強制流動沸騰系の熱伝達

強制流動系の沸騰熱伝達

- 流体、流路形状、液温を一定、流速を変える
  - 非沸騰熱伝達、部分核沸騰－－－流速が大きいほど大きい
  - 発達した核沸騰熱伝達－－－流速によらない
  - 発達した核沸騰曲線と単相熱伝達の交点q_g
  - 発達した核沸騰になる熱流束q_e　$q_e=1.4q_g$
- 核沸騰熱伝達をq_wとT_W-T_sで表示
  - 流速、サブクール度（液温）によらず一本の沸騰曲線－－－沸騰は壁面近くの局所的な減少が支配

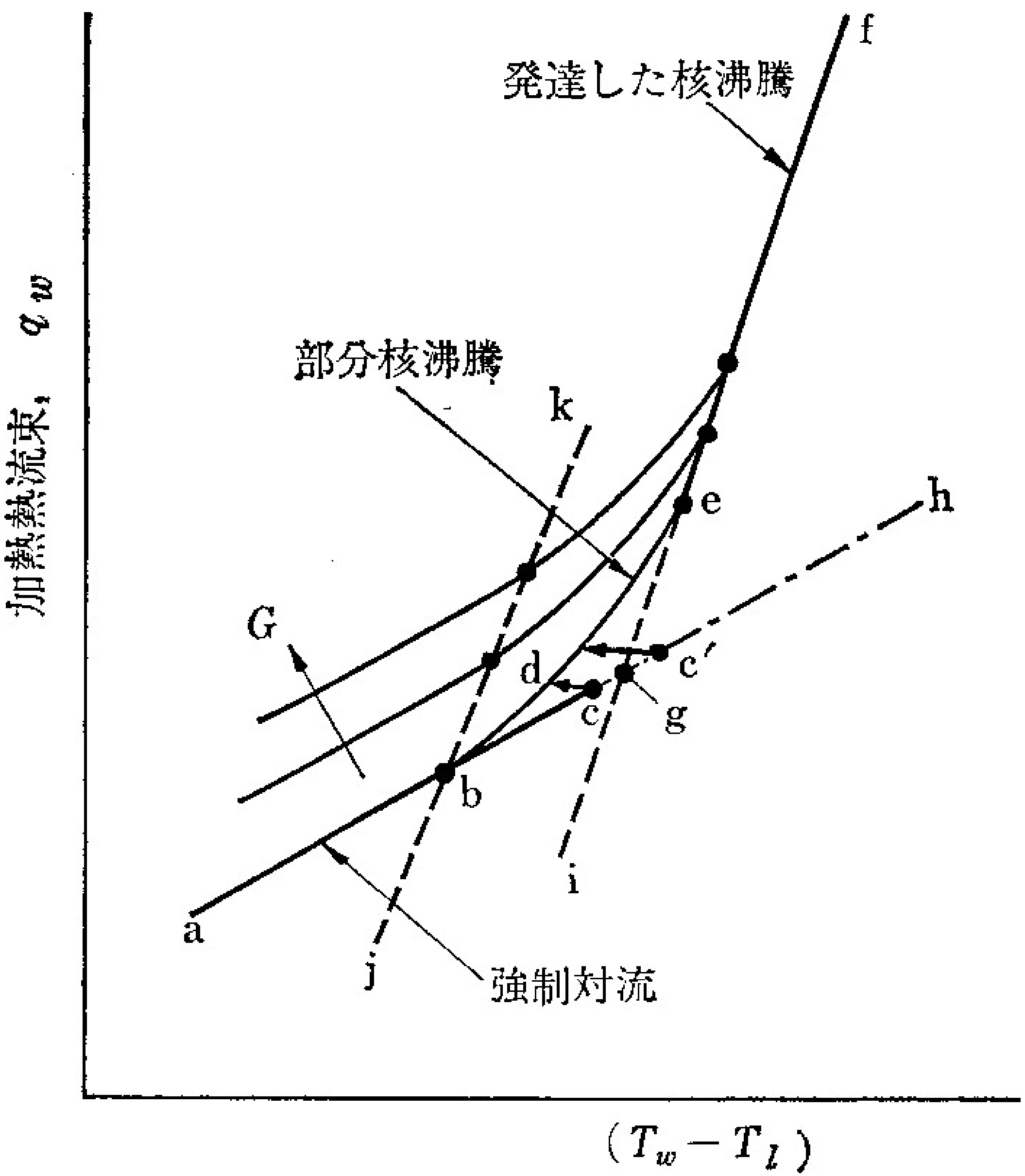


図 15.1　加熱熱流束と温度差

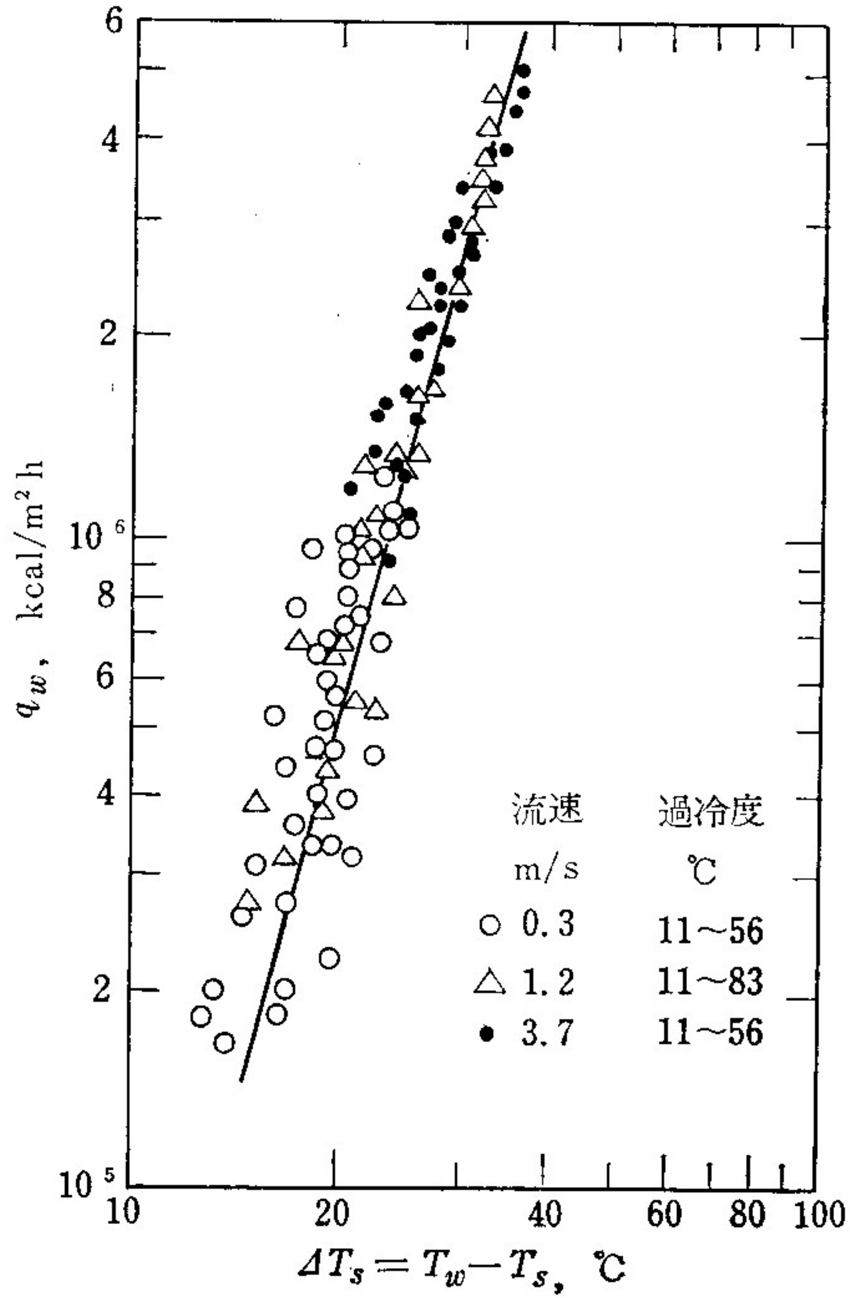


図 15.2 発達した核沸騰域の沸騰曲線 (McAdams)

部分核沸騰域の熱伝達

熱流束は壁面温度に対する単相の熱伝達による熱流束q_{CON}と発達した核沸騰曲線の延長線から与えられる熱流束q_{BO}の和

$$q_w = q_{CON} + q_{BO}$$

$$q_w = h_l (T_W - T_l)$$

核沸騰熱伝達係数はプール沸騰のものを用いてよい。

$$\frac{C_{pL}(T_W - T_L)}{L} = C_{sf}\left(\frac{q_w}{\mu_L L}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}\right)^{0.33} Pr_L^s$$

水に対してｓ＝１その他の液体に対してｓ＝１．７

C_{sf}＝０．００３～０．０２０

部分核沸騰域の熱伝達

より精密な式

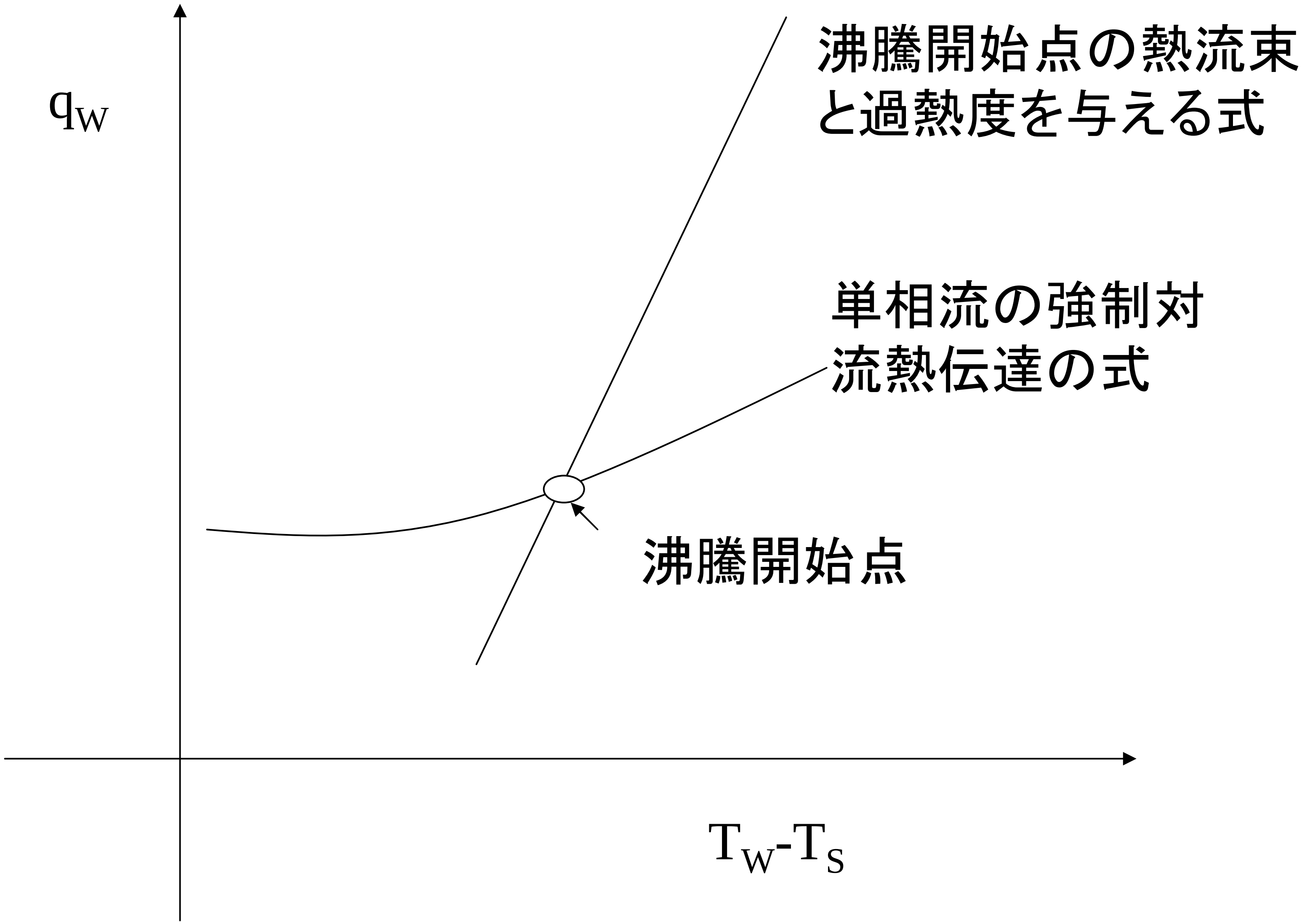
$$\frac{q_W}{q_{CON}} = \left[1 + \left\{ \frac{q_{BO}}{q_{CON}} \left(1 - \frac{q_{Bi}}{q_{BO}} \right) \right\}^2 \right]^{1/2}$$

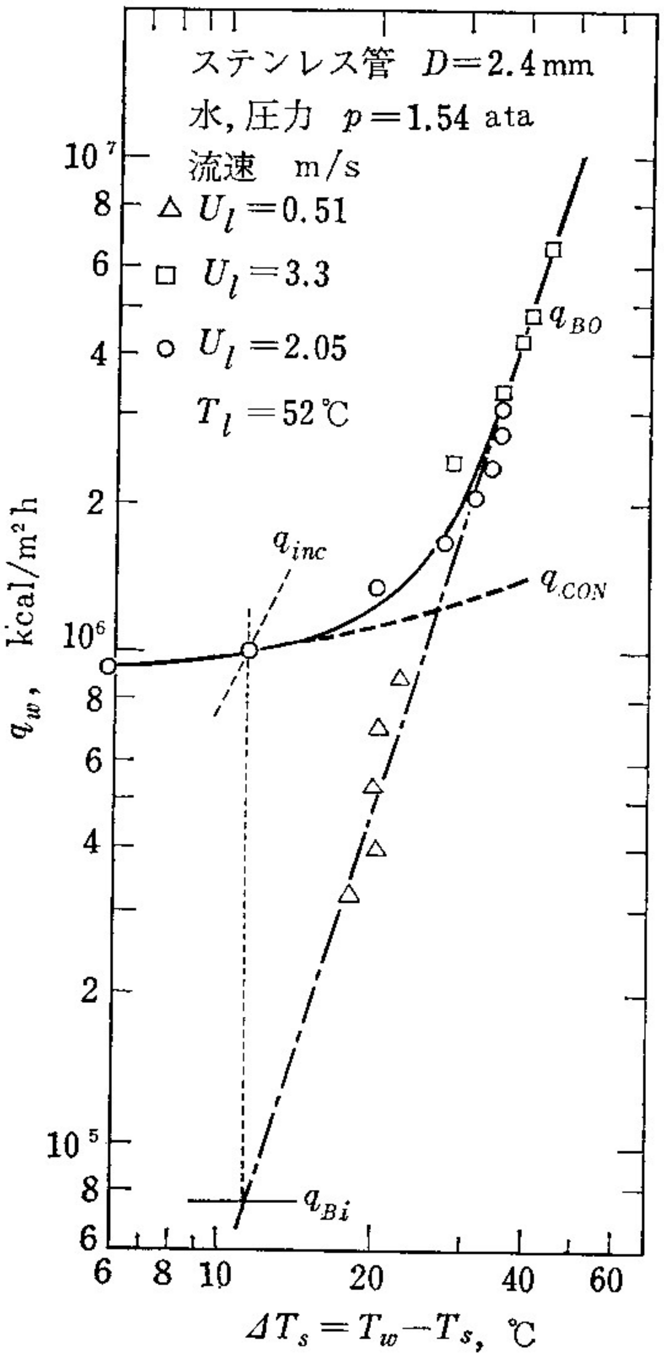
q_{Bi}は沸騰開始点での壁温に対する、発達した核沸騰熱伝達の式による熱流束

$$q_{inc} = 15.60 p^{1.156} (T_W - T_s)_{inc}^{2.30/p^{0.0234}}$$

$$q : \mathrm{Btu/ft^2h},\quad p : \mathrm{psia},\quad T : {}^\circ\mathrm{F}$$

$q_{BO} = q_{Bi}$ならば$q_W = q_{CON}$となる


沸騰開始点の熱流束
と過熱度を与える式
q_W
単相流の強制対
流熱伝達の式
沸騰開始点
T_W-T_S



はスへ T域発に を手の束ャ熱に

発達した核沸騰の熱伝達

プール沸騰の核沸騰熱伝達の式がほぼ適用できる。

水については実験データに基づいたより精密な実験式が用いられる。

$$q_W = 1.95(T_W - T_s)^{3.86}$$

(McAdams: 2.1～6.3ata)

q : kcal/m^{2}h, p : ata, T : ℃

$$T_W - T_s = \frac{0.82}{e^{p/63}} {q_W}^{1/4}$$

(Jens-Lottes:35～140ata)

$$T_W - T_s = \frac{0.024}{e^{p/88}} {q_W}^{1/2}$$

(Thom)

強制対流蒸発域の熱伝達

クォリティーが高くなると核沸騰は終息

環状流、環状噴霧流

熱伝達は壁面近くの液膜を通した対流と蒸発

強制対流熱伝達に類似したメカニズム

蒸気流速、液膜流速、液膜厚さに関係

蒸気クォリティーに大きく依存する

（核沸騰域では熱伝達係数はクォリティーに依存しない）

単相流の強制対流熱伝達との比を二相流のパラメータで整理（Lockhart-Martinelliパラメータ）

Lockhart-Martinelliパラメータ

- 気液二相流の流動と伝熱現象
  - 気相と液相の流量、物性値により複雑に変化
  - それらをひとまとめにした無次元パラメータ
  - Lockhart-MartinelliパラメータX_{tt}
  - 圧力損失や熱伝達係数がよく整理される

$$X_{tt} = \sqrt{(\Delta P / \Delta z)_L / (\Delta P / \Delta z)_G}$$

  - $(\Delta P/\Delta z)_L$，$(\Delta P/\Delta z)_G$：液相、気相が単独で流路を流れたとしたときの単相流の圧力損失
- 流れが気相、液相とも乱流の場合には

Lockhart-Martinelliパラメータ

流れが気相、液相とも乱流の場合には

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta z}\right)_L = \frac{2f_L}{D}\rho_l U^2 = \frac{2f_L G_l^2}{D\rho_l} \qquad \left(\frac{\Delta P}{\Delta z}\right)_G = \frac{2f_G}{D}\rho_g U_g^2 = \frac{2f_G G_g^2}{D\rho_g}$$

$$f_L = 0.046\left(\frac{G_l D}{\mu_l}\right)^{-0.2} \qquad f_G = 0.046\left(\frac{G_g D}{\mu_g}\right)^{-0.2}$$

これらを用いれば

$$X_{tt} = \left(\frac{G_l}{G_g}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1}$$

気液二相流の圧力損失や熱伝達係数はこのパラメータを用いた相関式として与えられる場合が多い

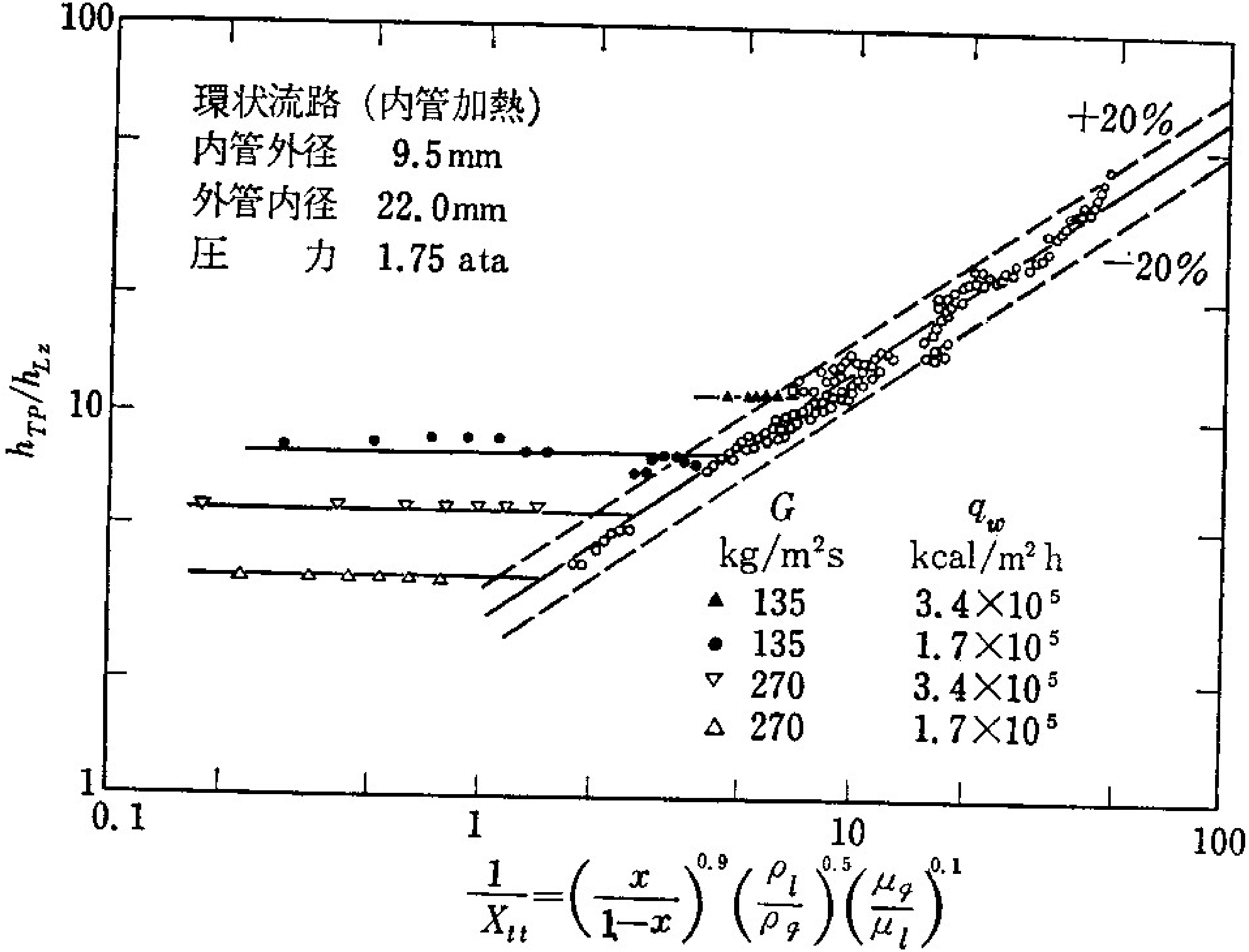


図 15.4　飽和沸騰における伝熱様式の変化（Collier ら）

強制対流蒸発域の熱伝達

強制流動沸騰熱伝達係数h_{TP}

強制対流単相熱伝達係数h_{Lz}, h_{L0}

液相のみが流路を満たして流れるとした熱伝達係数

$$h_{Lz}=0.023\frac{k_l}{D}\left(\frac{G(1-x)D}{\mu_l}\right)^{0.8}\left(\frac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{0.4}$$

蒸気、液全量が液体として流れた場合の熱伝達係数

$$h_{L0}=0.023\frac{k_l}{D}\left(\frac{GD}{\mu_l}\right)^{0.8}\left(\frac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{0.4}$$

$$\frac{h_{TP}}{h_{Lz}}=A\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{n} \qquad \frac{h_{TP}}{h_{L0}}=A'\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{n'}$$

表 15.1　強制対流蒸発域の熱伝達率相関式

著　　者	相　　関　　式	流体および流路系
GUERRIERI-TALTY[11] (1956)	$\frac{h_{TP}}{h_{Lz}}=3.4\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.45}$	有機媒体（メタノール，ヘキサン，ベンゼンなど），管内上昇流
SCHROCK-GROSSMAN[12] (1959)	$\frac{h_{TP}}{h_{Lz}}=2.5\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.75}$	水，$p=3\sim35$ ata，管内上昇流
WRIGHT[13] (1961)	$\frac{h_{TP}}{h_{Lz}}=2.72\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.58}$	水，$p=1\sim5$ ata，管内下降流
BENNETT et al.[14] COLLIER et al.[10] (1961)，(1964)	$\frac{h_{TP}}{h_{Lz}}=2.17\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.70}$ ただし，$T_l=T_s+0.33\Delta T_s$	水，$p=1\sim5.6$ ata，環状流路上昇流，内管加熱
DENGLER-ADDOMS[15] (1956)	$\frac{h_{TP}}{h_{L0}}=3.5\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.50}$	水，$p=0.6\sim2.8$ ata，管内上昇流
PUJOL-STENNING[16] (1969)	$\frac{h_{TP}}{h_{L0}}=4.0\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.37}$	R-113 管内上昇および下降流

強制対流蒸発域の熱伝達

- 核沸騰域と強制対流蒸発域を分けて式を与えるのは不便
  - 二つの領域を一つの式で与える
  - ボイリング数Boを導入する

$$Bo \equiv \frac{q_W}{GH_{fg}}$$

$$\frac{h_{TP}}{h_{L0}(\text{or } h'_{Lz}, h'_{L0})} = K_1\left[Bo + K_2\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^n\right]$$

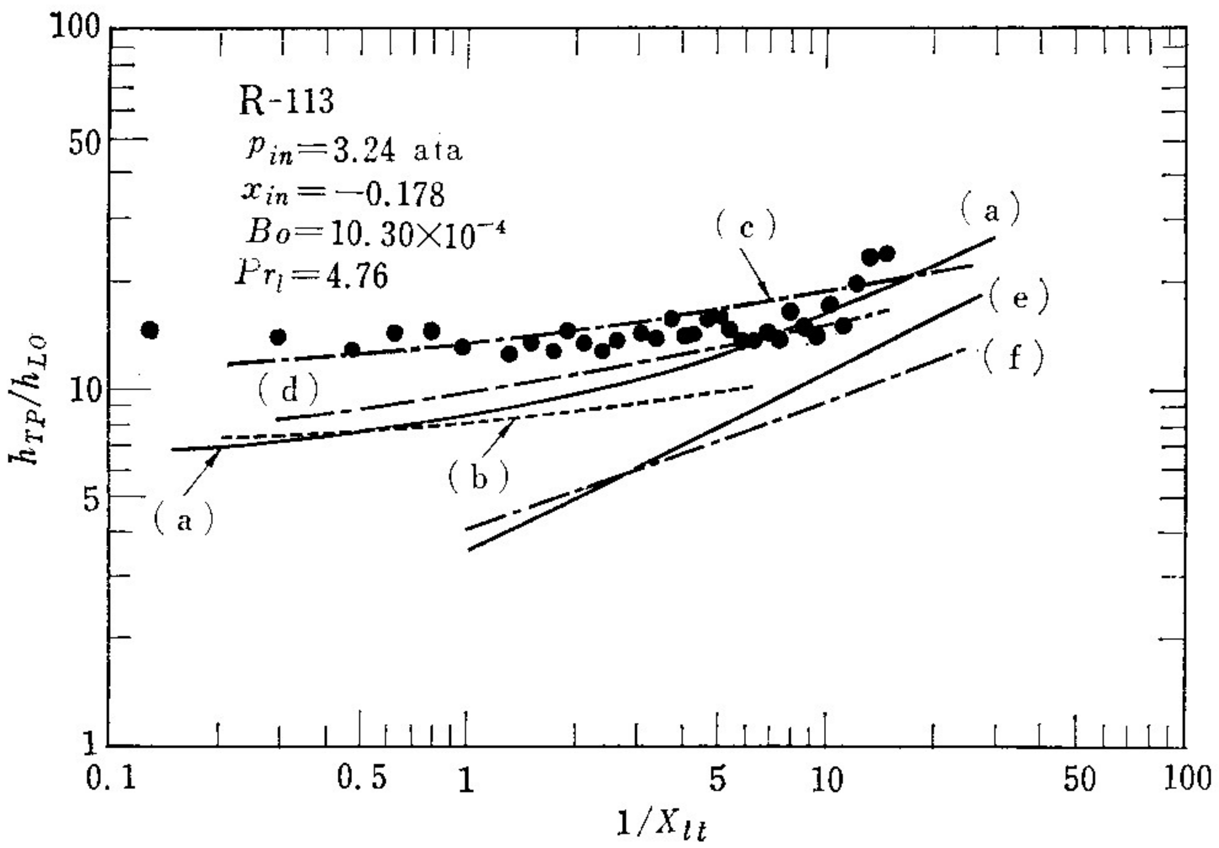
$$h'_{LZ} = 0.023\frac{k_l}{D}\left(\frac{G(1-x)D}{\mu_l}\right)^{0.8}\left(\frac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{1/3} \qquad h_{L0}' = 0.023\frac{k_l}{D}\left(\frac{GD}{\mu_l}\right)^{0.8}\left(\frac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{1/3}$$

表 15.2　核沸騰，強制対流蒸発域の熱伝達率相関式

著　者	相　関　式	流体および流路系
SCHROCK–GROSSMAN[17] (1962)	$\dfrac{h_{TP}}{h_{L0}'}=0.739\left[Bo\times10^4+1.5\left(\dfrac{1}{X_{tt}}\right)^{2/3}\right]$	水，$p=3\sim35$ ata 管内上昇流
SANI[18] (1960)	$\dfrac{h_{TP}}{h_{Lz}'}=1.48\left[Bo\times10^4+1.5\left(\dfrac{1}{X_{tt}}\right)^{2/3}\right]$	水，$p=1\sim2.7$ ata 管内下降流
WRIGHT[13] (1961)	$\dfrac{h_{TP}}{h_{L0}'}=0.67\left[Bo\times10^4+3.5\left(\dfrac{1}{X_{tt}}\right)^{2/3}\right]$	水，$p=1\sim5$ ata 管内下降流
SOMERVILLE[19] (1962)	$\dfrac{h_{TP}}{h_{Lz}'}=2.45\left[Bo\times10^4+1.5\left(\dfrac{1}{X_{tt}}\right)^{2/3}\right]$	n-ペンタン，$p=1\sim3.5$ ata 管内下降流
PUJOL–STENNING[16] (1969)	$\dfrac{h_{TP}}{h_{L0}}=0.90\left[Bo\times10^4+4.45\left(\dfrac{1}{X_{tt}}\right)^{0.37}\right]$ $\dfrac{h_{TP}}{h_{L0}}=0.53\left[Bo\times10^4+7.75\left(\dfrac{1}{X_{tt}}\right)^{0.37}\right]$	R-113 管内上昇流 R-113 管内下降流

ただし，$h_{L0}'=0.023\dfrac{k_l}{D}\left(\dfrac{GD}{\mu_l}\right)^{0.8}\left(\dfrac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{1/3}$，$h_{Lz}'=0.023\dfrac{k_l}{D}\left[\dfrac{G(1-x)D}{\mu_l}\right]^{0.8}\left(\dfrac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{1/3}$

また，h_{L0} は式 (15.12)



核沸騰および強制対流蒸発域

（a） WRIGHT

（b） SCHROCK & GROSSMAN

（c） PUJOL & STENNING $=0.90[Bo\times10^4+4.45(1/X_{tt})^{0.37}]$

（d） PUJOL & STENNING $=0.53[Bo\times10^4+7.75(1/X_{tt})^{0.37}]$

強制対流蒸発域

（e） DENGLER & ADDOMS

（f） PUJOL & STENNING

図 15.5 熱伝達率相関式の比較

Chenの相関式

飽和沸騰系の熱伝達

- 核沸騰と強制対流熱伝達の和
- $h_{TP}=h_{CON}+h_{NB}$
- h_{CON}は強制対流の効果、h_{NB}は核沸騰の効果
- 液相が単独で流れた場合の単相流の熱伝達係数にパラメータFを乗して与える。

$$h_{CON} = F \times 0.023 \frac{k_l}{D} \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_l}\right)^{0.8} \left(\frac{c_{pl}\mu_l}{k_l}\right)^{0.4}$$

- FはLockhart-Martinelliパラメータの関数として図により与えられる。

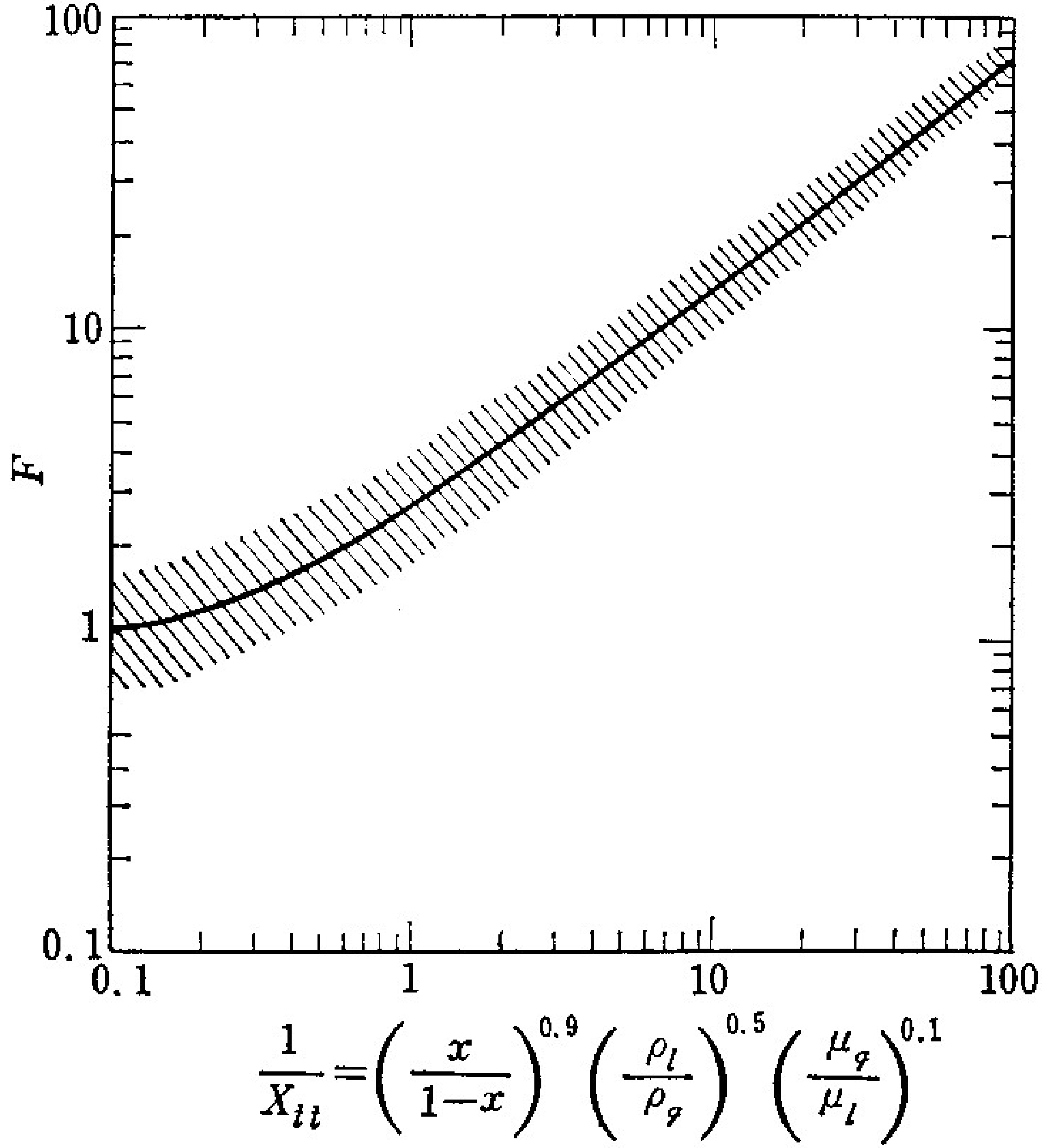


図 15.6　パラメータ F の値（Chen）

Chenの相関式

核沸騰熱伝達:プール沸騰熱伝達に基づき次式で表す

$$h_{NB} = S \times 0.00122 \left[\frac{k_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} H_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right] (T_W - T_S)^{0.24} \Delta p_S^{0.75}$$

Sの値は二相レイノルズ数

$$Re_{TP} = \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_l}\right) F^{1.25}$$

の関数として図で与えられる。

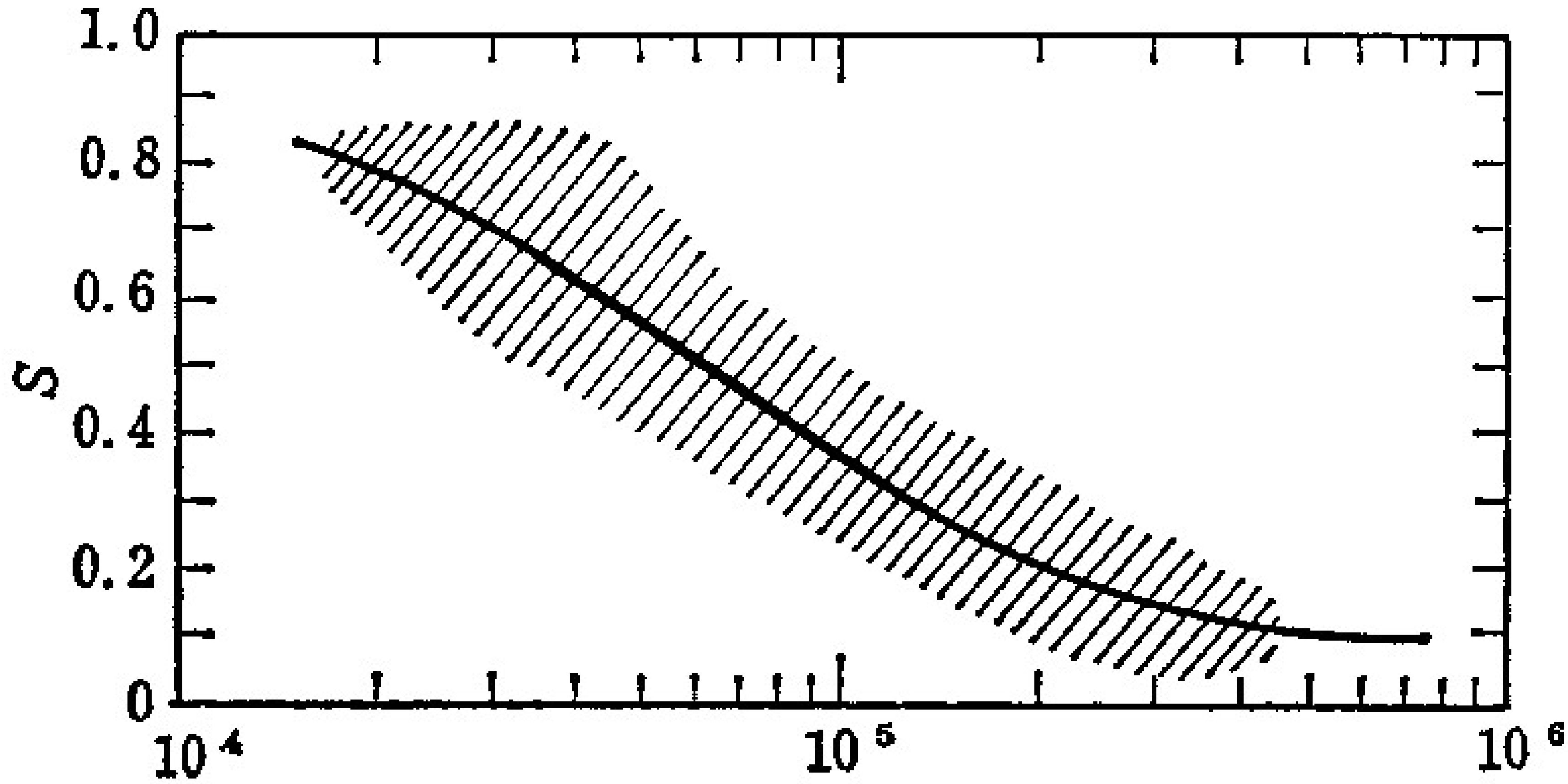
複雑な形であるが、最も精度が良いものとして用いられている。

Foster-Zuberの式

- 気泡力学を考えた無次元の核沸騰熱伝達相関式

$$\frac{h_{BO}}{k_l}\left(\frac{(T_W-T_S)c_{pl}}{H_{fg}}\frac{\rho_l}{\rho_v}\sqrt{\pi\frac{k_l}{c_{pl}\rho_l}}\sqrt{\frac{2\sigma}{\Delta p_S}}\sqrt[4]{\frac{\rho_l}{\Delta p_S}}\right)$$

$$=0.0015\left[\frac{\rho_l}{\mu_l}\left(\frac{(T_W-T_S)c_{pl}}{H_{fg}}\frac{\rho_l}{\rho_v}\sqrt{\pi\frac{k_l}{c_{pl}\rho_l}}\right)^2\right]^{0.62}\left(\frac{\mu_l c_{pl}}{k_l}\right)^{0.33}$$



$$Re_{TP} = \left[\frac{GD(1-x)}{\mu_l}\right] F^{1.25}$$

図 15.7　パラメータSの値（Chen）