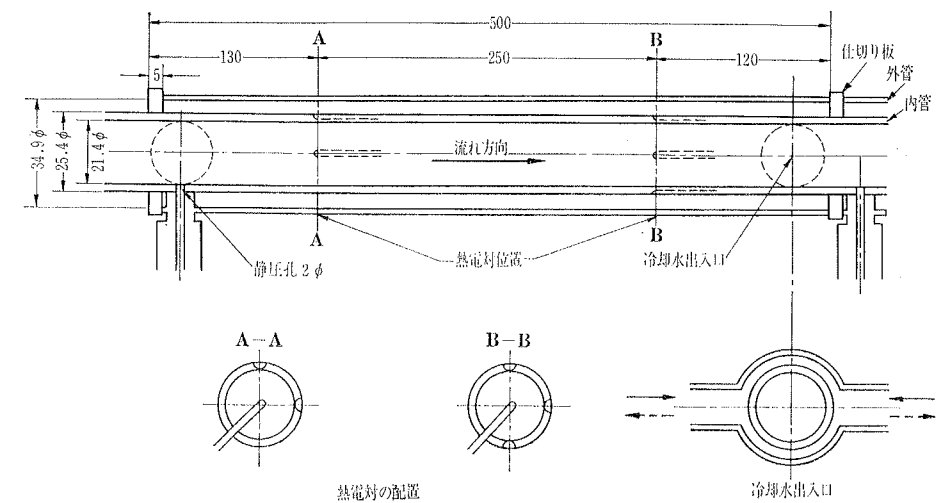


図 3 凝縮区間の例 (第 1 凝縮区間)
Fig. 3 Details of a part of condensing section.

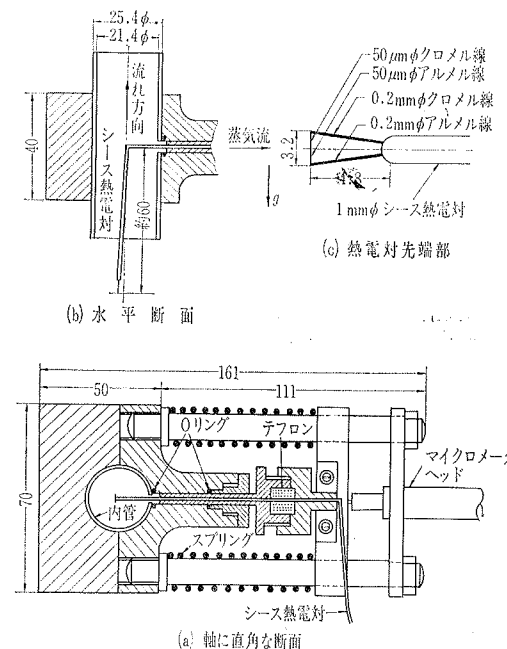


図 4 温度分布測定装置
Fig. 4 Details of traverse equipment for the measurement of radial temperature distribution.
(a) cross-sectional view perpendicular to the axis, (b) cross-sectional view parallel to the horizontal plane, (c) temperature sensor.

流側である。これらの蒸気温度測定用熱電対の熱起電力に、ポテンショメータで適当な負の電位を加えて直流部分を打ち消し、その変動成分をペンレコーダ (ペン速度 0.5 秒/フルスケール) に記録した。熱電対とトラバース装置は電気的に絶縁されており、半径方向

座標原点は熱電対先端部が管壁に触れたときの電気信号により定めた。

冷却水温度の測定には、各凝縮区間の出入口の水混合室⑨に挿入した 4 対直列の銅-コンスタンタン熱電対を用い、それらの熱起電力は高精度デジタル電圧計 (分解能 0.1 μ V) で読みとった。試験区間の入口圧力は、プルドン管式連成圧力計⑬ (測定範囲 0 ~ 500 kpa, 精度 0.15 級) とフォルタン水銀気圧計を用いて測定した。管内の静圧分布は、各凝縮区間入口と、第 2, 第 5 および第 8 凝縮区間の出口の底部に設けた静圧タップ⑱から凝縮液を逆 U 字管マノメータに導びき、1 つの凝縮区間ごとの液柱差から求めた。(水混合室および静圧タップの位置は図 2 (b) 参照)

実験に先だって閉ループ内は真空ポンプ⑬により十分脱気し、その後、供試流体容器⑫とループの間の弁を開いて供試流体を導入する。受液器⑦に十分液をためた後に、ループと供試流体容器とをしゃ断し、所定の条件になるように蒸発器入力 (定電圧装置⑳, 単巻しゅう動変圧器㉑を通して供給される) 冷却水流量 W_c と温度 T_c (冷水タンク⑮内の水温は冷凍機⑭で設定される) および流量調節弁⑪の開度を調節する。定常的な自然循環の状態に達した事を確認した後に、供試流体の流量 W , 試験区間入口圧力 P_0 , 冷却水流量, 各凝縮区間の壁温, 中心軸上の蒸気温度 $T_{v\infty}$ と静圧降下 ΔP , 各凝縮区間の出入口の冷却水の混合平均温度 T_c , ならびに前述の位置での蒸気相の半径方向温度分布を測定した。

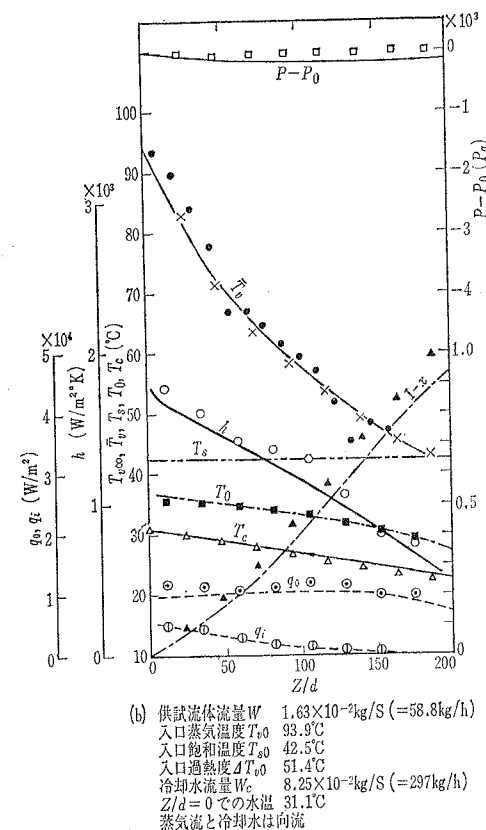
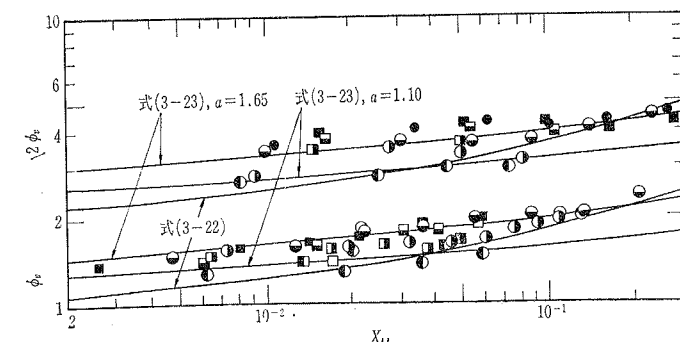


図 6 (b)

壁面温度の代表値 T_0 としては 測定値の 面積平均値 T_w に肉厚補正を加えた次式の値

$$T_0 = T_w + d \cdot q_0 / (k_w (1 + \delta_w/d)) \quad (3.13)$$



式 (3.22) は Soliman ら $\phi_v = 1 + 2.85 X_{it}^{0.523}$
 式 (3.23) は 著者ら $\phi_v = 1 + a X_{it}^{0.2}$
 $G/\Lambda \leq 1.5 \text{ (m/s)}$ で $a = 1.24 \text{ (G/\Lambda)^{0.7}}$
 $G/\Lambda > 1.5 \text{ (m/s)}$ で $a = 1.65$
 入口蒸気が過熱のデータを ϕ_v で、飽和のデータを $2\phi_v$ で示してある。

図 7 圧力降下の特性の比較 (R113)
 Fig. 7 Comparison of X_{it} vs. ϕ_v relation between saturated and superheated vapours. ϕ_v superheated, $2\phi_v$ saturated.

を採用した。

図 6 には試験区間入口での蒸気条件 (流量, 飽和温度, 過熱度) と冷却水の条件 (流量, 水温) を与え, 後述の摩擦圧力降下, 対流熱伝達, 液膜の熱伝達の実験式等を用いて計算した諸量の管軸方向分布を曲線で示してある (計算法は 4.2 節参照)。

データの解析に際して, 液および蒸気の物性値はそれぞれ次式の代表温度 T_{rL} , T_{rV} における ASHRAE の物性値表⁽¹⁴⁾ の値を用いた。

$$T_{rL} = T_0 + 0.3(T_s - T_0),$$

$$T_{rV} = 0.5(T_V + T_s) \quad (3.14, 3.15)$$

この T_{rL} および T_{rV} はそれぞれ層流膜状凝縮および気体の管内乱流熱伝達に関する代表温度のとり方に従ったものである。

3.1 圧力降下

図 7 は入口蒸気条件が飽和と過熱の場合の局所摩擦圧力降下を次の Lockhart-Martinelli⁽¹⁵⁾ のパラメータ ϕ_v 対 X_{it} の関係でプロットしたものである。

$$\phi_v = \left\{ (dp/dz)_f / (dp/dz)_v \right\}^{1/2} \quad (3.16)$$

$$X_{it} = \left\{ (dp/dz)_L / (dp/dz)_v \right\}^{1/2} \\ = \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.1} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \quad (3.17)$$

$(dp/dz)_L$, $(dp/dz)_v$ は次の Colburn の式で計算した。

$$(dp/dz)_L = \frac{-0.184}{Re_L^{0.2}} \frac{G_L^2}{2d\rho_L},$$

$$(dp/dz)_v = \frac{-0.184}{Re_v^{0.2}} \frac{G_v^2}{2d\rho_v} \quad (3.18) (3.19)$$

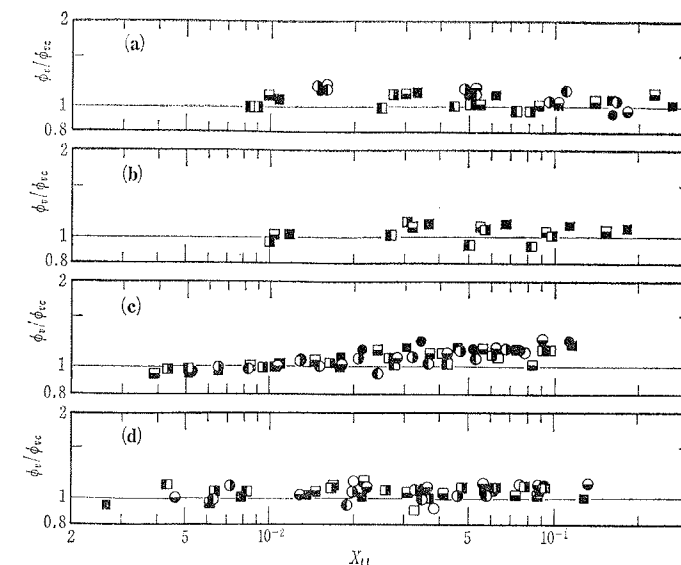
$(dp/dz)_f$ は次式により求めた。

$$(dp/dz)_f = (dp/dz) - (dp/dz)_m \quad (3.20)$$

(dp/dz) は, 実験値をなめらかな曲線で結びその曲線から読み取り $(dp/dz)_m$ は次式により計算した。

$$(dp/dz)_m = \frac{G^2}{\rho_v} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha} + \frac{(1-x)^2}{1-\alpha} \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right) \right] \quad (3.21)$$

図 7 において, 入口蒸気条件が過熱のデータは ϕ_v , 飽和のデータは $2\phi_v$ で区別されている。同図中には断熱二相流に関する Soliman⁽¹⁶⁾ らの式 (式 (3.22)) および著者ら⁽¹⁷⁾ の内径 16mm の水平管による R11 の飽和蒸気の凝縮実験から得た実験式 (式 (3.23)) が



(a) 入口蒸気が飽和の場合, R113 (c) 入口蒸気が過熱の場合, R113
 (b) " " " " R11 (d) " " " " R11

図 8 ϕ_v / ϕ_{vc} 対 X_{it} の関係 (R11, R113)

Fig. 8 Plot of ϕ_v / ϕ_{vc} vs. X_{it} for different conditions.

(a) R113 saturated; (b) R11 saturated; (c) R113 superheated
 (d) R11 superheated at the inlet of test section.

比較のために示されている。

$$\phi_v = 1 + 2.85 X_{it}^{0.523} \quad (3.22)$$

$$\phi_v = 1 + a X_{it}^{0.2} \quad (3.23)$$

ここに $G/\Lambda \leq 1.5 \text{ (m/s)}$ で $a = 1.24 \text{ (G/\Lambda)^{0.7}}$
 $G/\Lambda > 1.5 \text{ (m/s)}$ で

$$a = 1.65, \Lambda = \sqrt{\rho_v \rho_L}$$

図 7 では入口蒸気条件が飽和と過熱の場合の圧力降下特性の差異の有無が明らかでないで、実験値 ϕ_v と式 (3.23) による計算値 ϕ_{vc} との比 ϕ_v / ϕ_{vc} を X_{it} に対してプロットしかえると図 8 を得る。同図において, 飽和と過熱の場合の特性の差異はほとんどなく, 本実験データは X_{it} の大きな領域 (凝縮の進行につれ X_{it} は大きくなる) で計算値より 10% 程度高くなっている。しかしこの領域での圧力降下は小さく, 次章で示すように圧力降下の実験値と式 (3.23) による計算値との差はほとんど認められない。

3.2 過熱蒸気の対流熱伝達

図 9 は蒸気相の半径方向 (水平) 温度分布例を気液界面からの無次元距離 $(y-\delta)/r_i$ 対無次元温度 $\theta = (T_v - T_s) / (T_{v\infty} - T_s)$ の関係で示す。同図中には, 温度記録から読み取った変動巾, $y=10 \text{ mm}$ での温度記録の例, および温度分布を $\theta = ((y-\delta)/r_i)^{1/n}$ で近似したプロファイルを示している。また図中の τ_{ie}/σ は Whalley ら⁽¹⁸⁾ による飛散液滴量を示すパラメータで

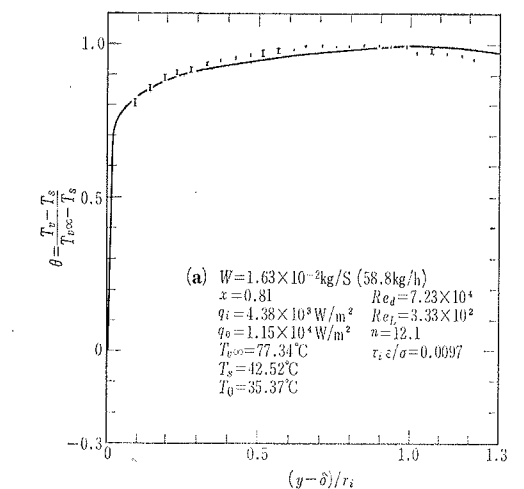


図 9 (a) 半径方向温度分布例 (R113)
 Fig. 9 Radial distribution of vapour temperature.

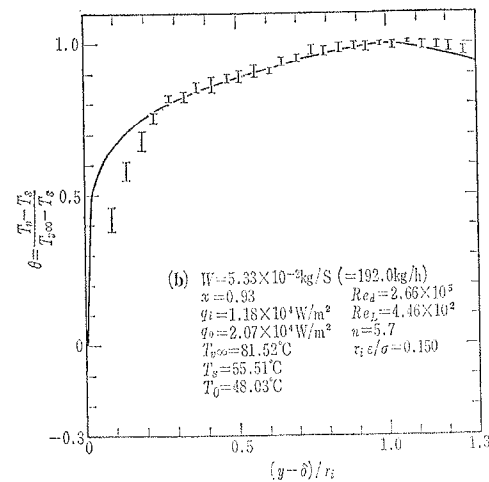


図 9 (b)

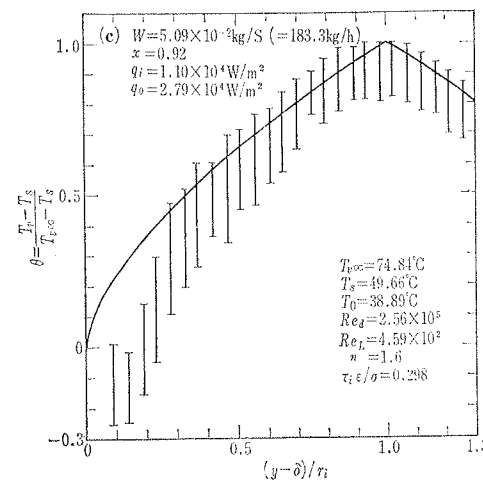


図 9 (c)

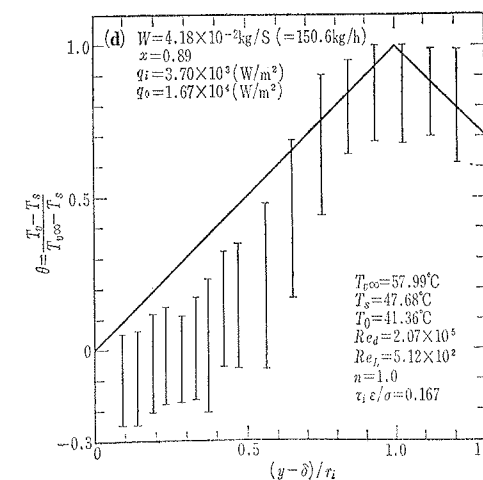


図 9 (d)

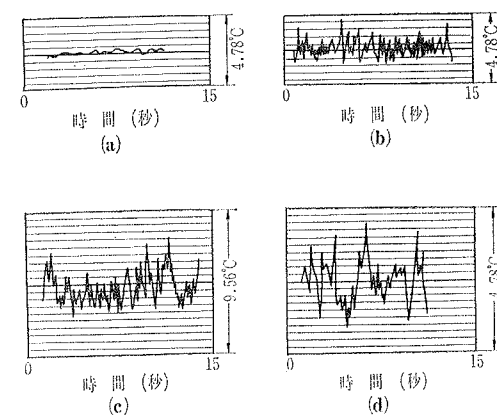
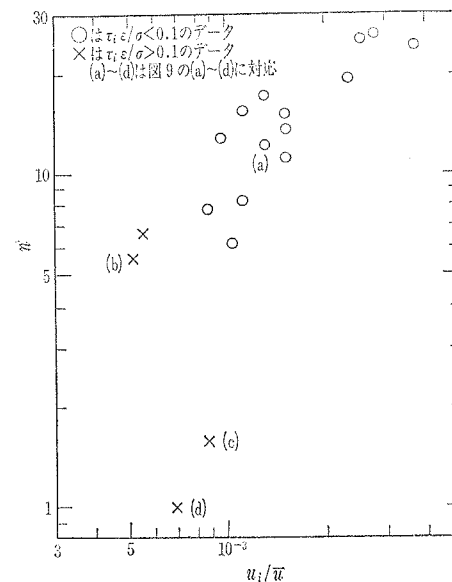


図 9 (e) (y=10 mm での温度記録の例)



○は $\tau_i/\sigma < 0.1$ のデータ ×は $\tau_i/\sigma > 0.1$ のデータ
(a)~(d) は図 9 の (a)~(d) に対応
図 10 $u_i/\bar{u}$ 対 n の関係 (R113)
Fig. 10 Plot of $u_i/\bar{u}$ vs. index n .

も定性的に一致している。図10は本実験データの温度分布から定めた n の値を吸込み速度 $u_i = \dot{m}/\rho v$ と蒸気流の平均速度 $\bar{u}$ の比 $u_i/\bar{u}$ に対して示したものであり、図中の○印のデータは $\tau_i/\sigma < 0.1$ の場合、×印のデータは $\tau_i/\sigma > 0.1$ の場合を示す。一般に単相流の場合、 $u_i/\bar{u}$ が大きくなる程 n が大きくなる(分布形が平坦になる)傾向があるが、同図でも飛散液滴が多いと考えられるデータを除けば n と $u_i/\bar{u}$ の間に相関がみられる。

対流熱伝達の機構は、吸込みを伴う粗面管への乱流強制対流熱伝達と類似性があると考えられる。吸込

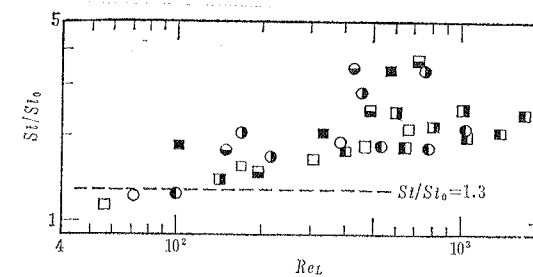


図 11 St/St_0 と Re_L の関係 (R113)
Fig. 11 Plot of St/St_0 vs. Re_L

みを伴う平滑管内乱流の解析には、Kinney-Sparrrow のものがあるが、それによれば本実験の $(Re_d)_v$, $u_i/\bar{u}$ の範囲では吸込みによる熱伝達係数の増加はせいぜい30%であると考えられる。図11はスタントンの実験値 St と、吸込みを伴わない平滑管のスタント数⁽¹⁹⁾ St_0

$$St = (Nu_{di})_v / (Re_d)_v Pr_v = q_i / (\rho v c_{pv} \bar{u} (\bar{T}_v - T_s)) \dots (3.24)$$

$$St_0 = 0.023 (Re_d)_v^{-0.2} \{1 + 0.758 (Re_d)_v^{-0.1} (Pr_v - 1 + \ln(1 + \frac{5}{6} (Pr_v - 1)))\} \dots (3.25)$$

との比 St/St_0 を Re_L に対してプロットしたものである。過熱蒸気の対流熱伝達係数 h_i は次式で定義される。

$$h_i = q_i / (\bar{T}_v - T_s) \dots (3.26)$$

同図中には $St/St_0 = 1.3$ の線も記入してある。 Re_L の増大に伴ない St/St_0 の値も大きくなり、 $Re_L > 100$

では $St/St_0 > 1.3$ となっている。

図12はスタント数の実験値 St と砂粒粗面管に関する Dipprey-Sabersky⁽²⁰⁾ の実験式によるスタント数 St_r の比 St/St_r を粗さのパラメータ e^+ に対して示したものである。ここに

$$St_r = (f/2) / [1 + \sqrt{f/2} \cdot \{g(e^+, Pr_v) - 8.48\}] \dots (3.27)$$

$g(e^+, Pr_v) = 5.19 e^{+2} Pr_v^{0.41}$, $e^+ = (Re_d)_v \sqrt{f/2} \cdot \epsilon/d$, $\epsilon/d = \exp[(3 - \sqrt{2}/f/2.5)]$, f は次式で定義される。

$$f = 2 \tau_i / \rho v \bar{u}^2 \dots (3.28)$$

図12中には第1凝縮区間のデータを特に記号に()をつけて示してある。この区間では温度分布の変化が第2凝縮区間以降と比べて大きいと推定されるので、これらのデータは信頼性に欠ける可能性がある。同図によると、 e^+ が小さい領域では粗面管の結果とほぼ一致し、 e^+ の増加につれ実験値の方が高くなっている。

図13はスタント数の実験値 St と平滑管に関する Kármán⁽¹⁹⁾ の式によるスタント数 St^*

$$St^* = (f/2) / [1 + 5 \sqrt{f/2} \{Pr_v - 1 + \ln(1 + \frac{5}{6} (Pr_v - 1))\}] \dots (3.29)$$

との比 St/St^* を前述の τ_i/σ に対して示したものである。ここで、上式右辺の f は、測定値 (dp/dz) を用いて次のように計算したものである。まず、式(3.20)の $(dp/dz)f$ 、式(3.5)の r_i より τ_i を求め、つぎにこの τ_i と $\bar{u} = 4Wx/(\rho v \pi d^2 \alpha)$ を式(3.28)

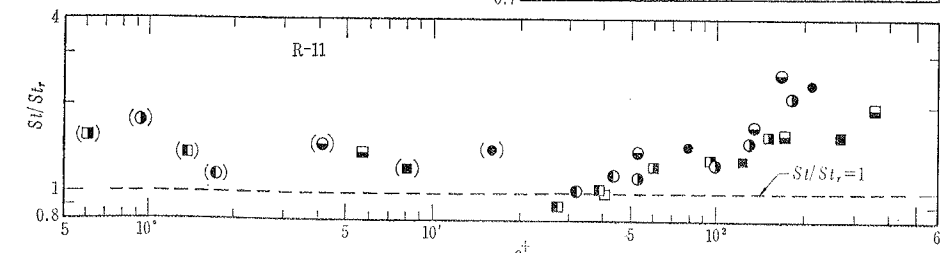
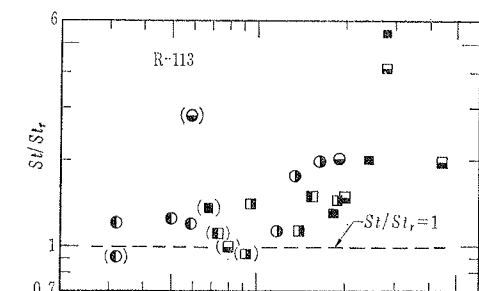
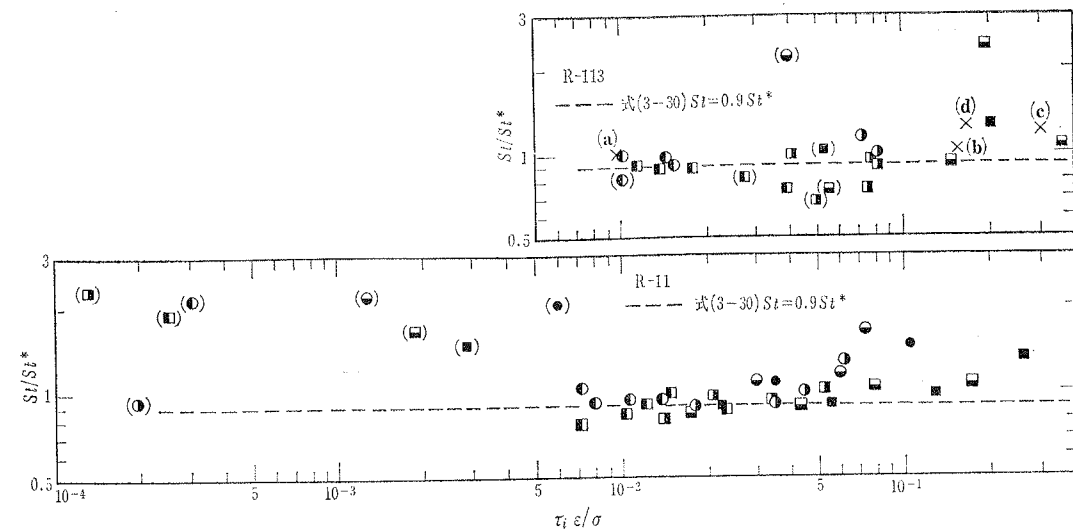


図 12 St/St_r と e^+ の関係 (R11, R113) () は第1凝縮区間のデータ
Fig. 12 Plot of St/St_r vs. e^+



R-113 の×印の (a)~(d) のデータは図9の (a)~(d) に対応
() は第1凝縮区間のデータ

$$\text{式 (3.30)} \quad St = 0.9 St^* = 0.9 \left(\frac{f/2}{1 + 5 \sqrt{f/2} \{Prv - 1 + \ln(1 + \frac{5}{6}(Prv - 1))\}} \right)$$

図 13 St/St^* と τ_{ie}/σ の関係
Fig. 13 Plot of St/St^* vs τ_{ie}/σ

に代入する。同図中には、図9(a)~(d)の温度分布に対するデータを特に×印で、第1凝縮区間のデータを()で示してある。同図より、実験値は $\tau_{ie}/\sigma < 0.07$ では式(3.29)による値より約10%低目の値を、 $\tau_{ie}/\sigma > 0.07$ では同程度ないしは高目の値を示す。×印のデータと図9(a)~(d)の温度分布を対応させてみると、 $\tau_{ie}/\sigma > 0.07$ では飛散液滴の量が多く、したがって測定誤差も大きいと考えられる。

以上の考察より、蒸気側の対流熱伝達係数は単相流の式に凝縮を伴う場合の摩擦係数を代入して求めた値より約10%小さく、ほぼ次式でまとめられる。

$$St = 0.9(f/2) / \{1 + 5 \sqrt{f/2} \{Prv - 1 + \ln(1 + \frac{5}{6}(Prv - 1))\}\} \quad (3.30)$$

3.3 液膜の熱伝達

著者ら⁽²¹⁾はさきに飽和蒸気の水平管内凝縮熱伝達の解析を行ったが、ここで同様の解析を過熱蒸気の場合について行う(詳細は前報参照)。

図14に解析に用いる物理モデルおよび座標系を示す(図5をも参照)。過熱蒸気は $z=0$ の点から凝縮を開始するものとし、気液界面での対流による熱流束 q_i は周方向に一様とする。さらに液膜流に関して以下の6個の仮定をおく。(1)液膜厚 δ は管径 d に比べて十分小さい。(2)時間平均流に関する対流項と慣性項は無視できる。(3)時間平均流に関する速度 v

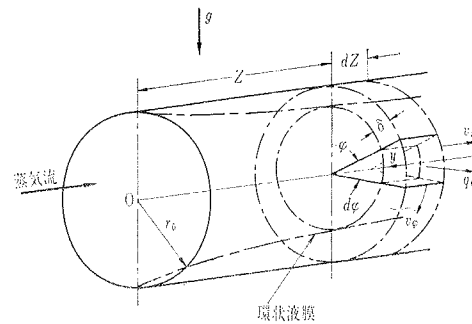


図 14 物理モデルおよび座標系
Fig. 14 Physical model and coordinate system.

は Kármán の一般速度分布に従う。(4)単相流の場合と同一の運動量伝達と熱伝達のアナログが成立する。そして渦動粘度 ε_m と渦温度伝導率 ε_h は等しい。(5)軸方向せん断力 τ_{yz} は周方向せん断力 $\tau_{\theta\phi}$ に比べて十分大きい。(6)液の過熱の影響は無視できる。

液膜要素に関する連続の式は

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\delta v_z dy + \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\delta v_r dy \right\} = \frac{q_0 - q_i}{L} = \dot{m} \quad (3.31)$$

上述の仮定(1)~(5)より導かれる v_z , v_r の値(附録2参照)を式(3.31)に代入し、積分を実行すると δ^+ に関する次の偏微分方程式を得る。

$$0 < \delta^+ \leq 5 \quad \text{で}$$

$$\delta^+ \frac{\partial \delta^+}{\partial z} + \frac{2}{3} \frac{Ga}{Re^3} \frac{\partial}{\partial \phi} (\sin \phi \cdot \delta^{+3}) = \frac{ReH}{PrL} \left(\frac{1}{\delta^+} - \frac{Nu_s}{Re} \right) \quad (3.32, a)$$

$$5 < \delta^+ \leq 30 \quad \text{で}$$

$$\begin{aligned} & (-3.05 + 5 \ln \delta^+) \frac{\partial \delta^+}{\partial z} + \frac{2 Ga}{Re^3} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ & \left[\sin \phi \left\{ -\frac{125}{6} + 25\delta^+ + \left(5 \ln \frac{\delta^+}{5} - 2.5 \right) \delta^{+2} \right\} \right] \\ & = \frac{ReH}{PrL} \left[\left\{ 5 + \frac{5}{PrL} \ln \left\{ 1 + PrL \left(\frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right\} \right\}^{-1} \right. \\ & \quad \left. - \frac{Nu_s}{Re} \right] \quad (3.32, b) \end{aligned}$$

$$30 < \delta^+ \quad \text{で}$$

$$\begin{aligned} & (5.5 + 2.5 \ln \delta^+) \frac{\partial \delta^+}{\partial z} + \frac{2 Ga}{Re^3} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ & \left[\sin \phi \left\{ \frac{6625}{6} - 125\delta^+ + (1.25 + 2.5 \ln 1.2\delta^+) \delta^{+2} \right\} \right] \\ & = \frac{ReH}{PrL} \left[\left\{ 5 + \frac{5}{PrL} \left\{ \ln(1 + 5 PrL) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\delta^+}{30} \right) \right\} \right\}^{-1} - \frac{Nu_s}{Re} \right] \quad (3.32, c) \end{aligned}$$

式(3.32)を境界条件

$$\bar{z}=0 \quad \text{で} \quad \delta^+=0 \quad (3.33), \quad \phi=0, \pi \quad \text{で} \quad \partial \delta^+ / \partial \phi = 0$$

(3.34)の下で解けば液膜厚さの分布が定まる。

局所ヌセルト数 $Nu(z, \phi)$ および周平均ヌセルト数 $Nu(z)$ はそれぞれ次式で定義される。

$$Nu(z, \phi) = h(z, \phi) d / k_L = PrL Re / T_i^+(z, \phi) \quad (3.35)$$

$$Nu(z) = \int_0^\pi Nu(z, \phi) d\phi / \pi \quad (3.36)$$

ここに、 $T_i^+ = \rho_L c_{pL} \sqrt{\tau_{\theta\phi} / \rho_L} (T_s - T_0) / q_0$

前述の仮定(1)~(4)より、 T_i^+ は次式で表わされる δ^+ の関数になる。

$$0 < \delta^+ \leq 5 \quad \text{で} \quad T_i^+ = PrL \delta^+ \quad (3.37, a)$$

$$5 < \delta^+ \leq 30 \quad \text{で}$$

$$T_i^+ = 5 PrL + 5 \ln \{1 + PrL(\delta^+/5 - 1)\} \quad (3.37, b)$$

$$30 < \delta^+ \quad \text{で}$$

$$T_i^+ = 5 PrL + 5 \ln(1 + PrL) + 2.5 \ln(\delta^+/30) \quad (3.37, c)$$

したがって式(3.32)の解を式(3.37)に代入すれば局所ヌセルト数の値が定まる。

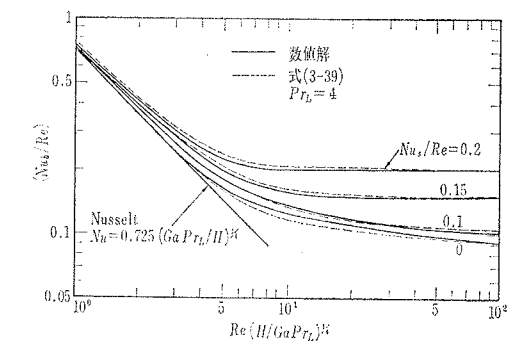
式(3.32)の解を求めるには差分法による数値計算が必要であるが、その周平均ヌセルト数 $Nu(z)$ の値は以下に述べる2種類の漸近解 Nu_f と Nu_b によって十分良く近似できることがわかっている。式(3.32)において、左辺第1項は蒸気流のせん断力による軸方

向の流れを、第2項は体積力による周方向流れを表わす。凝縮開始点($z=0$)の近傍では液膜は薄く、蒸気流の影響が支配的である。したがって式(3.32)の左辺第2項を落した式の解は $z \rightarrow 0$ の漸近解になるが、これを添字 f を付けて表わすことにする。この解は液膜厚さが周方向に一様であるので、 $Nu_f(z, \phi)$ と $Nu_f(z)$ は等しい。また δ^+ したがって T_i^+ は Re_L の関数として表わされる。この T_i^+ を簡単な式で近似し、式(3.35)に代入すると次の周平均ヌセルト数の近似式が得られる。

$$\begin{aligned} Nu_f &= 0.09 Re PrL^{0.4} (1 + 5.86 \times 10^4 / Re_L^{1.8} \\ & \quad PrL^{1.6})^{1/4} / Re_L^{0.05} \quad (3.38) \end{aligned}$$

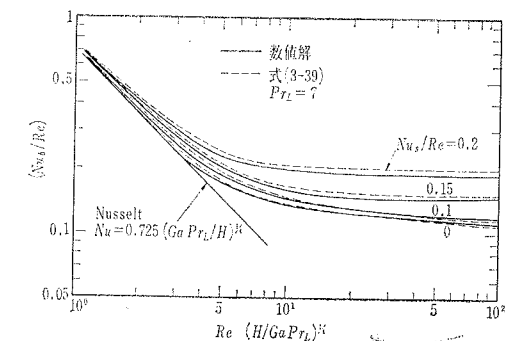
次に凝縮開始点からかなり後流側では、体積力による液の周方向流れによって膜厚の軸方向への発達が生じられるようになる。したがって式(3.32)の左辺第1項を落した式の解は $z \rightarrow \infty$ の漸近解になるが、これを添字 b を付けて表わすことにする。

図15(a), (b)はそれぞれ $PrL=4$ (R-11に相当) および $PrL=7$ (R-113に相当) の場合について、周平均ヌセルト数 Nu_b の数値解を示す。なお計算は Runge-Kutta-Gill 法によった。また同図中の破線は



(a) $PrL=4$ の場合(R-11に相当)

図 15 (a) Nu_b/Re と $Re(H/Ga PrL)^{1/4}$ の関係
Fig. 15 Plot of Nu_b/Re vs. $Re(H/Ga PrL)^{1/4}$

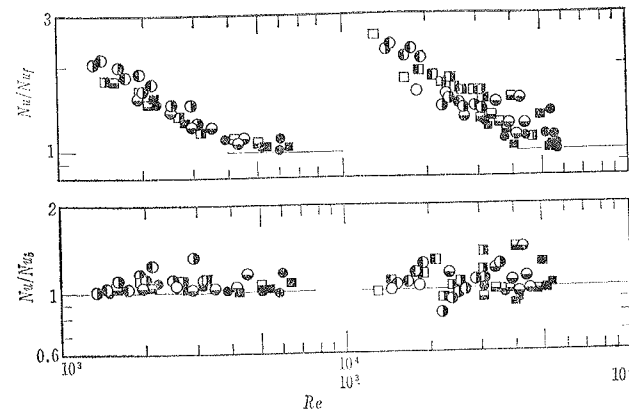


(b) $PrL=7$ の場合(R-113に相当)

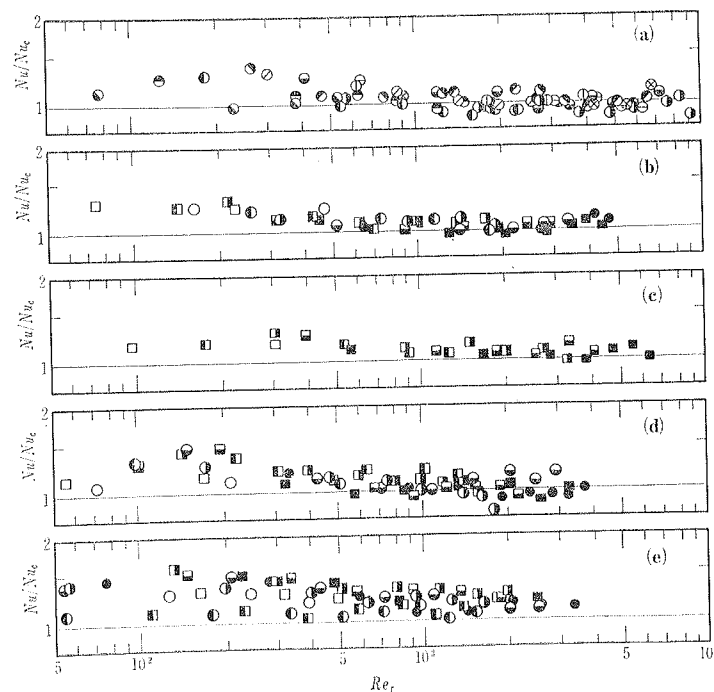
図 15 (b)

次の近似式を示す。

$$Nu_b/Re = \{A + (B^2 + BC + C^2)/(B+C)\}^{1/4} \quad (3.39)$$



左：入口蒸気が飽和の場合 右：入口蒸気が過熱の場合
図 16 Nu/Nuf , Nu/Nub 対 Re の関係 (R113)
Fig. 16 Plots of Nu/Nuf vs. Re and Nu/Nub vs. Re .



(a) 入口蒸気が飽和の場合, R11 (前報のデータ, $d=16$ mm)
(b) " " " " R113
(c) " " " " R11
(d) " " " " 過熱の場合 R113
(e) " " " " R11
図 17 Nu/Nuc 対 Re_L の関係
Fig. 17 Plot of Nu/Nuc vs. Re_L . (a) R11, $d=16$ mm, saturated,
(b) R113 saturated, (c) R11 saturated, (d) R113 superheated,
(e) R11 superheated at the inlet, where $d=21.4$ mm for (b)-(e).

ここに, $A = \{0.725(GaPrL/H)^{1/4}/Re + 0.25 Nu_s/Re\}^4$, $B = (Nu_s/Re)^4$, $C = \{0.0902\{Re(H/GaPrL)^{1/4} - 0.1PrL^{1/3}\}^4$

上式は, $2 < PrL < 8$, $0 < Re(H/GaPrL)^{1/4} < 100$ について数値解を±8%以内で近似する。

著者ら⁽²¹⁾はさきに管径 16 mm の供試管を用いて R11 の飽和蒸気に関する実験を行い, 周平均ヌセルト数に関して次の実験式を提案した。

$$Nu_f \geq Nu_b \text{ で } Nu = Nu_f \quad (3.40, a)$$

$$Nu_f < Nu_b, Re > 1.8 \times 10^3 \text{ で } Nu = Nu_b \quad (3.40, b)$$

$$Nu_f < Nu_b, 200 < Re \leq 1.8 \times 10^3 \text{ で } Nu = 0.05Re^{0.4}Nu_b \quad (3.40, c)$$

なお, 飽和蒸気の場合には Nu_b の式

(3.39) で $Nu_s = 0$ となる。図

16は周平均ヌセルト数の実験値 Nu と前述の Nu_f , Nu_b との比 Nu/Nuf , Nu/Nub 対 Re の関係を過熱および飽和蒸気の場合について示したものである。ここで Re , Nu_s 等には実験値が用いられている。なお蒸発器容量の制限のため, 特に過熱蒸気の場合には高い Re の領域のデータが得られていない。同図において, 飽和蒸気の場合には $Re > 4 \times 10^3$ で式 (3.40, a) に, $Re < 4 \times 10^3$ では式 (3.40, b) 又は式 (3.40, c) に良く合っている。他方過熱蒸気の場合には各実験 Run について高い Re の領域 (上流側) で実験値が若干高目の値をとっている。

次に周平均ヌセルト数に対する液流量の影響を見るために, そのパラメータとして液レイノルズ数 Re_L を選び, 実験値 Nu と式 (3.40) による計算値 Nuc との比 Nu/Nuc を Re_L に対してプロットすると図 17 を得る。同図によれば $Re_L > 700$ で

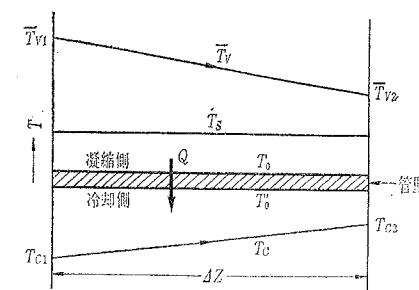


図 18 式 (4.1)~(4.5) の説明図 (並流の場合)
Fig. 18 Schematic diagram of temperature changes along the axis for the case of parallel flow.

は飽和と過熱のデータはともに良く実験式と一致し, $Re_L < 700$ になると実験値の方が若干高目になると共に, データのばらつきも大きくなっている。なお図 17 (e) の場合には全体的に実験値が高目になっている。したがって本解析で採用したような単相充満流の速度分布, 温度分布をそのまま適用することには液流量による制限があり, $Re_L < 700$ の領域については何らかの修正が必要であると考えられる。

4. 実験式の設計計算への適用例

一般に過熱度が高い場合には q_i/q_o の比が大きくなり, したがって局所の凝縮量 $\dot{m}$ および液膜の熱伝達におよぼす顕熱の影響が無視出来ないことが明らかになった。本章では, 前章で得られた摩擦圧力降下, 蒸気相の対流熱伝達および液膜の熱伝達等に関する実験式を用いて, 実用上の例に近いと考えられる条件について計算を行い, 過熱度が凝縮量等の分布および所要凝縮管長に与える影響を調べる。

図 18 は並流の場合について区間 dz に関する温度 T_v , T_s , T_o , T_o' , T_c の分布を模式的に示している。冷却水の流路構成が異なれば冷却水温度 T_c の変化は変わってくる。

壁面を通過する熱量 Q に関して次の 5 つの式が成立する。

$$Q = \{ \rho v c_{pv} \bar{u} St (T_v - T_s) + \dot{m} L \} (\pi d dz) \quad (4.1)$$

$$Q = h (T_s - T_o) (\pi d dz) \quad (4.2)$$

$$Q = (k_w / \delta_w) (T_o - T_o') (\pi d_m dz) \quad (4.3)$$

$$Q = h_c (T_o' - T_c) (\pi d' dz) \quad (4.4)$$

$$Q = W c_{pc} (T_{c2} - T_{c1}) (\pi d' dz) \quad (4.5)$$

ここに, $d_m = (d' - d) / \ln(d'/d)$ 。式 (4.1) の Stanton 数 St は式 (3.30) で, 式 (4.2) の熱伝達係数 h は式 (3.40) から求める。その際次の関係式

$$f = 0.046 \alpha^{2.5} \phi_v^2 / (Re_d) v^{0.2} \quad (4.6)$$

$$Re = 0.152 Re_L^{0.9} \phi_v / X_{tt} \quad (4.7)$$

から求められる摩擦係数 f およびレイノルズ数 Re を用いる。 α および ϕ_v はそれぞれ式 (3.4) および式 (3.23) で求める。式 (4.4) の熱伝達係数 h_c は条件に応じた適切な式によって求める。

次に, 区間 dz での静圧降下 dp は式 (3.20) から導かれる次式によって求める。

$$dp = (dp/dz)_f dz + [dp_m]_1^2 \\ = -0.092 (Re_d) v^{-0.2} \phi_v^2 (Gx)^2 \frac{dz}{\rho v d} \\ + \frac{G^2}{\rho v} \left[\frac{x^2}{\alpha} + \left(\frac{\rho v}{\rho_L} \right) \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} \right]_1^2 \quad (4.8)$$

計算の入力としては管入口での蒸気条件 (W , T_{v0} , T_{s0}), 冷却水条件 (W_c , T_{c0}), 伝熱管の諸元および冷却水の流路構成を与え, 区間 dz ごとに式 (4.1)~(4.5) を同時に満足するように x , T_o , T_c 等の値を定めて行き, また式 (4.8) によって静圧降下を求める。 $x=0$ となったところで計算が終了する。

4.1 直交流型熱交換器についての計算例

具体的な例として次の条件で計算を行う。

蒸気条件

物質 R113

流量 W 2.78×10^{-2} kg/s (=100 kg/h),
 4.17×10^{-2} kg/s (=150 kg/h)

入口飽和温度 T_{s0} 50°C

入口蒸気温度 T_{v0} 50°C, 80°C, 110°C

冷却水条件

温度 T_c 20°C

熱伝達係数 h_c 3000 w/m²°K

伝熱管の諸元

内径 d 17 mm

外径 d' 19 mm

材質 銅

熱交換の型式 直交流

直交流の場合には冷却水温の上昇に関する式 (4.5) は不要となる。計算のフローチャートを図 19 に, 計算結果を図 20 に示す。

図 20(a), (b), (c) は $W=4.17 \times 10^{-2}$ kg/s, (d), (e), (f) は $W=2.78 \times 10^{-2}$ kg/s で, それぞれ入口過熱度が 0°, 30°, 60°C の場合の計算結果である。図中には, 軸方向無次元距離 z/d に対する

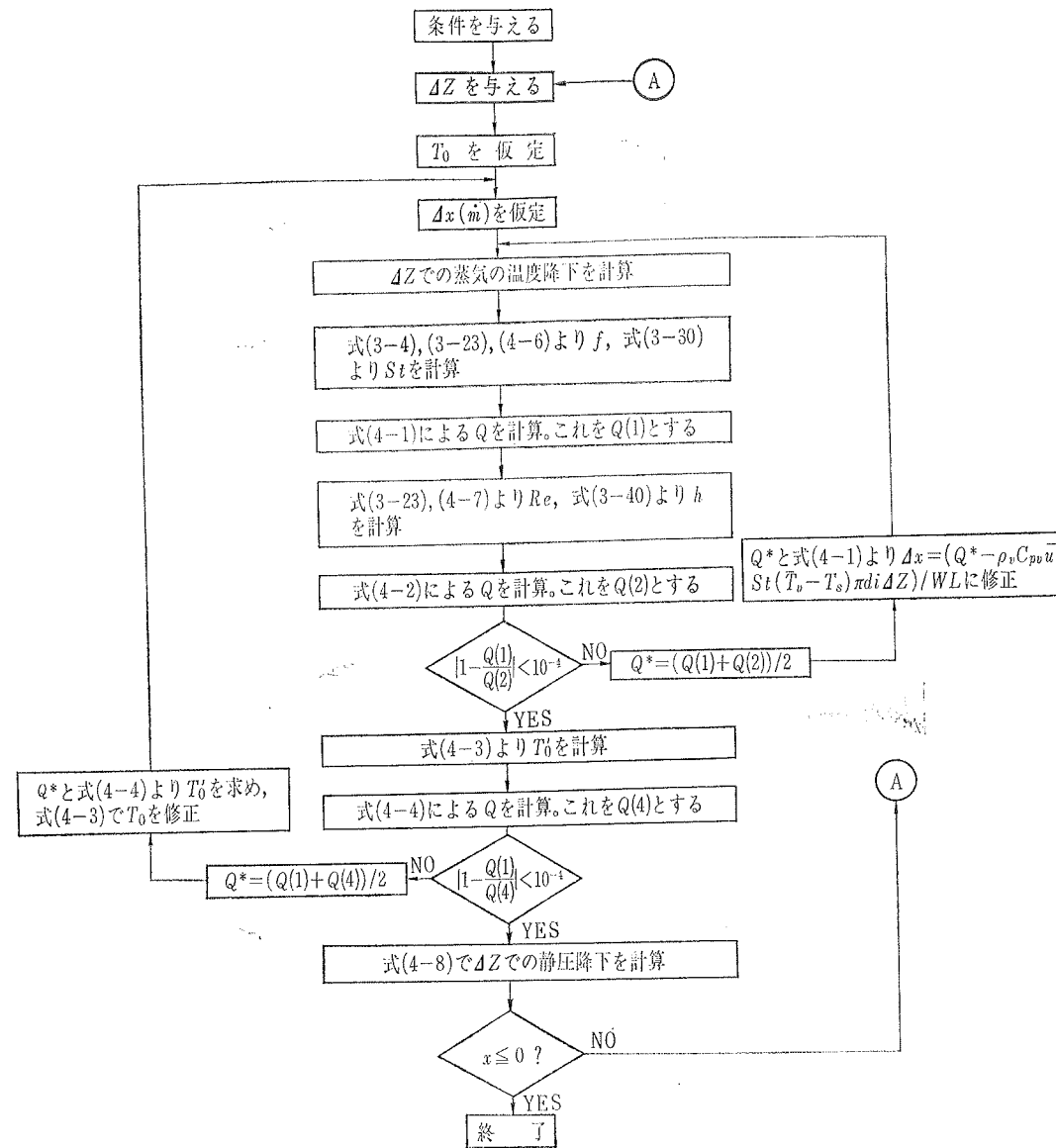


図 19 直交流型の場合の計算フローチャート
Fig. 19 Flow chart for the calculation of cross flow condenser.

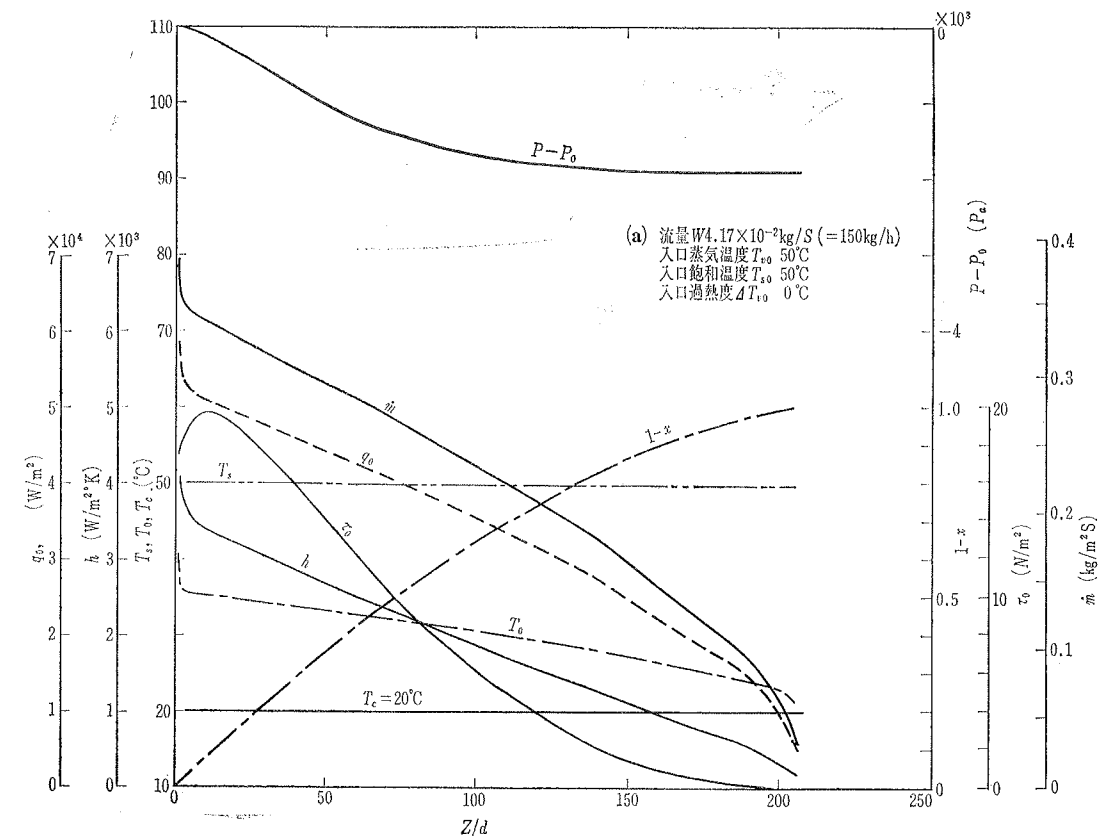


図 20 (a) 直交流の場合の計算結果 (入口過熱度が諸量の分布に与える影響, R113)
Fig. 20 Numerical results for the cross flow condenser; the effect of inlet superheat of vapour on the distributions of various quantities.

$\bar{T}_v$, T_s , T_0 , h , q_0 , q_i , $\dot{m}$, $1-x$, $P-P_0$, τ_0 の分布が示してある。同一流量で入口過熱度が異なる場合を比較すると、 q_0 は全てについて軸方向に単調に減少し、その数値は入口近傍ではほとんど差がなく、 z/d が增大するにつれて過熱度が高いほど大きくなっている。一方 q_i は過熱度が高いほど大きく、(c), (f) の場合には q_0 の 60% 程度に達している。 q_0 , q_i と $\dot{m}$ を比較すれば、 q_0 にしめる q_i の割合が大きくなるほど $\dot{m}$ は小さくなることが明らかである。したがって、入口蒸気が完全に凝縮するために必要な長さ $(z/d)_{x=0}$ は入口過熱度が高くなるほど長くなる。例えば $W = 4.17 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ のとき (a), (b), (c) でそれぞれ $(z/d)_{x=0} = 206, 226, 248$, $W = 2.78 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ のとき (d), (e), (f) でそれぞれ $(z/d)_{x=0} = 170, 185, 201$ 。

次に静圧降下を比較すると、入口から同一の z/d までの静圧降下は入口過熱度が高くなるほど大きくなっている。これは主として凝縮量 $\dot{m}$ の減少による x の相対的増加によるものである。すなわち、入口過熱

度が高いほど同一の z/d での x は大きく、またその管軸方向の減少量も小さいため、式 (4.8) 右辺の第 1 項が大きくなり、第 2 項が小さくなる。

図 (e), (f) において、 x が 0 に近くなっても $\bar{T}_v$ と T_s は一致していない。これは $x \rightarrow 0$ で $\alpha \rightarrow 0$ となるため、式 (4.6) の f が小さくなり、その結果気液界面の対流熱伝達係数が悪くなるためである。

4.2 二重管式管内凝縮型熱交換器についての計算例

この場合には式 (4.1)~(4.5) を同時に解く必要がある。冷却水側の熱伝達係数 h_c には次式⁽²²⁾を用いる。

$$Nu_c = 0.027 Re_c^{0.8} Pr_c^{1/3} (\mu_0/\mu_w)^{0.14} \dots (4.9)$$

具体的な計算例として図 6 (a), (b) の実験 Run の場合をとりあげる。与えた蒸気ならびに冷却水条件は同図の下に示されている値と同一である。計算のフローチャートを図 21 に示す。計算結果は図 6 中に曲線

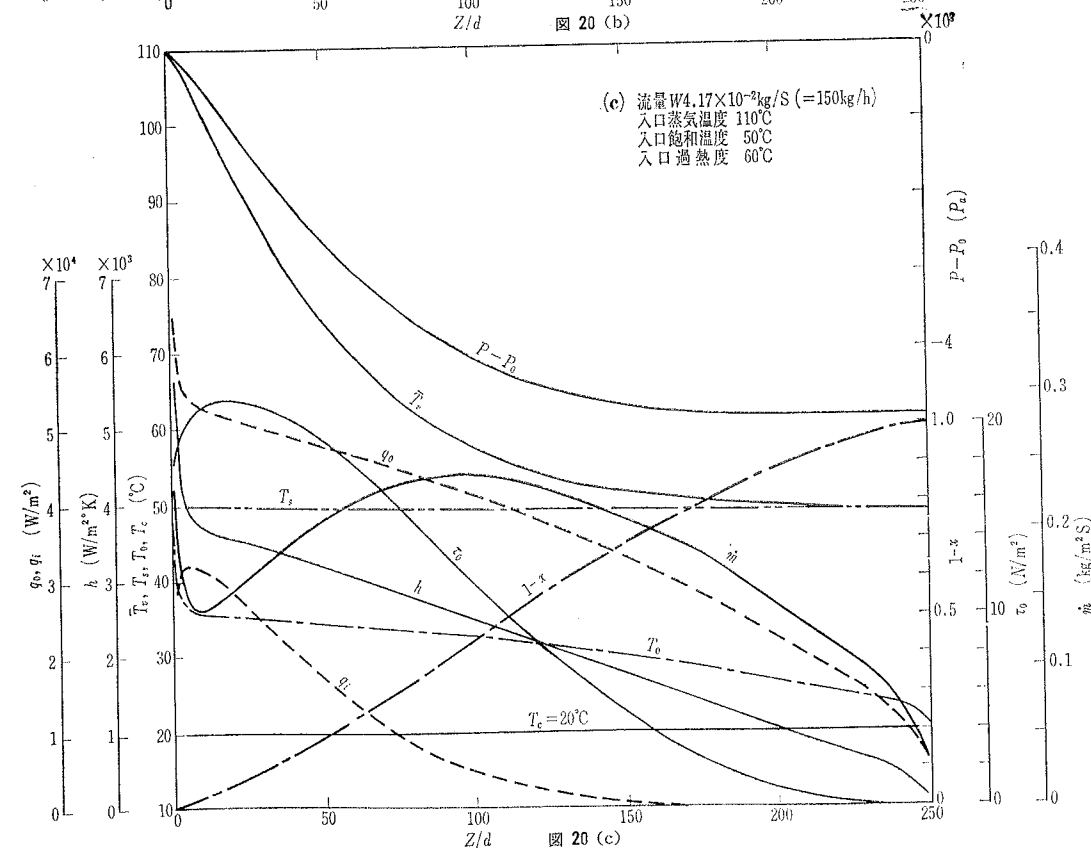
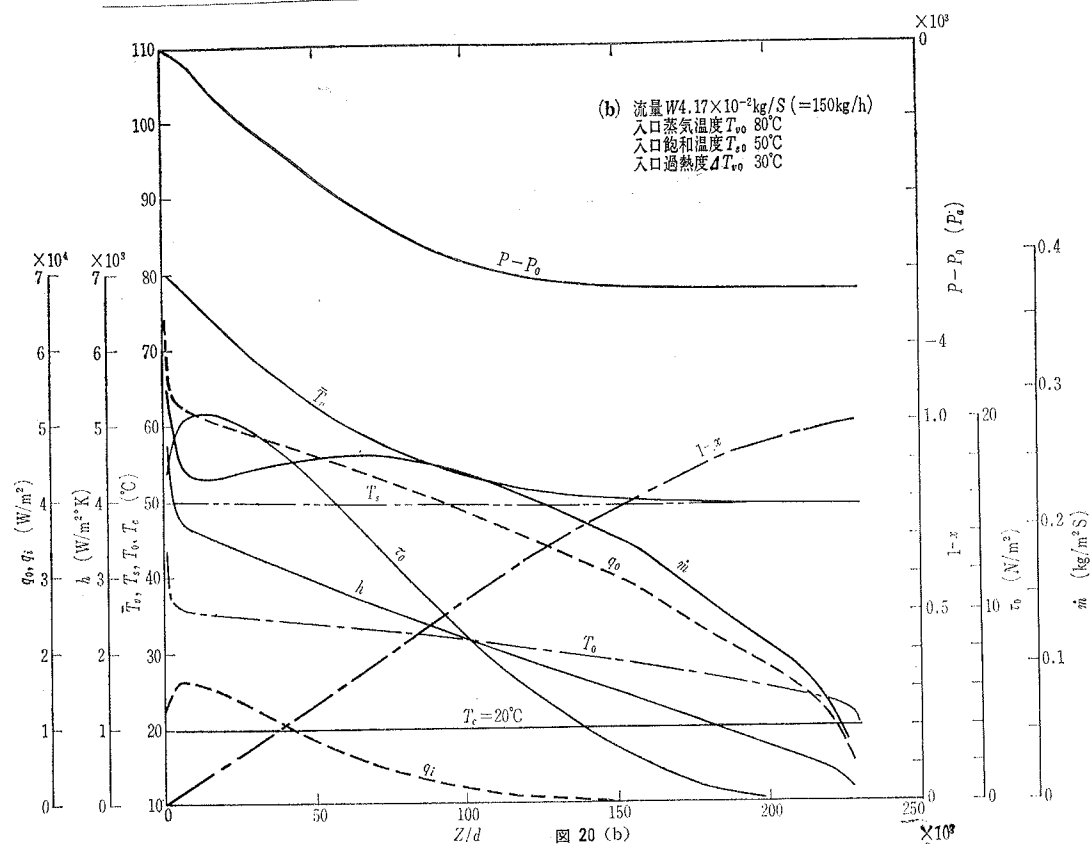


図 20 (c)

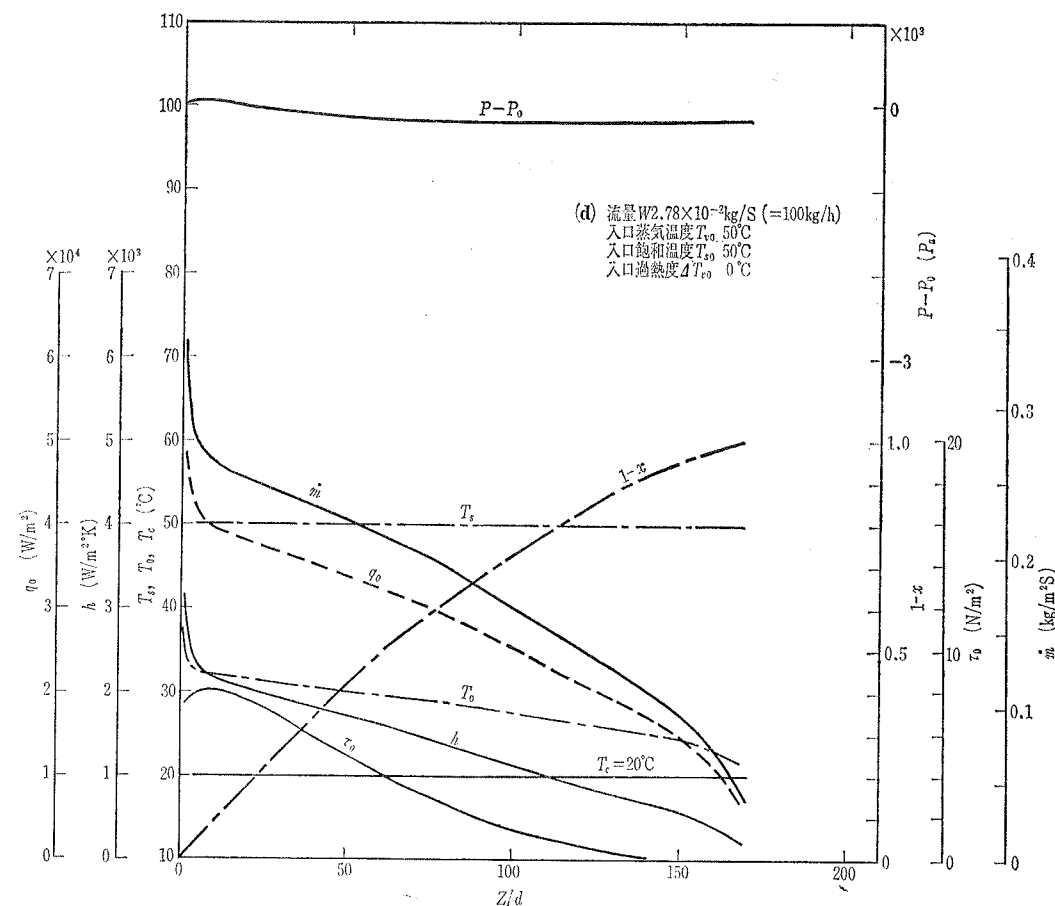


図 21 (d)

で示されている。

図 6 (a) は並流で流量 W が比較的大きい場合、(b) は向流で W が比較的小さい場合である。(a) では $\bar{T}_v$ を除く全ての計算値は実験値とほぼ一致している。過熱度の低い領域で $\bar{T}_v$ の計算値が実験値より大きくなるのは、過熱度が低く、凝縮液量が多い領域で St の実験値が式 (3.30) より 高くなることに原因がある。しかしこの領域での $\bar{T}_v$ の不一致が全体の伝熱量 q_0 に与える影響はほとんどないので、式 (3.30) を過熱の全領域で用いても差し支えないであろう。(b) では $(1-x)$ と q_0 を除く全ての計算値は実験値とほぼ一致している。 $(1-x)$ と q_0 の不一致は、 h の実験値が全体的に式 (3.40) より高目であることに原因があると考えられる。

5. 結 論

冷媒 R 11, R 113 の飽和蒸気および過熱蒸気が内径

21.4 mm, 長さ 4 m の水平管内で向流または並流の冷却水によって凝縮する際の実験を行い、凝縮を伴う過熱蒸気の対流熱伝達係数および局所摩擦圧力こう配に関する実験式、および液膜の熱伝達に関する半実験式を提案した。そしてこれらの式を用いた若干の設計計算例を示した。主な結論は

- (1) 局所的な摩擦圧力降下の特性には過熱度の影響はなく、本実験結果は式 (3.23) でまとめられる。
- (2) 過熱蒸気相の半径方向温度分布は、凝縮量、飛散液滴の量、過熱度ならびに凝縮液流量により大きく変化する。
- (3) 過熱蒸気相の対流熱伝達に関して、実験式 (3.30) がなりたつ。
- (4) 液膜の熱伝達に関して、体積力の影響が大きい領域について周平均ヌセルト数の近似式 (3.39) がなりたつ。
- (5) 周平均ヌセルト数は、 $Re_L \geq 700$ については

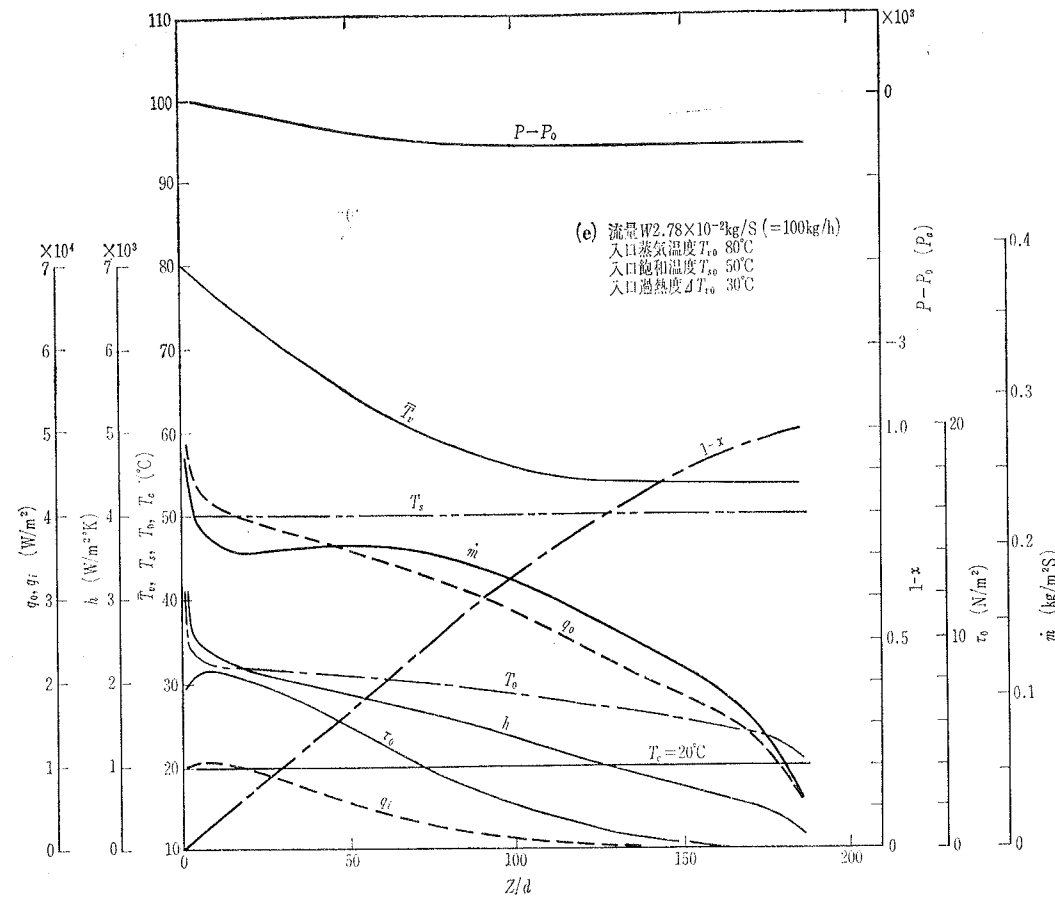


図 20 (e)

式 (3, 40) で±15%の精度で予測出来る。ReL < 700 では実験値は予測値より高目の値を与える。
(6) 直交流の場合の設計計算例では、入口過熱度が局所凝縮量に影響を与え、その結果完全に凝縮するまでの所要管長が長くなり、静圧降下が大きくなる。また実験と同一の条件の場合の計算例では、得られた諸式が実用上十分な精度をもっていることが示されている。

最後に、高純度の試料を提供していただいた三井フロンケミカル㈱に謝意を表する。

引用文献

- (1) 化学工学便覧, (1958), 化学工学協会
- (2) McAdams, W. H., Heat Transmission, Third Ed. (1954), 351, McGraw-Hill.
- (3) 高橋ほか2名, 冷凍, **39**—442 (1964), 1
- (4) Jakob, M. and Erk, S., Forschungsarbeiten, 310 (1928).

- (5) Jakob, M. ほか2名, Zeitschrift V. D. I., **73**—42 (1929), 1517.
- (6) Jakob, M. ほか2名, Forschung, **3**—4 (1932), 161.
- (7) Jakob, M. ほか2名, Phys. Zeitschrift, **36**—3 (1935), 73.
- (8) Kirschbaum, E. ほか2名, Chemie-Ing.-Tech., **23**—15/16 (1951), 361.
- (9) Miropolskiy, Z. L. ほか2名, Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf., **3** (1974), 246.
- (10) Fauske, H. K., Proc. Heat Transfer & Fluid Mech. Inst., (1961), 79, Stanford Univ. Press.
- (11) 勝田・岡崎, 第11回日本伝熱シンポジウム講演, (1974) 223.
- (12) Traviss, D. P. ほか2名, Tech. Rept. 79760-64 (1969), Heat Transf. Lab., M. I. T.
- (13) Kinney, R. B. and Sparrow, E. M.,

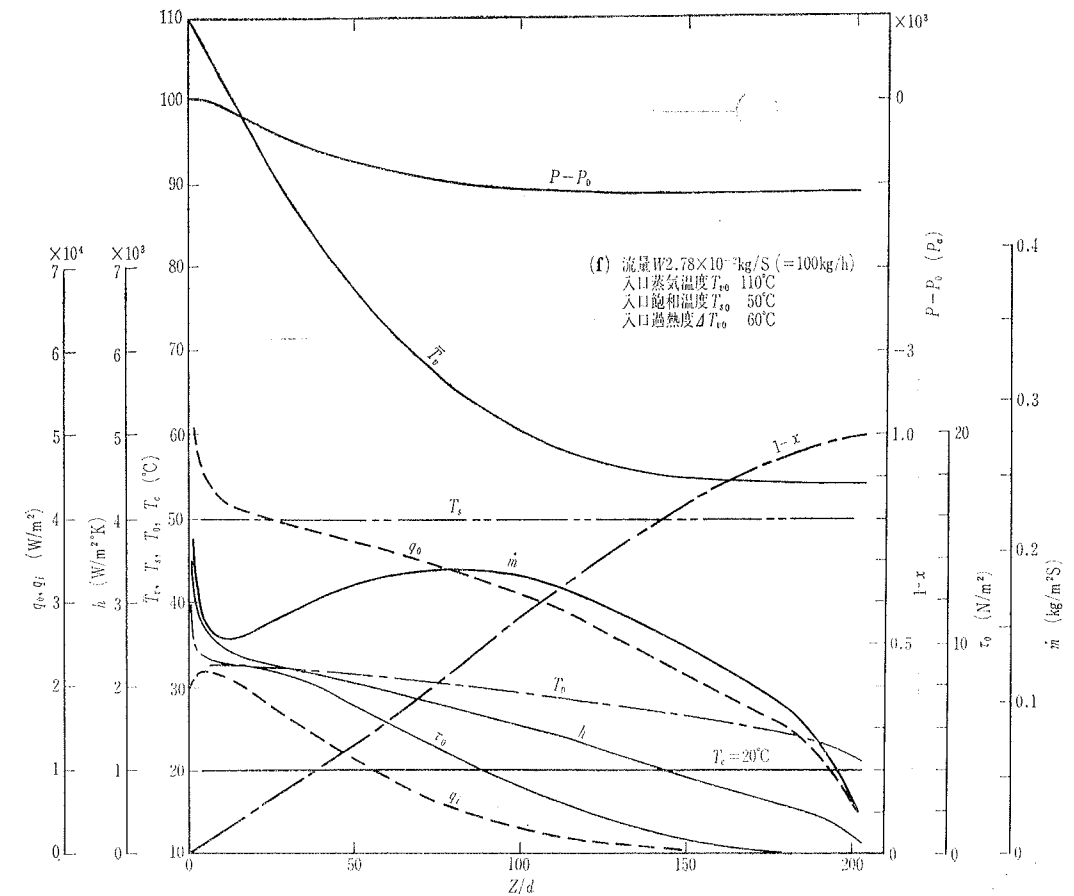


図 20 (f)

- Trans. ASME, Ser. C, **92**—1 (1970), 117.
- (14) ASHRAE Handbook of Fundamentals (1972), Am. Soc. Heating Refrig. & Air Condng. Engrs.
- (15) Lockhart, R. W. and Martinelli, R. C., Chem. Engng. Prog., **45**—1 (1949), 39.
- (16) Soliman, M., ほか2名, Trans. ASME, Ser. C, **90**—2 (1968), 267.
- (17) 藤井ほか4名, 日機論, **42**—362 (1976), 3541.
- (18) Whalley, P. B. ほか2名, Multi-Phase Flow Systems, **1** (1974), 1.
- (19) von Kármán, T., Trans. ASME, **61**—11 (1939), 705.
- (20) Dipprey, D. F. and Sabersky, R. H., Int. J. Heat Mass Transfer, **6** (1963), 329.
- (21) 藤井ほか4名, 機講論, 760—16, (1976), 134.

- (22) 伝熱工学資料, 改訂第3版 (1975), 日本機械学会

付録1 液の混合平均温度の計算法

Traviss⁽¹⁸⁾ らによれば液膜内の無次元速度 v^+ , 無次元温度 T^+ はそれぞれ次式で与えられる。

$$0 < y^+ \leq 5 \text{ で } v^+ = y^+, \quad T^+ = Pr_L y^+ \quad \dots\dots\dots (A1.1, a)$$

$$5 < y^+ \leq 30 \text{ で } v^+ = -3.05 + 5 \ln y^+, \quad T^+ = 5 Pr_L + 5 \ln \{1 + Pr_L (y^+/5 - 1)\} \quad \dots\dots\dots (A1.1, b)$$

$$30 < y^+ \text{ で } v^+ = 5.5 + 2.5 \ln y^+, \quad T^+ = 5 Pr_L + 5 \ln (1 + 5 Pr_L) + 2.5 \ln (y^+/30) \quad \dots\dots\dots (A1.1, c)$$

液膜厚さ δ が管径 d に比べて十分小さい場合には、液の混合平均温度 $\bar{T}_L$ は次式で表わせる。

$$\bar{T}_L = \int_0^\delta v T dy / \int_0^\delta v dy \quad \dots\dots\dots (A1.2)$$

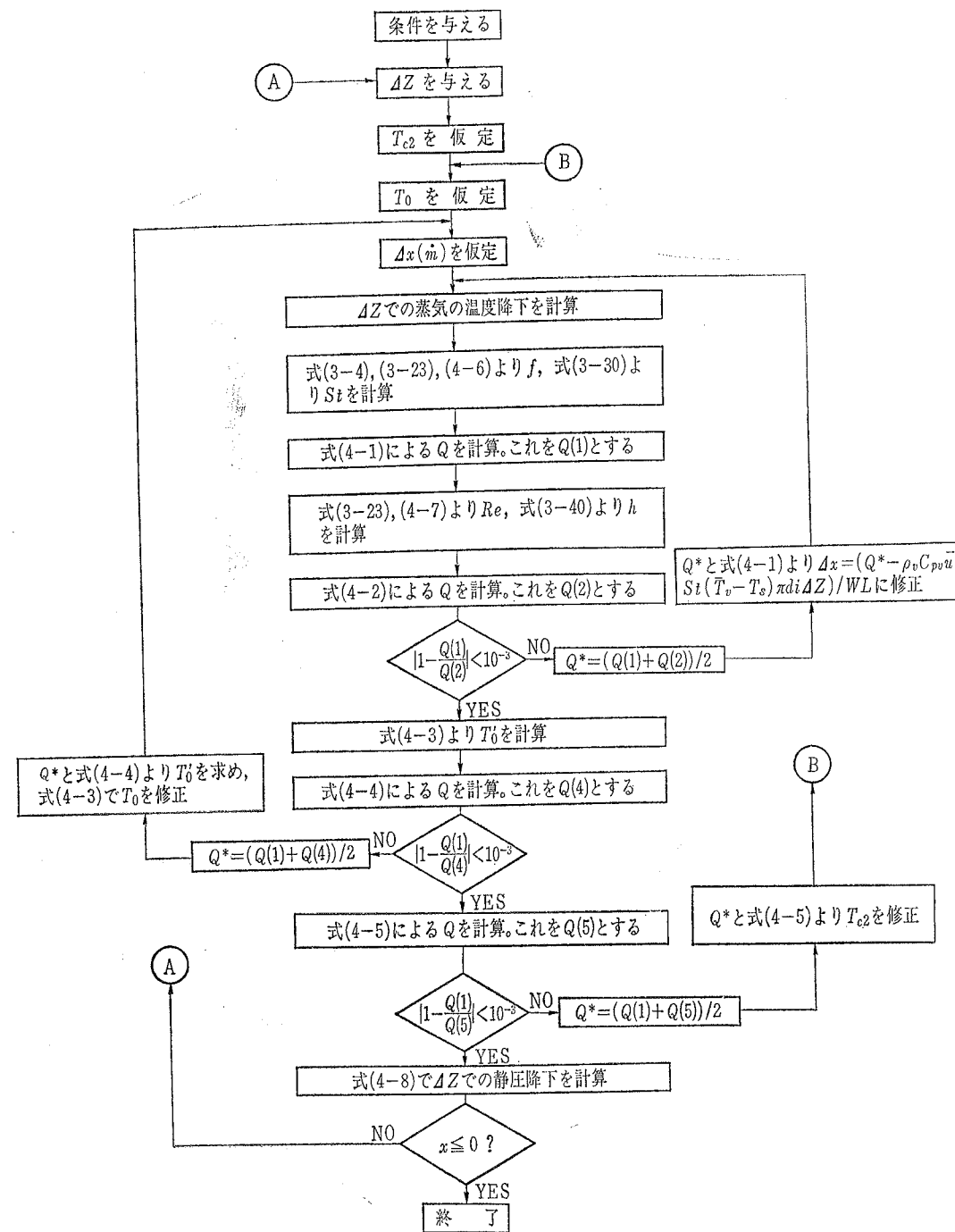
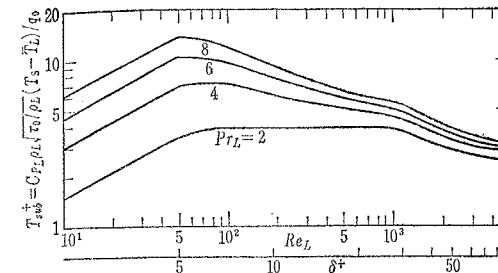


図 21 二重管式の場合の計算フローチャート
Fig. 21 Flow chart for the calculation of double tube condenser.



付図 1 T_{sub}^+ と Re_L の関係
Fig. A.1 Plot of T_{sub}^+ vs. Re_L .

式 (A1.1), (A1.2) より, 液の過冷度に関する無次元量 $T_{sub}^+ = \rho_L c_{pL} \sqrt{\tau_0/\rho_L} (T_s - T_L)/q_0$ は

$$T_{sub}^+ = \int_0^{\delta^+} \{1/(1/Pr_L + \varepsilon_h/\nu_L)\} dy^+ - \int_0^{\delta^+} v^+ T^+ dy^+ / \int_0^{\delta^+} v^+ dy^+ \quad (A1.3)$$

となる。いま均一な環状液膜を仮定すれば, δ^+ と Re_L は次式で関係付けられる。

$$Re_L = 4W(1-x)/\pi d \mu_L = 4 \int_0^{\delta^+} v^+ dy^+ \quad (A1.4)$$

したがって T_{sub}^+ は Re_L と Pr_L の関数となる。その関係を付図 1 に示す。

付録 2 v_z, v_φ の計算

図 14 に示すモデルで, 液膜内のせん断力 τ と主流の速度 v の関係は

$$\tau = (\mu_L + \rho_L \varepsilon_m) dv/dy \quad (A2.1)$$

と表わせる。 v に Kármán の一般速度分布

$$0 < y^+ \leq 5 \text{ で } v^+ = y^+ \quad (A2.2, a)$$

$$5 < y^+ \leq 30 \text{ で } v^+ = -3.05 + 5 \ln y^+ \quad (A2.2, b)$$

$$30 < y^+ \text{ で } v^+ = 5.5 + 2.5 \ln y^+ \quad (A2.2, c)$$

を用い

$$0 < y^+ \leq 30 \text{ で } \tau/\tau_0 \approx 1$$

$$30 < y^+ \text{ で } \tau/\tau_0 = 1 - (1 - \tau_i/\tau_0)(y/\delta),$$

$$\varepsilon_m/\nu_L \gg 1$$

を仮定すれば, 式 (A2.1) より ε_m の分布は

$$0 < y^+ \leq 5 \text{ で } \varepsilon_m/\nu_L = 0 \quad (A2.3, a)$$

$$5 < y^+ \leq 30 \text{ で } \varepsilon_m/\nu_L = (y^+/5 - 1) \quad (A2.3, b)$$

$$30 < y^+ \text{ で } \varepsilon_m/\nu_L = \frac{1}{2.5} \{y^+ - (1 - \tau_i/\tau_0)y^{+2}/\delta^+\} \quad (A2.3, c)$$

となる。

軸方向および周方向の液膜流の運動量式は 3.3 節の仮定 (1)(2) より

$$\text{軸方向 } \mu_L \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} - \rho_L \frac{\partial}{\partial y} \frac{v_z' v_y'}{\delta^+} - \frac{\partial P}{\partial z} = 0 \quad (A2.4, a)$$

$$\text{軸方向 } \mu_L \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial y^2} - \rho_L \frac{\partial}{\partial y} \frac{v_\varphi' v_y'}{\delta^+} + g \rho_L \sin \varphi = 0 \quad (A2.4, b)$$

ここで, レイノルズ応力が

$$-\rho_L \overline{v_i' v_j'} = \rho_L \varepsilon_m (\partial v_i / \partial x_j + \partial v_j / \partial x_i)$$

$$-\rho_L \overline{v_k' v_k'} = \delta_{ij}/3 \quad (A2.5)$$

と表わされるものと仮定し, 式 (A2.5) を式 (A2.4)

に代入し, 小さい項を落した上で 1 回積分すると

$$(\mu_L + \rho_L \varepsilon_m) \frac{\partial v_z}{\partial y} = \tau_{0z} + \frac{dP}{dz} \cdot y = \tau_{yz} \quad (A2.6, a)$$

$$(\mu_L + \rho_L \varepsilon_m) \frac{\partial v_\varphi}{\partial y} = g \rho_L \sin \varphi \cdot (\delta - y) = \tau_{y\varphi} \quad (A2.6, b)$$

が得られる。式 (A2.1) および式 (A2.6) より

$$dv_z^+ = \tau_{yz} / \tau_0 = \tau_{yz} / \sqrt{\tau_{yz}^2 + \tau_{y\varphi}^2} \approx dv^+ \quad (A2.7, a)$$

$$dv_\varphi^+ = \tau_{y\varphi} / \tau_0 = \tau_{y\varphi} / \sqrt{\tau_{yz}^2 + \tau_{y\varphi}^2} \approx \tau_{y\varphi} / \tau_0 \cdot dv^+ \quad (A2.7, b)$$

式 (A2.7) に式 (A2.3) の ε_m/ν_L を代入し積分すれば次式の速度分布を得る。

$$0 < y^+ \leq 5 \text{ で } v_z^+ = y^+,$$

$$v_\varphi^+ = g \nu_L \sin \varphi \cdot \delta^{+2} \left\{ (y^+/\delta^+)^2 - \frac{1}{2} (y^+/\delta^+)^2 \right\} (\tau_0/\rho_L)^{-3/2}$$

$$\quad (A2.8, a)$$

$$5 < y^+ \leq 30 \text{ で } v_z^+ = -3.05 + 5 \ln y^+$$

$$v_\varphi^+ = g \nu_L \sin \varphi \cdot \left\{ \delta^{+2} \left(\frac{5}{\delta^+} - \frac{1}{2} \left(\frac{5}{\delta^+} \right)^2 \right) + 5 \left(\delta^+ \ln \frac{y^+}{5} - y^+ + 5 \right) \right\} (\tau_0/\rho_L)^{-3/2} \quad (A2.8, b)$$

$$30 < y^+ \text{ で } v_z^+ = 5.5 + 2.5 \ln y^+$$

$$v_\varphi^+ = g \nu_L \sin \varphi \cdot \delta^{+2} \left\{ 5 + 2.5 \ln 1.2 - \frac{62.5}{\delta^+} + 2.5 (\ln y^+ - y^+/\delta^+) \right\} (\tau_0/\rho_L)^{-3/2} \quad (A2.8, c)$$