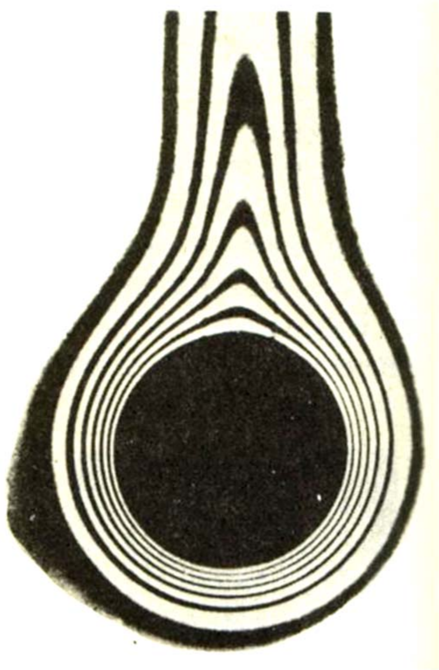
第7章　自然対流熱伝達

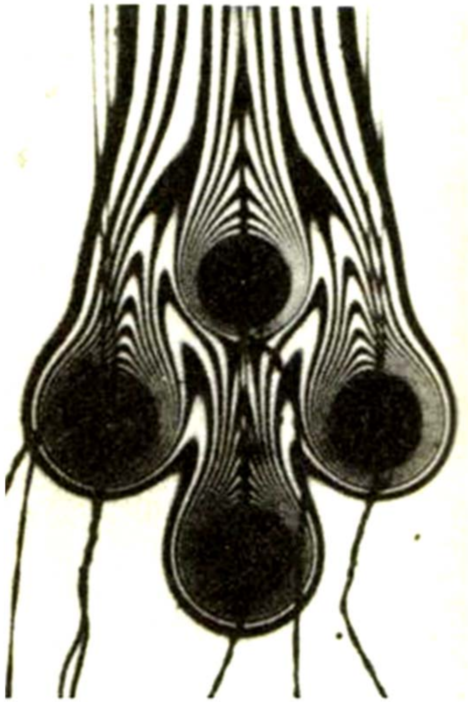
- 伝熱工学の基礎：　伝熱の基本要素、フーリエの法則、ニュートンの冷却則
- 1次元定常熱伝導：　熱伝導率、熱通過率、熱伝導方程式
- 2次元定常熱伝導：　ラプラスの方程式、数値解析の基礎
- 非定常熱伝導：　非定常熱伝導方程式、ラプラス変換、フーリエ数とビオ数
- 対流熱伝達の基礎：　熱伝達率、速度境界層と温度境界層、層流境界層と乱流境界層、境界層厚さ、混合平均温度
- 強制対流熱伝達：　管内乱流熱伝達、円柱および球の熱伝達、管群熱伝達
- 自然対流熱伝達：　垂直平板自然対流熱伝達、密閉層内自然対流、共存対流熱伝達
- 輻射伝熱：　ステファン－ボルツマンの法則、黒体と灰色体、輻射率、形態係数
- 凝縮熱伝達：　鉛直平板膜状凝縮、凝縮数、水平円管膜状凝縮、滴状凝縮
- 沸騰熱伝達：　沸騰曲線、気泡力学、沸騰熱伝達率

加熱物体周りの等温度線を示す干渉写真（マッハツェンダー干渉計による計測結果）

垂直加熱平板
周りの等温線

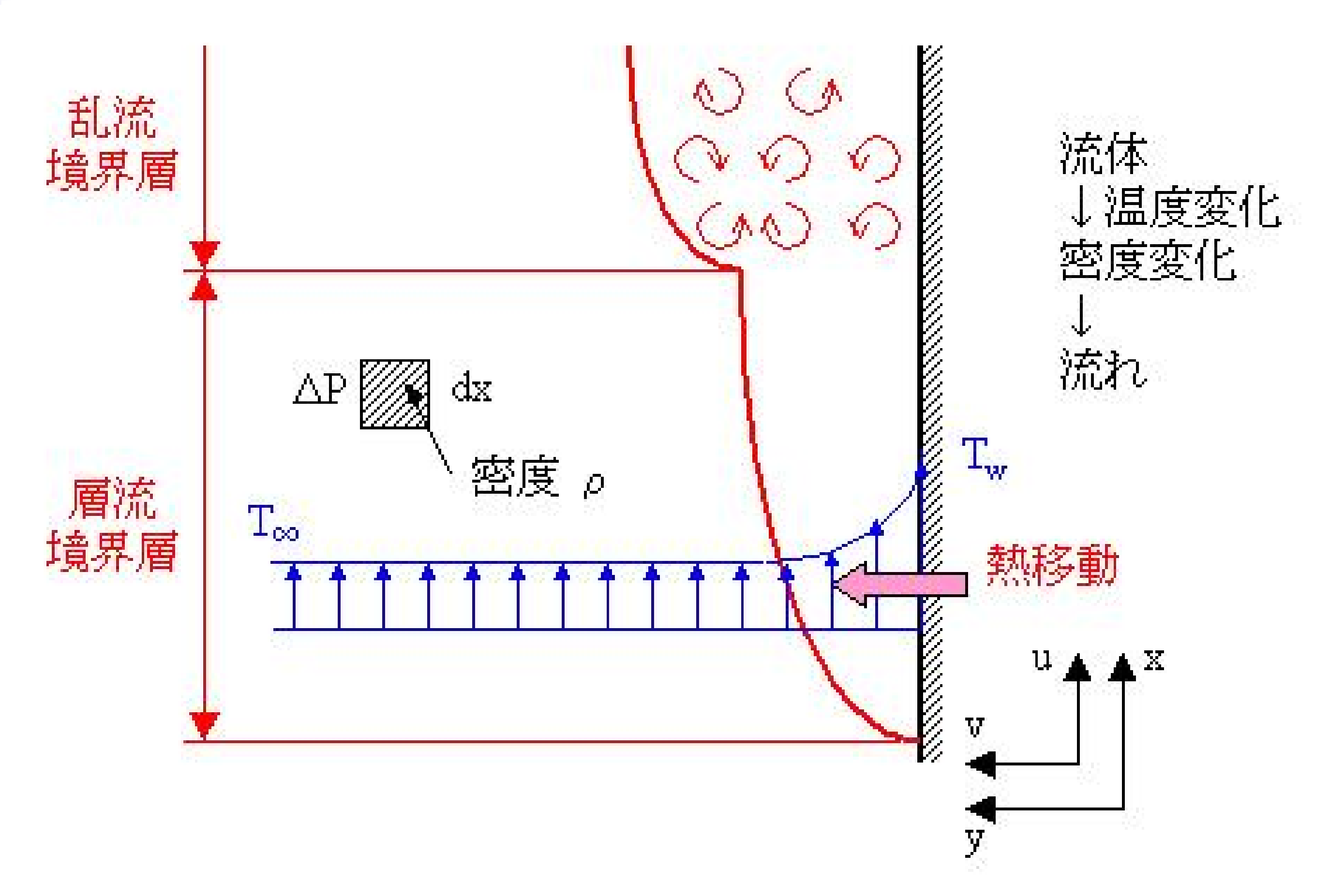


水平加熱円柱
周りの等温線



水平加熱円柱群
周りの等温線

自然対流熱伝達（Natural Convection）



熱伝達率の導出

壁面近傍での流体速度＝0であるから、壁面から流体への熱移動は熱伝導のみによって伝えられる。

$$q'' = -k\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}$$

一方、ニュートンの冷却則により、

$$q'' = h(T_w - T_\infty)$$ だから

$$h(T_w - T_\infty) = -k\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}$$

$$h = -\frac{k\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}{(T_w - T_\infty)}$$

すなわち、熱伝達率hを求めるためには、壁面の温度勾配を知ればよい。

運動方程式

境界層内で運動方程式

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)=-\frac{\partial P}{\partial x}-\rho g+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

境界層外の圧力勾配

$$\boxed{\frac{\partial P}{\partial x}=-\rho_\infty g}$$

上式より

$$\boxed{\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)=\underbrace{(\rho_\infty-\rho)g}_{\text{浮力}}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}}$$

浮力の評価

体膨張係数：β

$$\beta \equiv \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \Big/ V$$

$$= \left(\frac{V - V_\infty}{T - T_\infty}\right) \Big/ V_\infty$$

$$= \left\{\left(\frac{m}{\rho}\right) - \left(\frac{m}{\rho_\infty}\right)\right\} \Big/ \left(\frac{m}{\rho_\infty}\right)(T - T_\infty)$$

$$= \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho(T - T_\infty)}$$

とすると、境界層内では、密度 ρ は一定

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \underline{\underline{\rho\beta(T - T_\infty)g}} + \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

温度変化→浮力

運動方程式の変形

運動方程式の左辺 $/\rho$

連続の式

$$= u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}$$

$$= u\frac{\partial u}{\partial x} + u\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + v\frac{\partial u}{\partial y}$$

$$= 2u\frac{\partial u}{\partial x} + u\frac{\partial v}{\partial y} + v\frac{\partial u}{\partial y}$$

$$= 2u\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial (uv)}{\partial y} \xrightarrow[v \to 0]{} \frac{\partial u^2}{\partial x}$$

運動方程式は

$$\frac{\partial (\rho u^2)}{\partial x} = \rho\beta g(T - T_\infty) + \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

となる。

境界層内運動量積分方程式

運動方程式

$$\frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} = \rho\beta g(T - T_\infty) + \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

を境界層内で積分すると、

$$\int_0^\delta \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x}dy = \int_0^\delta \rho\beta g(T - T_\infty)dy + \int_0^\delta \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}dy$$

$$\frac{d}{dx}\left(\int_0^\delta \rho u^2 dy\right) = \int_0^\delta \rho\beta g(T - T_\infty)dy + \left[\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right]_0^\delta$$

$$\boxed{\frac{d}{dx}\left(\int_0^\delta \rho u^2 dy\right) = \int_0^\delta \rho\beta g(T - T_\infty)dy - \mu\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}}$$

エネルギー式

$$\rho c_p\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right)=k\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \alpha=\frac{k}{c_p\rho}$$

左辺

$$=u\frac{\partial T}{\partial x}+T\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+v\frac{\partial T}{\partial y}$$

$$=\frac{\partial (Tu)}{\partial x}+\frac{\partial (Tv)}{\partial y}$$

$$=\frac{\partial (Tu)}{\partial x}$$

よって、エネルギー式は、

$$\frac{\partial (Tu)}{\partial x}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

境界層内エネルギー積分方程式

$$\frac{\partial (Tu)}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

以上のエネルギー式を積分すると、

$$\int_0^\delta \frac{\partial (Tu)}{\partial x} dy = \int_0^\delta \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dy$$

$$\frac{d}{dx}\int_0^\delta u(T - T_\infty)dy = \left[\alpha \frac{\partial T}{\partial y}\right]_0^\delta$$

$$\boxed{\frac{d}{dx}\int_0^\delta u(T - T_\infty)dy = -\alpha \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}$$

温度分布の決定

$$T(y) = C_1 + C_2 y + C_3 y^2$$

と仮定すると、境界条件が

$$y = 0 \longrightarrow T = T_w$$

$$y = \delta \longrightarrow T = T_\infty$$

$$y = \delta \longrightarrow T' = 0$$

よって、

$$C_1 = T_w$$

$$C_2 = \frac{2(T_\infty - T_w)}{\delta}$$

$$C_3 = -\frac{T_\infty - T_w}{\delta^2}$$

従って、

$$T(y) = T_w + \frac{2(T_\infty - T_w)}{\delta} y - \frac{T_\infty - T_w}{\delta^2} y^2$$

$$T(y) - T_\infty = (T_w - T_\infty)\left[1 - 2\left(\frac{y}{\delta}\right) + \left(\frac{y}{\delta}\right)^2\right]$$

$$\boxed{\frac{T(y) - T_\infty}{T_w - T_\infty} = \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2}$$

速度分布の決定

$$\frac{u}{u_\infty} = a + by + cy^2 + dy^3$$

と仮定すると、境界条件が

$y = 0$　　$u = 0$

$y = \delta$　　$u = 0$

$y = \delta$　　$u' = 0$

$y = 0$　　$u'' = -g\beta(T_\infty - T_w)/\nu$　　$\leftarrow$　　$(\nu = \mu/\rho)$

（$\because$ $y = 0$ で、$u = 0$、$v = 0$ だから運動方程式より）

よって

$$a = 0 \qquad b = \frac{1}{4}\frac{\delta\, g\beta(T_w - T_\infty)}{\nu u_\infty}$$

$$c = -\frac{g\beta(T_w - T_\infty)}{2\nu} \qquad d = \frac{1}{4}\frac{g\beta(T_w - T_\infty)}{\delta\nu u_\infty}$$

$\Rightarrow$

$$\boxed{\frac{u}{u_\infty} = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)\delta^2}{4\nu u_\infty}\frac{y}{\delta}\left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2}$$

熱伝達率の導出

壁面近傍での壁面から流体への熱移動は

$$q'' = -k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}$$

一方、ニュートンの冷却則により、

$$q'' = h\left(T_w - T_\infty\right)$$

より

$$h = -k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} \bigg/ \left(T_w - T_\infty\right)$$

いま

$$\frac{T(y) - T_\infty}{T_w - T_\infty} = \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial T(y)}{\partial y} = -\frac{2}{\delta}\left(T_w - T_\infty\right)$$

であるから

$$\boxed{h = \frac{-k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}{\left(T_w - T_\infty\right)} = \frac{2k}{\delta}}$$

$$\frac{u}{u_\infty} = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)\delta^2}{4\nu u_\infty}\frac{y}{\delta}\left(1-\frac{y}{\delta}\right)^2$$

境界層内運動量積分方程式の変形

$$u_x \equiv u_\infty \cdot \frac{g\beta(T_w - T_\infty)\delta^2}{4\nu u_\infty} \Rightarrow \frac{u}{u_x} = \frac{y}{\delta}\left(1-\frac{y}{\delta}\right)^2$$ ：速度分布

温度分布：$$\frac{T(y) - T_\infty}{T_w - T_\infty} = \left(1-\frac{y}{\delta}\right)^2$$

$$\frac{d}{dx}\left(\int_0^\delta \rho u^2 dy\right) = \int_0^\delta \rho\beta g(T - T_\infty)dy - \mu\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}$$

境界層内運動量積分方程式

$$\boxed{\frac{d}{dx}\left[u_x^2 \cdot \frac{\delta}{105}\right] = g\beta(T_w - T_\infty)\cdot\frac{\delta}{3} - \nu u_x\frac{1}{\delta}}$$

境界層内エネルギー積分方程式の変形

$$u_x \equiv u_\infty \cdot \frac{g\beta(T_w - T_\infty)\delta^2}{4\nu u_\infty} \Rightarrow \frac{u}{u_x} = \frac{y}{\delta}\left(1-\frac{y}{\delta}\right)^2$$

:速度分布

温度分布:

$$\frac{T(y) - T_\infty}{T_w - T_\infty} = \left(1-\frac{y}{\delta}\right)^2$$

$$\boxed{\frac{d}{dx}\int_0^\delta u(T - T_\infty)dy = -\alpha \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}$$

:境界層内エネルギー積分方程式

$$\boxed{\frac{(T_w - T_\infty)}{30}\frac{d}{dx}\left[u_x \cdot \delta\right] = 2\alpha \frac{(T_w - T_\infty)}{\delta}}$$

代表速度 u_x と境界層厚さ δ の決定

$$\boxed{\frac{d}{dx}\left[u_x^2\cdot\frac{\delta}{105}\right]=g\beta(T_w-T_\infty)\cdot\frac{\delta}{3}-\nu u_x\frac{1}{\delta}}$$

$$u_x \equiv u_\infty\cdot\frac{g\beta(T_w-T_\infty)\delta^2}{4\nu u_\infty}$$

$$\Downarrow$$

$$u_x \propto \delta^2$$

$$\frac{d(\delta)^5}{dx}=C\cdot\delta$$

$$\Downarrow$$

$$\delta = C'\cdot x^{1/4}$$

$$\Downarrow$$

$$\boxed{\begin{aligned}u_x &= C_1\cdot x^{1/2}\\ \delta &= C_2\cdot x^{1/4}\end{aligned}}$$

$$\frac{d(\delta)^5}{dx}=C\cdot\delta$$

$$5\cdot\delta^4\cdot\frac{d\delta}{dx}=C\cdot\delta$$

$$5\cdot\delta^3\cdot\frac{d\delta}{dx}=C$$

$$5\cdot\int\delta^3 d\delta = C\int dx$$

$$5\cdot\frac{\delta^4}{4}=C\cdot x$$

$$\therefore\quad \delta^4 \sim x$$

$$\therefore\quad \delta \sim x^{\frac{1}{4}}$$

未定係数C_1とC_2の決定

$$u_x = C_1 \cdot x^{1/2}$$

$$\delta = C_2 \cdot x^{1/4}$$

$$\Downarrow$$

$$\frac{(T_w - T_\infty)}{30}\frac{d}{dx}\left[u_x \cdot \delta\right] = 2\alpha\frac{(T_w - T_\infty)}{\delta}$$

$$\frac{d}{dx}\left[u_x^2 \cdot \frac{\delta}{105}\right] = g\beta(T_w - T_\infty)\cdot\frac{\delta}{3} - \nu u_x \frac{1}{\delta}$$

$$\Downarrow$$

$$\boxed{C_1 = 5.164\nu\left[\frac{g\beta(T_w - T_\infty)}{\nu^2}\right]^{\frac{1}{2}}\left(\frac{20}{21} + \frac{\nu}{\alpha}\right)^{-\frac{1}{2}}}$$

$$\boxed{C_2 = 3.936\left[\frac{g\beta(T_w - T_\infty)}{\nu^2}\right]^{-\frac{1}{4}}\left(\frac{\nu}{\alpha}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{20}{21} + \frac{\nu}{\alpha}\right)^{\frac{1}{4}}}$$

境界層厚さ δ の決定

$$\frac{\delta}{x} = 3.936\left[\frac{g\beta(T_w - T_\infty)x^3}{\nu^2}\right]^{-\frac{1}{4}}\left(\frac{\nu}{\alpha}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{20}{21} + \frac{\nu}{\alpha}\right)^{\frac{1}{4}}$$

⇩

プラントル数： $\Pr \equiv \dfrac{\nu}{\alpha}$

グラスホフ数：$Gr_x \equiv \dfrac{g\beta\left(T_w - T_\infty\right)x^3}{\nu^2}$

⇩

$$\boldsymbol{\frac{\delta}{x}} = 3.936 \cdot \boldsymbol{Gr_x}^{-\frac{1}{4}} \cdot \Pr^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(0.952 + \Pr\right)^{\frac{1}{4}}$$

グラスフホフ数 Gr_x の意味

$$グラスホス数 = \frac{(浮力)}{(粘性力)} \approx レノルズ数$$

層流境界層から乱流境界層への遷移限界を与える

垂直平板の場合： $\boxed{Gr_x = 10^8 - 10^9}$

熱伝達率の導出

壁面近傍での速流体速度＝0であるから、壁面から流体への熱移動は熱伝導のみによって伝えられる。

$$q'' = -k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}$$

一方、ニュートンの冷却則により、

$$q'' = h\left(T_w - T_\infty\right)$$ だから

$$h\left(T_w - T_\infty\right) = -k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}$$

$$h = -k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} \Big/ \left(T_w - T_\infty\right)$$

すなわち、熱伝達率hを求めるためには、壁面の温度勾配を知ればよい。

熱伝達率とヌッセルト数の導出

$$h = \frac{-k\left.\dfrac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}{\left(T_w - T_\infty\right)}$$

ここで

$$\frac{T(y) - T_\infty}{T_w - T_\infty} = \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2$$

より

$$\frac{\partial T(y)}{\partial y} = -\frac{2}{\delta}\left(T_w - T_\infty\right)$$

であるから

$$h = \frac{-k\left.\dfrac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}{\left(T_w - T_\infty\right)} = \frac{2k}{\delta}$$

熱伝達率とヌッセルト数の導出

$$\boldsymbol{h}=\frac{-\boldsymbol{k}\left.\dfrac{\partial \boldsymbol{T}}{\partial \boldsymbol{y}}\right|_{y=0}}{\left(\boldsymbol{T}_w-\boldsymbol{T}_\infty\right)}=\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{\delta}}$$

ここで

$$\boxed{\frac{\boldsymbol{\delta}}{\boldsymbol{x}}=3.936\cdot \boldsymbol{Gr}_x^{-\frac{1}{4}}\cdot \mathrm{Pr}^{-\frac{1}{2}}\cdot\left(0.952+\mathrm{Pr}\right)^{\frac{1}{4}}}$$

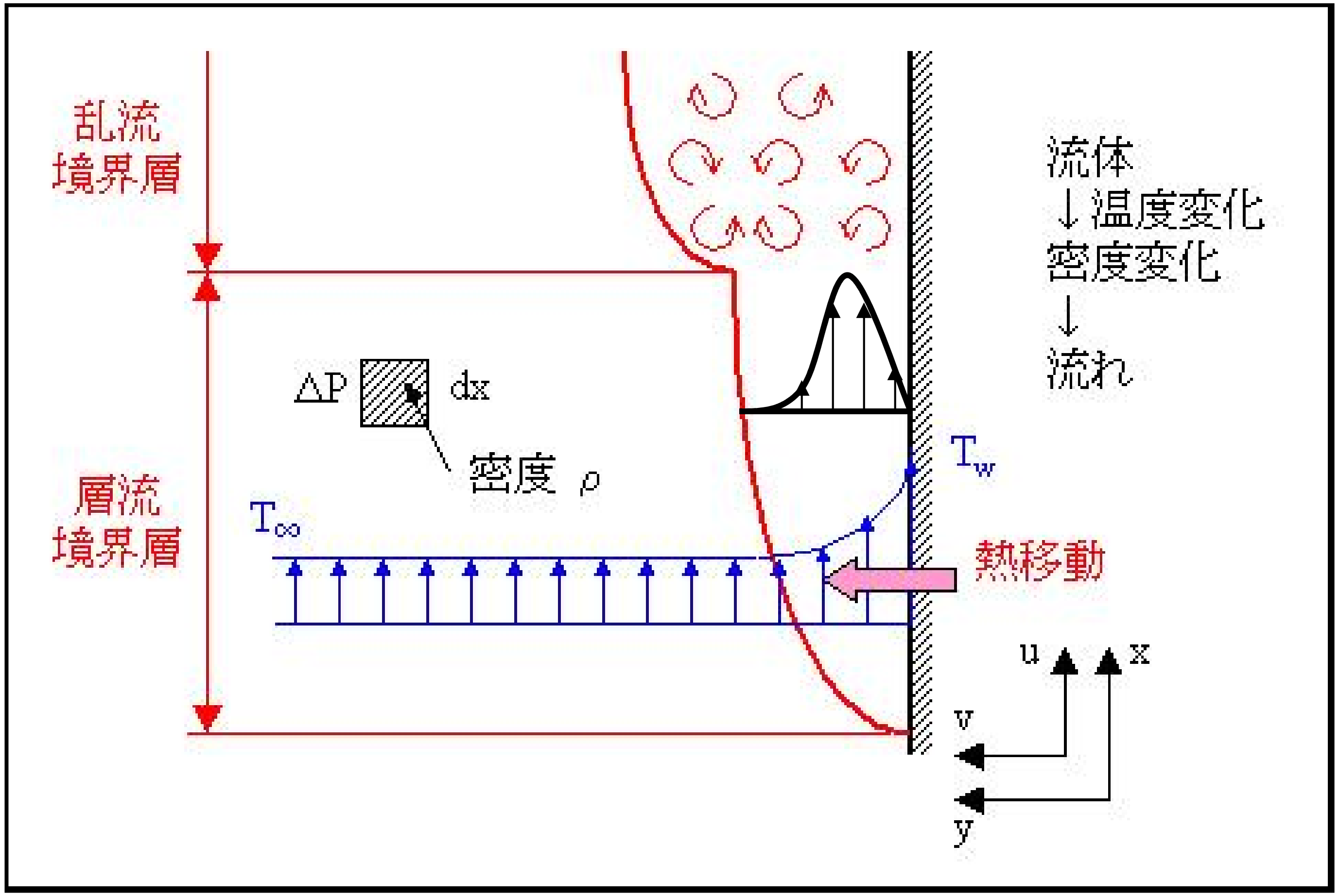
より

$$\boxed{h=\frac{2\cdot k}{3.936\cdot x}\cdot Gr_x^{\frac{1}{4}}\cdot \mathrm{Pr}^{\frac{1}{2}}\cdot\left(0.952+\mathrm{Pr}\right)^{-\frac{1}{4}}}$$

よって

$$\boxed{Nu=\frac{hx}{k}=0.508\cdot Gr_x^{\frac{1}{4}}\cdot \mathrm{Pr}^{\frac{1}{2}}\cdot\left(0.952+\mathrm{Pr}\right)^{-\frac{1}{4}}}$$

実際の自然対流における速度と温度勾配



自然対流における熱伝達率の実験式

ヌッセルト数

$$Nu = C \cdot (Gr \cdot \mathrm{Pr})^m$$

Cとmは実験的に決定。ここで、

レイリー数:

$$Ra = Gr \cdot \mathrm{Pr}$$

グラスホフ数:

$$Gr = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)x^3}{\nu^2}$$

ヌッセルト数:

$$Nu = \frac{hx}{k}$$

プラントル数:

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a}$$

自然対流熱伝達率の実験式

$$Nu = C \cdot (Gr \cdot \mathrm{Pr})^m$$

形　　状	$\mathrm{Gr}_f \mathrm{Pr}_f$	C	m
垂直平板および垂直円柱	10^{-1}–10^{4}		
	10^{4}–10^{9}	0.59	$\frac{1}{4}$
	10^{9}–10^{13}	0.021	$\frac{2}{5}$
	10^{9}–10^{13}	0.10	$\frac{1}{3}$
水平円柱	0–10^{-5}	0.4	0
	10^{-5}–10^{4}		
	10^{4}–10^{9}	0.53	$\frac{1}{4}$
	10^{9}–10^{12}	0.13	$\frac{1}{3}$
上向き加熱平板または，下向き冷却平板	$2 \times 10^{4} - 8 \times 10^{6}$	0.54	$\frac{1}{4}$
上向き加熱平板または，下向き冷却平板	$8 \times 10^{6} - 10^{11}$	0.15	$\frac{1}{3}$
下向き加熱平板または，上向き冷却平板	$10^{5} - 10^{11}$	0.58	$\frac{1}{5}$

自然対流熱伝達率の簡易予測式

表面形状	層流 $10^4 \le Gr \cdot \Pr \le 10^9$	乱流 $Gr \cdot \Pr \ge 10^9$
垂直平板あるいは 垂直円柱	$h = 1.42 \cdot \left(\dfrac{\Delta T}{L}\right)^{1/4}$	$h = 0.95 \cdot (\Delta T)^{1/3}$
水平円柱 水平円板	$h = 1.32 \cdot \left(\dfrac{\Delta T}{d}\right)^{1/4}$	$h = 1.24 \cdot (\Delta T)^{1/3}$
加熱上向き平板または 冷却下向き平板	$h = 1.32 \cdot \left(\dfrac{\Delta T}{L}\right)^{1/4}$	$h = 1.43 \cdot (\Delta T)^{1/3}$
加熱下向き平板または 冷却上向き平板	$h = 0.61 \cdot \left(\dfrac{\Delta T}{L^2}\right)^{1/5}$	

球

$$Nu = 2 + 0.43 \cdot (Gr \cdot \Pr)^{1/4} \qquad (1 \le Gr \cdot \Pr \le 10^5)$$

形　状	$Gr_f\,Pr_f$	C	m
水平円柱	0–10^{-5}	0.4	0
	10^{-5}–10^{4}	図 7-8 を用いる	図 7-8を用いる
	10^{4}–10^{9}	0.53	$1/4$
	10^{9}–10^{12}	0.13	$1/3$

問題7-1

250℃、直径0.3048mの水平円管が、空気温度15℃の室内に置かれている。1m当たりの、自然対流による熱損失を、以下の関係式を用いて、求めなさい。
ただし、膜温度132.5℃における以下の物性値を使用して良い。

$$\nu = 26.26 \times 10^{-6} (m^2 / s)$$

$$k = 0.03406 (W / m \cdot K)$$

$$Pr = 0.687$$

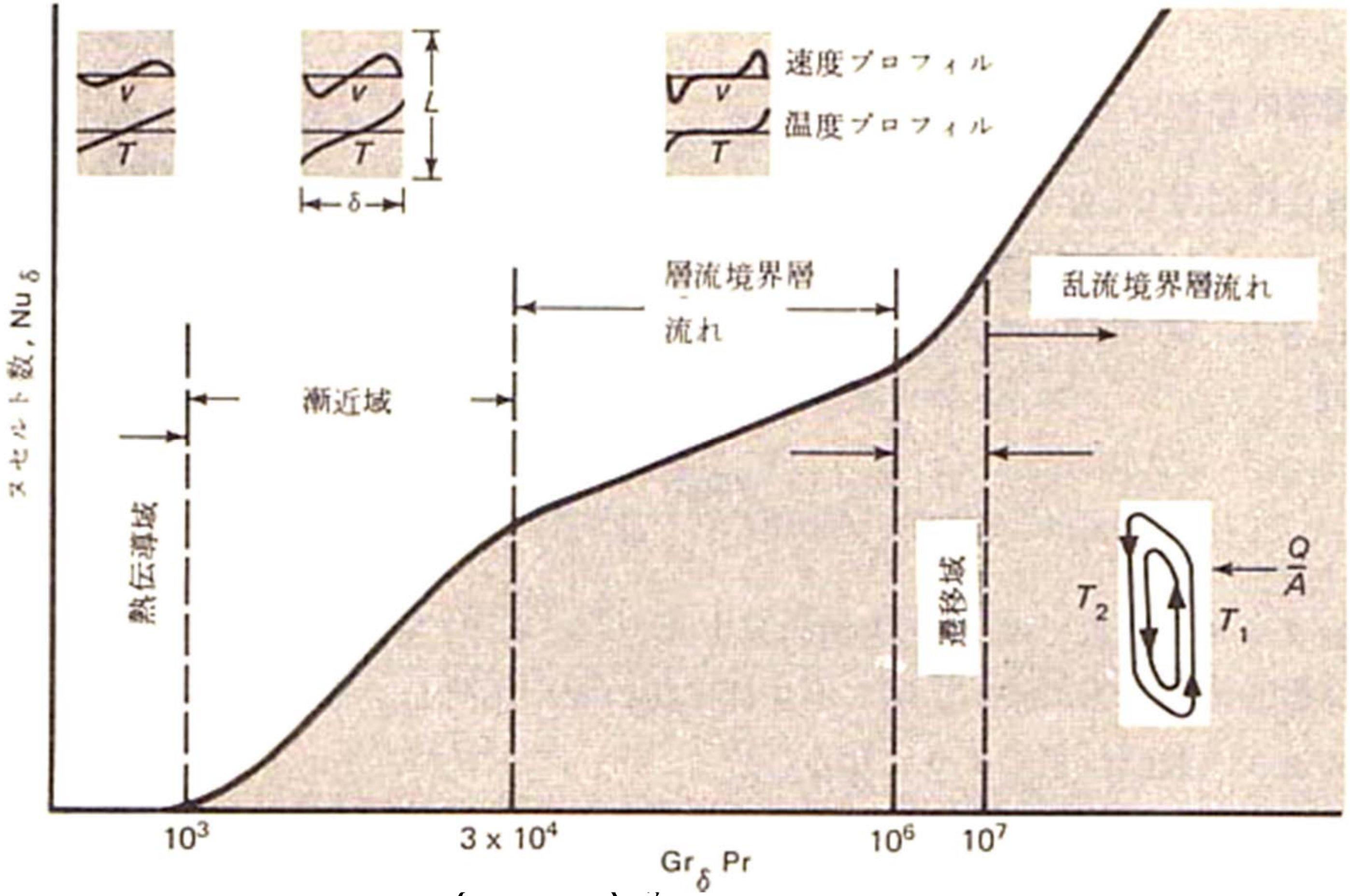
$$\beta = \frac{1}{T_f} = \frac{1}{405.5} = 2.47 \times 10^{-3} (1 / K)$$

(1)　実験式： $Nu = C \cdot (Gr \cdot \mathrm{Pr})^m$

(2)　簡易予測式

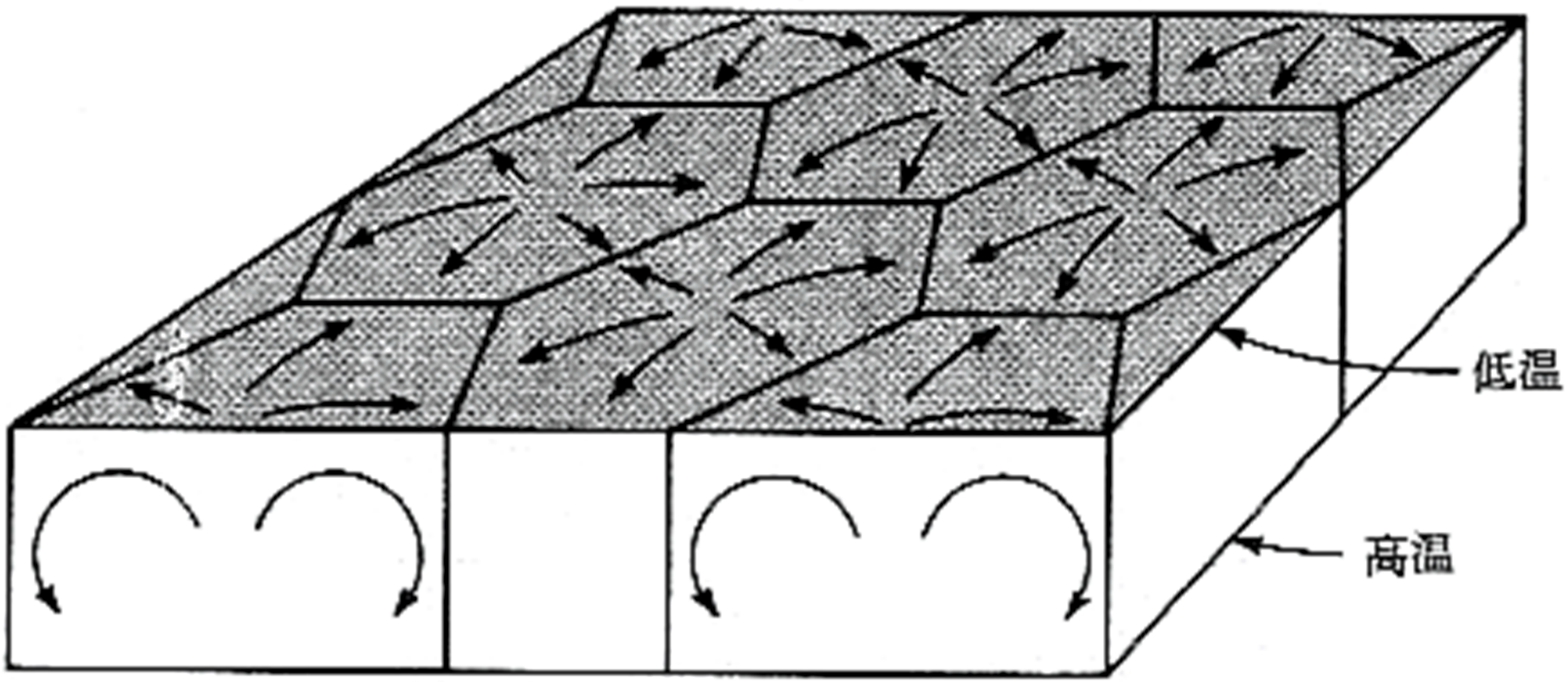
密閉層内自然対流熱伝達

$$Nu = \frac{h\delta}{k}$$



$$Gr = \frac{g\beta(T_W - T_\infty)\delta^3}{\nu^2} \qquad Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

ベナール対流



自然対流熱伝達率

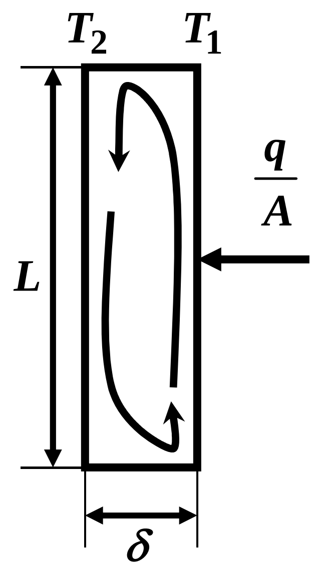
ヌッセルト数

$$10^4 \le Gr \cdot \mathrm{Pr} \le 10^7 \qquad 1 \le \mathrm{Pr} \le 20{,}000 \qquad 10 \le L/\delta \le 40$$

$$Nu = 0.42 (Gr \cdot \mathrm{Pr})^{1/4} \mathrm{Pr}^{0.012} \left(\frac{L}{\delta} \right)^{-0.30}$$

$$10^6 \le Gr \cdot \mathrm{Pr} \le 10^9 \qquad 1 \le \mathrm{Pr} \le 20 \qquad 10 \le L/\delta \le 40$$

$$Nu = 0.046 (Gr \cdot \mathrm{Pr})^{1/3}$$



熱流束

$$\frac{q}{A} = h(T_1 - T_2) = Nu \frac{k}{\delta} (T_1 - T_2)$$

みかけの熱伝導率（有効熱伝導率）

$$\frac{q}{A} = k_e \frac{T_1 - T_2}{\delta}$$

$$Nu = \frac{k_e}{k}$$

$$\frac{k_e}{k} = C (Gr \cdot \mathrm{Pr})^n \left(\frac{L}{d} \right)^m$$

$$\frac{k_e}{k} = C\left(Gr \cdot \mathrm{Pr}\right)^n \left(\frac{L}{d}\right)^m$$

密閉流体の自然対流熱伝達率の実験式

流　体	形　状	Gr_δ Pr	Pr	$\frac{L}{\delta}$	C	n	m
気体	垂直	<2000	$k_e/k=1.0$				
	等温	6000–200,000	0.5–2	11–42	0.197	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{9}$
		$200{,}000–1.1\times10^7$	0.5–2	11–42	0.073	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{9}$
	水平	1700–7000	0.5–2	.....	0.059	0.4	0
	等温	$7000–3.2\times10^5$	0.5–2	.....	0.212	$\frac{1}{4}$	0
	下面より加熱	$>3.2\times10^5$	0.5–2	.....	0.061	$\frac{1}{3}$	0
液体	垂直	$10^4–10^7$	1–20,000	10–40		....	...
	等熱流束						
	または等温	$10^6–10^9$	1–20	1–40			
	水平	1700–6000	1–5000	.....	0.012	0.6	0
	等温	6000–37,000	1–5000	.....	0.375	0.2	0
	下面より加熱	$37{,}000–10^8$	1–20	.....	0.13	0.3	0
		$>10^8$	1–20	.....	0.057	$\frac{1}{3}$	0
気体・液体	垂直二重円環	垂直平板と同じ					
	水平二重円環	$6000–10^6$	1–5000	.....	0.11	0.29	0
		$10^6–10^8$	1–5000	.....	0.40	0.20	0
気体・液体	同心二重球	$120–1.1\times10^9$	0.7–4000			....	...

$$k_e = C \cdot k \cdot (Gr \cdot Pr)^n \cdot (L/d)^m$$
$$C = 0.197, n = 1/4, m = -1/9$$

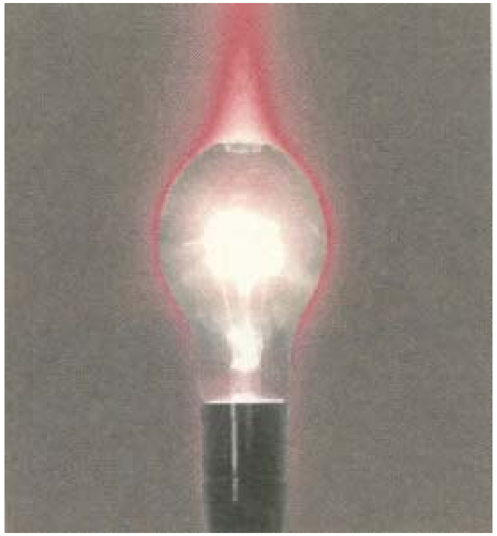
問題7-2

二重ガラス窓がある。窓ガラスの大きさは0.5m四方で、ガラス同士の間隔は15mmである。二重ガラスの間は空気で満たされているとする。
外気温が100℃のとき内部での温度を40℃に保つ時、両ガラス窓間の熱伝達量を求めなさい。
ただし、物性値は、両ガラス窓間の平均温度70℃における以下の物性値を使用して良い。

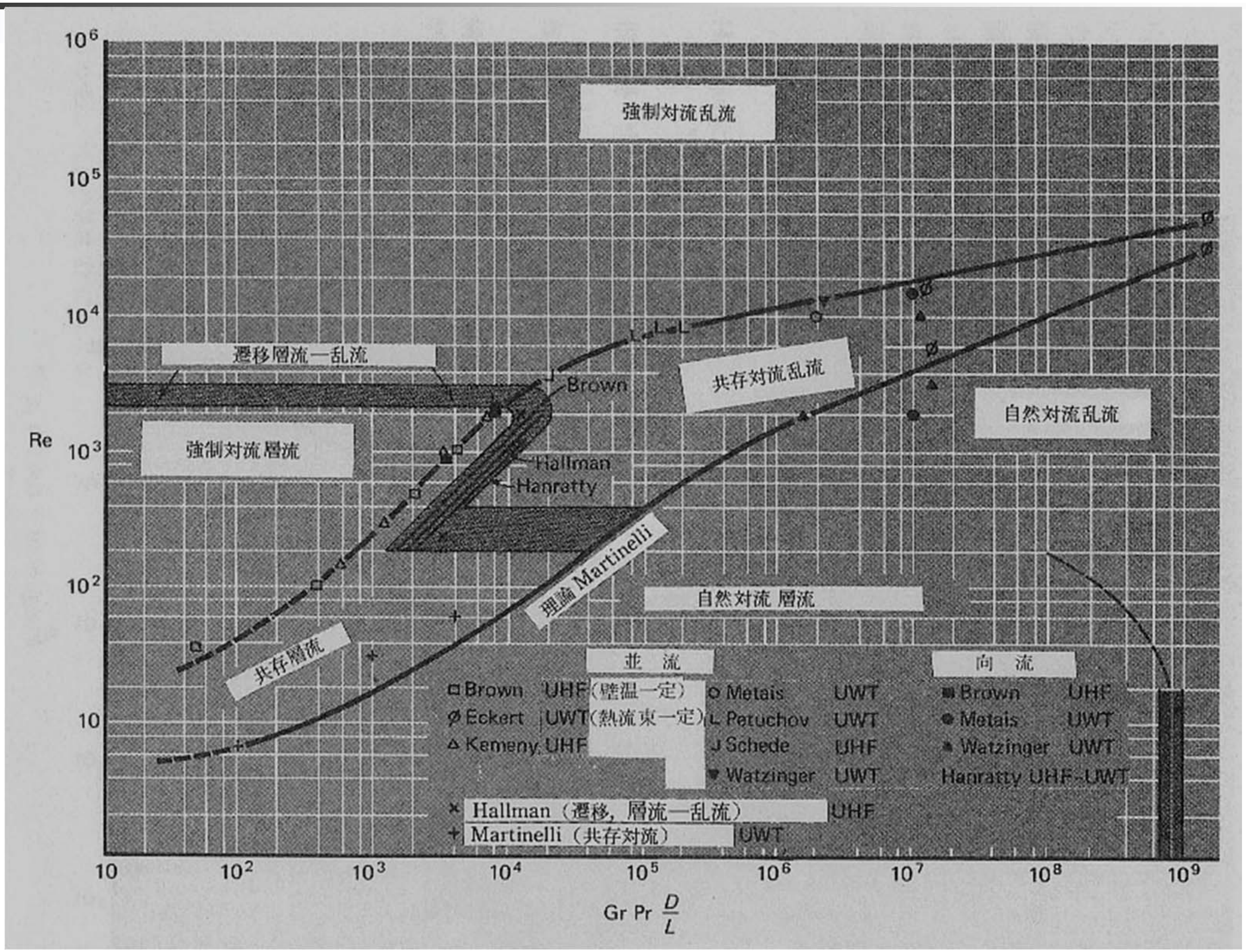
$$\rho = 1.029 (kg/m^3)$$
$$\mu = 2.062 \times 10^{-5} (kg/m \cdot s)$$
$$k = 0.0295 (W/m \cdot K)$$
$$Pr = 0.7$$
$$\beta = \frac{1}{T_f} = \frac{1}{343} = 2.915 \times 10^{-3} (1/K)$$

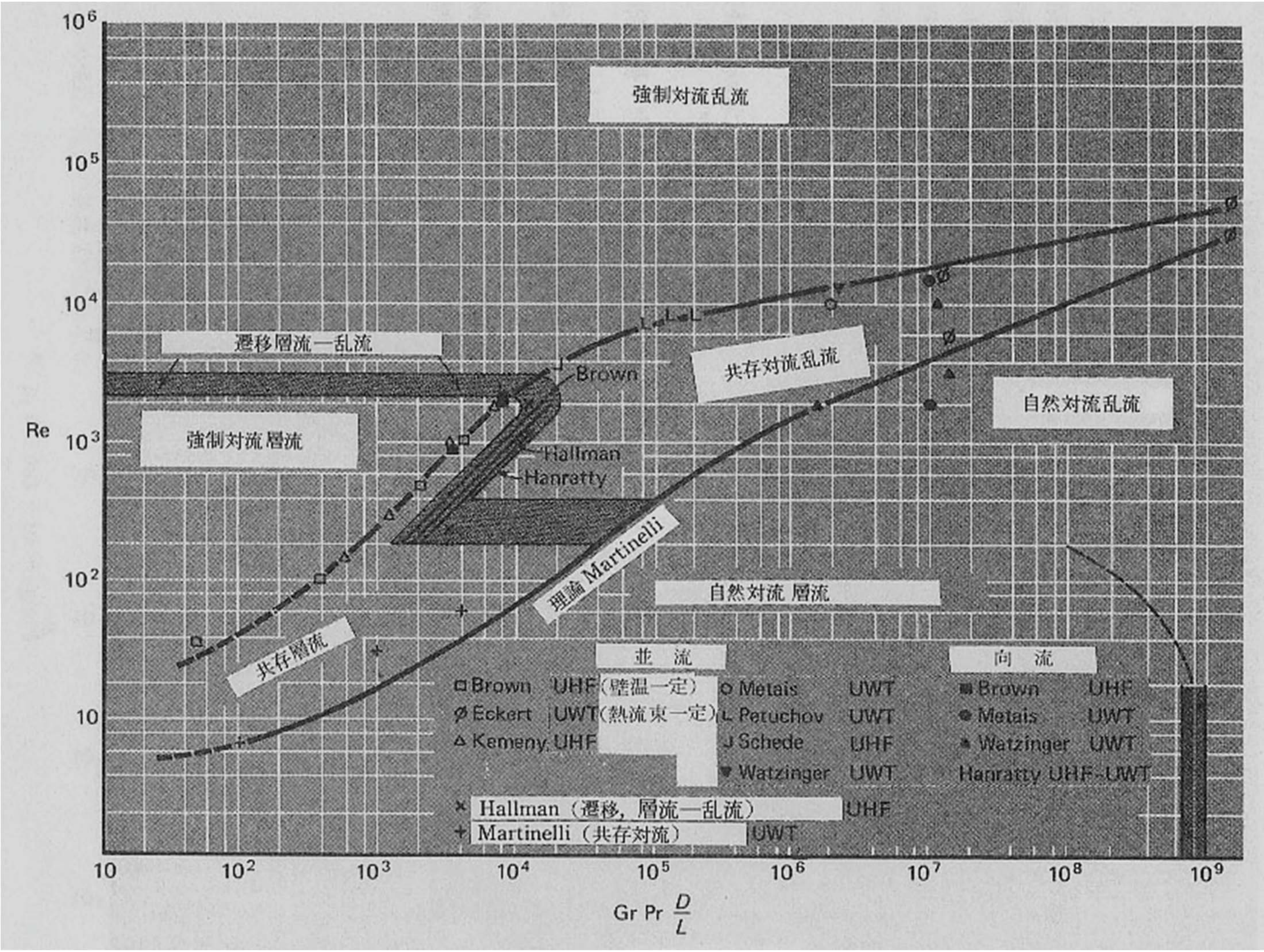
問題7-3

図に示すように、消費電力100 W の
白熱電球を考える。周囲温度がT_1 = 295 K で、
点灯時の電球表面温度はT_2 = 400 K であった。
自然対流による平均熱伝達率が
$\bar{h}$ = 7.1 [W/(m2·K)] のとき、対流による熱損失を推定せよ。
ただし, 電球を直径6 cmの球とする.



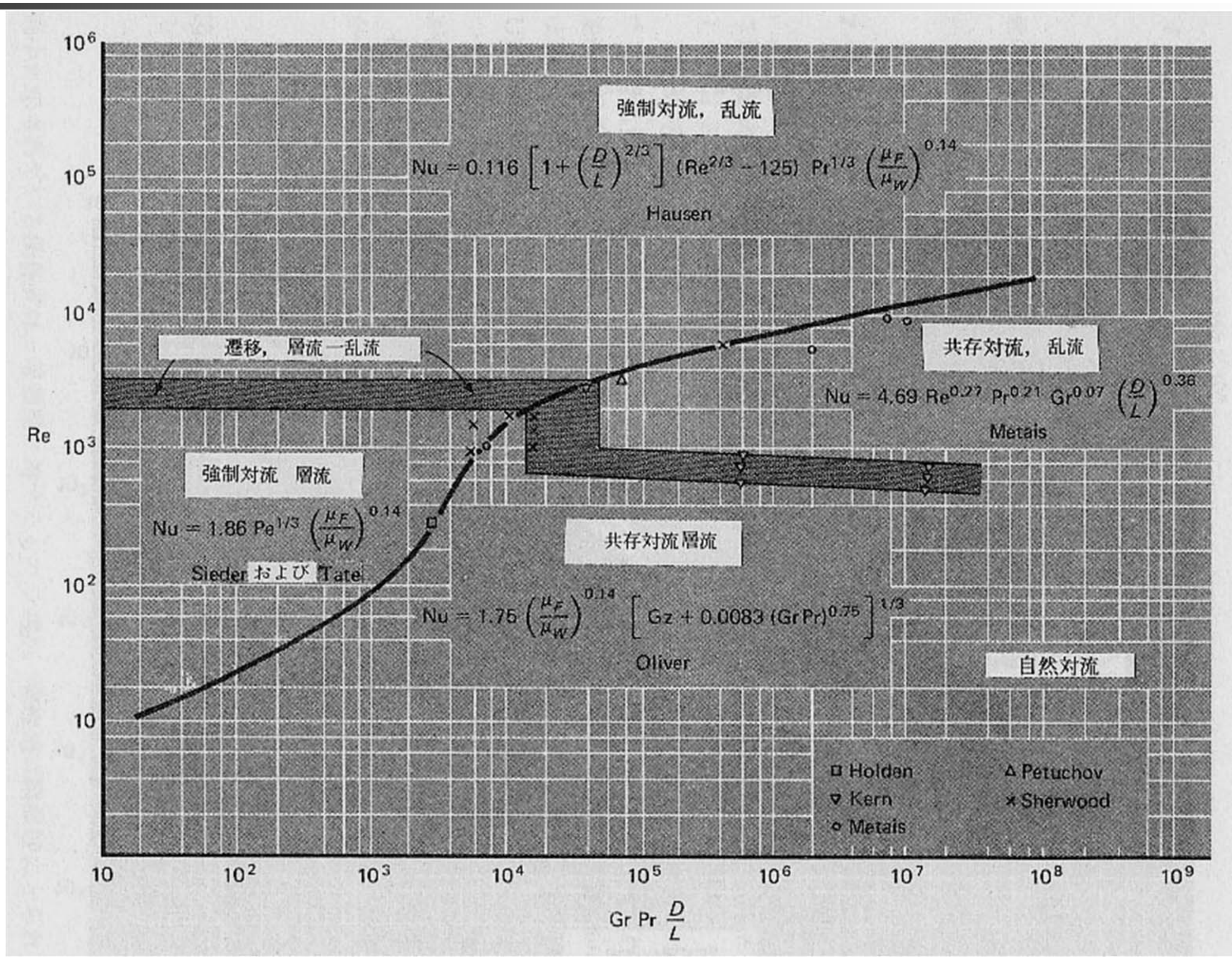
自然対流と強制対流の共存対流（垂直管内の場合）

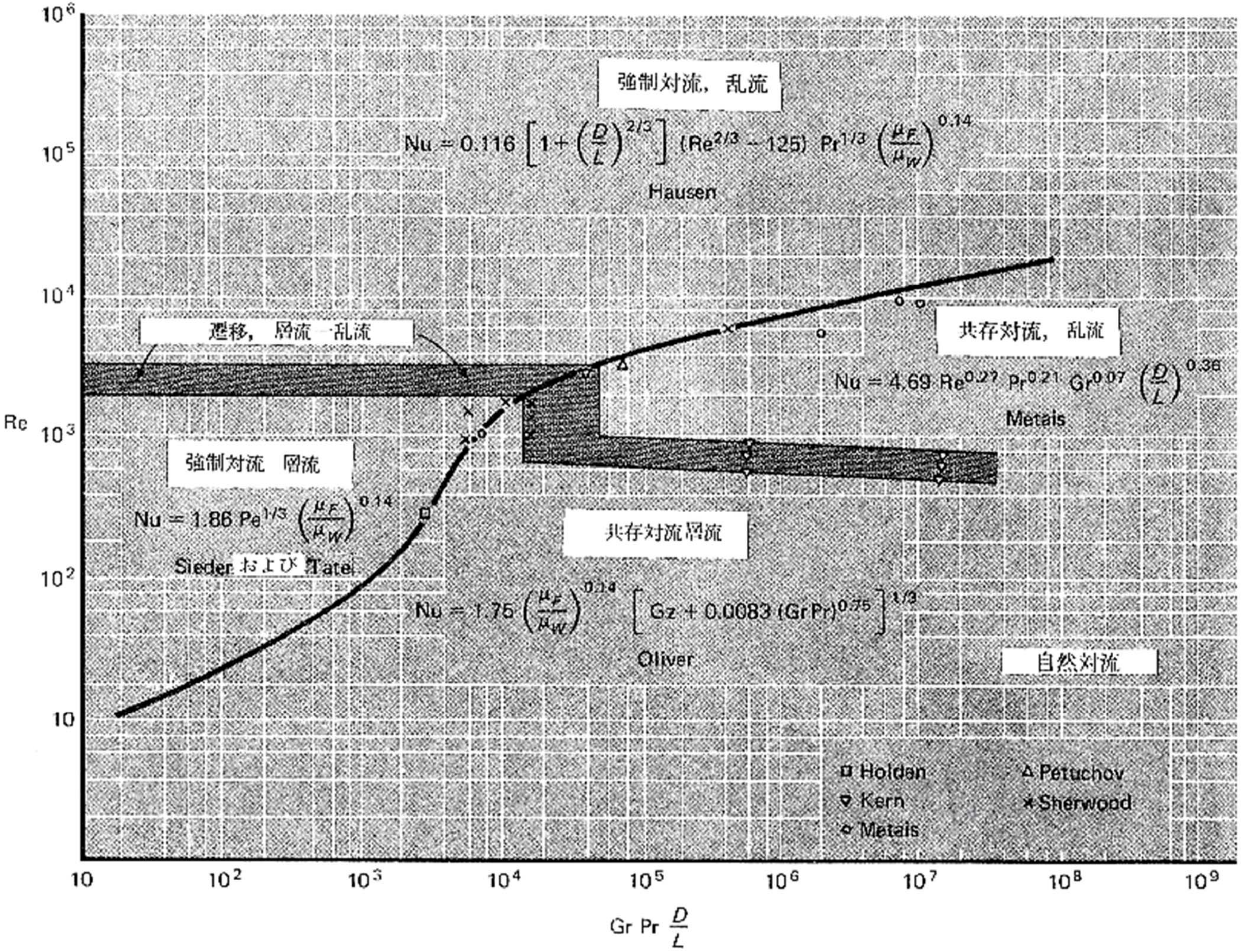




強制対流乱流
遷移層流一乱流
Brown
共存対流乱流
自然対流乱流
強制対流層流
Hallman
Hanratty
理論 Martinelli
自然対流 層流
共存層流
並 流
向 流
□ Brown UHF（壁温一定）
ø Eckert UWT（熱流束一定）
△ Kemeny UHF
○ Metais UWT
L Petuchov UWT
J Schede UHF
▼ Watzinger UWT
■ Brown UHF
● Metais UWT
▲ Watzinger UWT
Hanratty UHF-UWT
× Hallman（遷移，層流一乱流） UHF
+ Martinelli（共存対流） UWT
Re
Gr Pr $\frac{D}{L}$

自然対流と強制対流の共存対流（水平管内の場合）





強制対流，乱流
Nu = 0.116 [1 + (D/L)^{2/3}] (Re^{2/3} − 125) Pr^{1/3} (μF/μW)^{0.14}
Hausen
遷移，層流－乱流
共存対流，乱流
Nu = 4.69 Re^{0.27} Pr^{0.21} Gr^{0.07} (D/L)^{0.36}
Metais
強制対流 層流
Nu = 1.86 Pe^{1/3} (μF/μW)^{0.14}
Sieder および Tate
共存対流層流
Nu = 1.75 (μF/μW)^{0.14} [Gz + 0.0083 (Gr Pr)^{0.75}]^{1/3}
Oliver
自然対流
Holden
Kern
Metais
Petuchov
Sherwood
Re
Gr Pr D/L

定期試験

- 日時：　平成27年6月26日（金）5･6時限
- 場所：　3B402
- 教科書･資料･ノート等：　持ち込み不可
- 電卓：　持込可

- 提出物：　回答用紙＋授業アンケート用紙