)

3. 熱エネルギー移動(その2)

3.3 対流熱伝達の基礎と強制対流熱伝達

<u>3.3.1</u> 対流熱伝達の基礎

熱伝導が動かない物体中の熱エネルギーの移動であったのに対して、対流熱伝達は物体表面から 熱エネルギーを得た物体(流体)が移動することによってエネルギーを輸送する現象である。



図 3.3.1 熱伝導と対流熱伝達

◇ 熱伝達率

熱伝達によって物体表面から流体へ伝えられる熱エネルギーQは、

- (1) 壁と流体の温度差 T_w T_fが大きいほど、
- (2) 伝熱面積 A が大きいほど、
- (3) 経過時間*∆t* が長いほど、

大きくなる。式で表せば、

$$Q = h(T_w - T_f) A \Delta t \qquad \dots (3.3.1)$$

あるいは、熱流束 q を用いて、

$$q = h(T_w - T_f)$$
 ...(3.3.2)

これを Newton の冷却の法則といい、比例定数 hを熱伝達率という(単位は W/m^2K)。 熱伝達率 h は流体の物性値だけでなく、流れ(対流)の強さ、様式などの影響を受ける。

<u>3.3.2</u> 熱伝達(対流伝熱)の分類

- ◇ 流れの駆動力による分類
- (1) 強制対流熱伝達

流れが外部からの力によって駆動される場合の熱伝達。

ex)ファンによる冷却・加熱、走行風によるエンジンの冷却など

(2) 自然対流熱伝達

流体を加熱(冷却)したことによって生じる流れによる熱伝達。このときの流れの駆動 力は、地上では流体の密度変化に伴う浮力が支配的である。

ex) 風呂がまの熱伝達、電気ストーブの熱伝達、冷蔵庫内の熱伝達など

- ◇ 流れの性質による分類
- (1) 層流熱伝達

流れが層流である場合の熱伝達。流れの中の隣り合う流体塊は混じり合わない。レイノ ルズ数の小さい場合の熱伝達。 (2) 乱流熱伝達

流れが乱流の場合の熱伝達。流れ中の微細な渦によって隣り合う流体塊がさかんに混合 するため、熱伝達がよい。レイノルズ数の大きな流れ。

- ◇ 流体の相変化による分類
- (1) 単相流熱伝達

熱伝達に関与する流体が相変化しない場合の熱伝達。

(2) 相変化を伴う対流熱伝達

熱伝達に関与する流体が熱伝達の途中で相変化(液→気、気→液)をする場合の熱伝達。 相変化に伴う潜熱の出入りのため、きわめて大きな熱伝達率が得られる。 ex)ボイラーやエアコン内部の冷媒の熱伝達

実際の対流熱伝達はこれらの組み合わせのいずれかに分類されるが、これらのうち最も単純なもの は、単相流の層流強制対流熱伝達である。そこで以下では、まずこの熱伝達について述べる。

3.3.3 粘性流体の流れ

単相流の層流強制対流熱伝達を理解するためには、物体のまわりでの実在流体(粘性流体)の流 れを理解する必要がある。

◇ 境界層の概念

一様流中の物体のまわりの流れ



図 3.3.2 流れに平行な平板上の流速分布



図 3.3.3 入口の滑らかな円管内の流速分布

粘性流体では物質表面に接する部分の流速は0となる。

| 流速分布が変化した領域 | \rightarrow | 境界層 |
|-------------|---------------|-----|
| 流速分布が不変の部分 | \rightarrow | 主流 |

◇ 境界層の遷移(層流境界層と乱流境界層)

平板の境界層の遷移は、前縁からの距離 x を代表長さとするレイノルズ数 Rex

$$Re_x = \frac{u_{\infty}x}{v}$$

...(3.3.3)

が3.2×10⁵程度となると起こる(臨界レイノルズ数)。



図 3.3.4 平板にそう境界層の遷移の様子

一方、円管内の境界層では、助走区間内で境界層の遷移が生じなければそれ以降でも遷移しない。 この場合の臨界レイノルズ数は円管直径 d を代表長さとするレイノルズ数 Re_d

$$Re_d = \frac{u_{\infty}d}{v}$$

...(3.3.4)

を用いて 2300 程度といわれる。

◇ 境界層内の流れの基礎式



図 3.3.5 平板にそう境界層内に考えた微小要素

- (a) 質量の連続に関する基礎式(連続の式:非圧縮性流体の場合) x = x - dx/2の面から流入する質量: $\rho u_{x-dx/2} dy \Delta t$ x = x + dx/2の面から流出する質量: $\rho u_{x+dx/2} dy \Delta t$ y = y - dy/2の面から流入する質量: $\rho v_{y-dy/2} dx \Delta t$ y = y + dy/2の面から流出する質量: $\rho v_{y+dy/2} dx \Delta t$
- ρ を一定とし、微分の概念を導入すれば、これらの釣合から、

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \dots (3.3.5)$$

(b) 運動量の釣合に関する基礎式(運動方程式)

▲ *x* 方向の運動量

x = x - dx/2の面から流入する運動量: $\rho u u_{x-dx/2} dy \Delta t$ x = x + dx/2の面から流出する運動量: $\rho u u_{x+dx/2} dy \Delta t$

- y = y dy/2の面から流入する運動量: $\rho u v_{y-dy/2} dx \Delta t$
- y = y + dy/2の面から流出する運動量: $\rho u v_{y+dy/2} dx \Delta t$

 ρ を一定とし、微分の概念を導入したうえで、(3.3.5)式を用いて整理すると、x方向の運動量の増加 は、

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) dx \, dy \, \Delta t$$

この運動量変化は微小要素にはたらく x 方向の粘性力による力積に等しい。すなわち力積は、

より、

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) dx \, dy \, \Delta t$$

※ 流れの中に圧力の分布がある場合にはそれによる力を考えて、

$$\left\{-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)\right\} dx \, dy \, \Delta u$$

したがってx方向の運動量の釣合の基礎式は、

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)$$
ただし境界層内では ($\partial^2 u/\partial x^2$) は十分小さいので

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \dots (3.3.6)$$

と近似する(境界層近似)。

▲ y方向の運動量

全く同様に、

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \qquad \dots (3.3.7)$$

◇ 流速分布と境界層厚さ

境界層内の速度分布は(3.3.5)~(3.3.7)式を同時に次の境界条件の下に解くことによって得られる。 境界条件

 $y = 0 \ \mathfrak{C}$: u = v = 0 $y = \infty \ \mathfrak{C}$: $u = u_{\infty}$

しかしこの解析はきわめて困難であり長い間解を得ることができなかったが、Prandtl が局所速度 u を次の η のみの関数とし、流れ関数 ψ を導入したことにより解くことが可能となった。

$$\eta = \frac{y}{x} \sqrt{\frac{u_{\infty}x}{v}} \qquad \dots (3.3.8)$$

流れ関数ψ(流れ関数で表される速度場は連続の式を自動的に満足する)

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \qquad \qquad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

これらから

$$u = u_{\infty} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \qquad \qquad v = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{u_{\infty} v}{x}} \left(\zeta - \eta \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right)$$

$$\psi = \sqrt{u_{\infty} v \, x \, \zeta(\eta)}$$

なる関数である。これらを用いるとx方向の運動方程式は次の常微分方程式に帰着する。 $d^{3}\zeta = 1 - d^{2}\zeta$ 0

$$\frac{d^3}{d\eta^3} + \frac{1}{2}\eta \frac{d^3}{d\eta^2} = 0$$

...(3.3.9)

この微分方程式の解は下図のようになる。



図 3.3.6 平板にそう境界層内の速度分布

壁近傍の速度分布は次のように近似できる。

$$\frac{u}{u_{\infty}} = 0.332 \frac{y}{x} \sqrt{\frac{u_{\infty}x}{v}} \qquad \dots (3.3.10)$$

3.3.4 層流強制対流熱伝達(基礎)

前節で求めた物体近傍の粘性流体の流れをもとに、物体と流体との間の熱伝達を評価してみる。

◇ 温度境界層の概念

一様温度の流れの中の加熱(冷却)平板



図 3.3.7 温度境界層

壁からの熱の授受にともない温度の変化した領域 → 温度境界層

◇ 温度境界層内の温度の基礎式(エネルギ方程式)



図 3.3.8 平板にそう温度境界層内に考えた微小要素

(a) 熱拡散(熱伝導と同じメカニズム)によるエネルギー移動 ∂T x = x - dx/2の面から流入する熱量: $dv \Delta t$ дx -dx/2 ∂T x = x + dx/2の面から流出する熱量: $dv \Delta t$ +dx/2дΤ y=y-dy/2の面から流入する熱量: $dx \Delta t$ dv/2y=y+dy/2の面から流出する熱量: $dx \Delta t$ 熱伝導率 k が一様であるとし、微分の概念を導入すれば、

$$k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) dx \, dy \, \Delta t$$

(b) 熱伝達によるエネルギー輸送

$$x = x - dx/2$$
の面から流入する熱量:
 $pc_p u T_{x-dx/2} dy \Delta t$
 $x = x + dx/2$ の面から流出する熱量:
 $pc_p u T_{x+dx/2} dy \Delta t$
 $y = y - dy/2$ の面から流入する熱量:
 $pc_p v T_{y-dy/2} dx \Delta t$
 $pc_p v T_{y+dy/2} dx \Delta t$

密度と比熱の積pcpが一様であるとし、微分の概念を導入すれば、

$$-\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) dx \, dy \, \Delta t$$

両者の和は0とならなければならないから、エネルギーの釣合に関する基礎式は、

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

境界層内では(∂²T/∂x²)は十分小さいと考えられるから、境界層内のエネルギー方程式は、

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \dots (3.3.11)$$

◇ プラントル数

加熱された平板が一様流中にあるときには、平板表面には速度境界層と温度境界層が同時に生じる。温度境界層と速度境界層は相似な形状であるが厚さは異なっている。



図 3.3.9 温度境界層と速度境界層

運動方程式 (x 方向、(3.3.6)式) とエネルギー方程式 ((3.3.11)式) を比べてわかるとおり、速度分 布と温度分布は (μ/ρ) と ($k/\rho c_p$) が等しいとき、全く同じ形状になる。一般には両者は等しくな く、両者の比

$$Pr = \frac{(\mu/\rho)}{(k/\rho c_p)} \qquad \dots (3.3.12)$$

をプラントル数という(空気では Pr ~ 0.7、水では~ 7程度である)。

◇ エネルギー方程式の解

(3.3.11)式の解析解は、運動方程式と同様、容易に求めることはできない。これを解くためには流 速分布の計算と同様、(3.3.8)式のηを用いる。平板の温度が一様である場合の結果は、

$$\frac{T(\eta) - T_{\infty}}{T_{w} - T_{\infty}} = 1 - \frac{\int_{0}^{\eta} \exp\left(-\frac{Pr}{2}\int_{0}^{\eta}\zeta\,d\eta\right)d\eta}{\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\frac{Pr}{2}\int_{0}^{\eta}\zeta\,d\eta\right)d\eta}$$

Pohlhausen は上記の温度分布が次の式でよく近似されることを導いた。

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial\eta}\right)_{\eta=0} = -0.332 \, Pr^{1/3} \qquad \dots (3.3.13)$$

ここで*6*は無次元温度であり、

$$\theta(\eta) = \frac{T(\eta) - T_{\infty}}{T_{w} - T_{\infty}}$$

この式と(3.3.10)式を比較すればわかるとおり、温度境界層の厚さと速度境界層の厚さの比は Pr の 1/3 乗に逆比例する。

◇ 層流強制対流熱伝達(熱伝達率の評価)

(3.3.13)式から明らかなように、平板上の任意の位置 x における温度勾配は、

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = -0.332 Pr^{1/3} (T_w - T_\infty) \sqrt{\frac{u_\infty}{vx}}$$

したがって、位置 x における伝達熱流束 qx は、

$$q_x = -k \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = 0.332 \, k \, P r^{1/3} \left(T_w - T_\infty\right) \sqrt{\frac{u_\infty}{vx}}$$

その場所の熱伝達率(局所熱伝達率)h_xは、

$$h_x = \frac{q_x}{T_w - T_\infty} = 0.332 \, k \, P r^{1/3} \sqrt{\frac{u_\infty}{vx}} \qquad \dots (3.3.14)$$

◇ ヌッセルト数(無次元熱伝達率)

(3.3.14)式を次のように整理すると、一様温度の平板上の局所熱伝達率は流体の熱伝達率によらなくなる。

このように整理した熱伝達率を**ヌッセルト数(無次元熱伝達率)**という。ヌッセルト数は物理的 (概念的)には次のような意味を有する。ヌッセルト数の定義式を変形して、

$$Nu_x = \frac{h_x \Delta T}{k \frac{\Delta T}{x}}$$
 ΔT は温度差

とすると、分母は距離 x の間に ΔT の温度差があるときの流体内の熱伝導による熱流束であり、分子は同じ温度差があるときの熱伝達による熱流束を表す。したがって、ヌッセルト数 Nu は熱伝達 によって熱伝導の何倍の熱を伝えるかを表す値である。

◇ 平均熱伝達率

工業上、平板の前縁から距離Lまでの平均的な熱伝達の良さを表す値が必要な場合がある。これ を表すのが平均熱伝達率であり、次のように定義される。

$$h_m = \frac{\frac{1}{L} \int_0^L q_x \, dx}{\frac{1}{L} \int_0^L (T_w - T_\infty) \, dx}$$

(3.3.14)式から、一様温度の平板上の距離Lの点までの平均熱伝達率を計算すると、

 $Nu_m = 0.664 Pr^{1/3} Re_L^{1/2}$ (壁温一定) ...(3.3.16)

◇ 一定の熱流束で加熱される平板の熱伝達率

電気ヒーターで加熱された平板のように、場所によらず一定の割合で発生する熱が流体へ伝えられる場合の局所熱伝達率*Nu*_xは、

$$Nu_{r} = 0.458 Pr^{1/3} Re_{r}^{1/2}$$
 (熱流束一定) ...(3.3.17)

平均熱伝達率 Numは、(熱流束ではなく)壁面と流体の温度差が前縁からの距離 x の 1/2 乗に比例して増加することに注意すれば、

 $Nu_m = 0.687 Pr^{1/3} Re_L^{1/2}$ (熱流束一定) ...(3.3.18)

3.3.5 円管内層流強制対流の熱伝達

実際の伝熱機器では管内を流れる流体への熱伝達が重要となる。円管内の流れに対する熱伝達の 様子は Graetz、Nusselt らによって求められており、その結果の一例を図 3.3.10 に示す。

これらのグラフの横軸の値(の逆数)はグレツ数と呼ばれる無次元量であり、管内層流の伝熱の 発達の程度を示す指標としてよく用いられる。

$Gz = \frac{Re Pr D}{T}$

管内の流れでは、周囲の壁面から生じた速度境界層が管中央で合致し、速度分布がそれ以上変化 しなくなる(これ以前を助走区間ということは先に述べた)。このときの速度分布はいわゆる Poiseuille 流で、

$$u = 2u_m \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \right\}$$

である。この部分以降を発達した流れという。



図 3.3.10 円管内層流の局所熱伝達率(左)と平均熱伝達率(右)

図中の実線は円管入口から加熱を開始した場合(温度境界層と速度境界層が同時に生じる)の熱 伝達率であり、破線は流速分布が発達してから加熱を開始した場合(熱的発達過程という)の結果 である。これらの結果からわかるように、円管内の熱伝達率は流れ方向に進むにつれ一定値に漸近 する。これは温度境界層が管中央で合致して、それ以上温度分布の形状が変化しなくなるためであ る。このときの極限値は

$$Nu_{\infty} = 3.65$$
 (壁温一定)
 $Nu_{\infty} = 4.36$ (熱流束一定)

である。

3.3.6 乱流強制対流熱伝達

◇ 乱流の概念と基礎理論

乱流は流れの中にさまざまな大きさ、強さの「渦」が混ざったものと考えられている。したがっ て流れの速度は時間平均的な流速と「渦」の大きさ、強さ、向きなどによって変わる変動速度の和 として表される。すなわち、

u = U + u'v = V + v'

ただし、uなどは時間平均すると0となる。これらを運動量の方程式に代入すれば、

$$\rho \left\{ \frac{\partial (U+u')}{\partial t} + \frac{\partial (U+u')(U+u')}{\partial x} + \frac{\partial (V+v')(U+u')}{\partial x} \right\}$$
$$= -\frac{\partial (P+p')}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial (U+u')}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial (U+u')}{\partial y}$$

この式は各瞬間において成立する。平均的な流れの性質を調べるために、この式の時間平均を求めると、

$$\rho\left(U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial y}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x} + \underline{\rho u' u'}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial y} + \underline{\rho u' v'}\right)$$

この中の<u></u>の部分は変動速度成分によって見かけ上粘性力が増加することを表す(下図参照)。 この粘性力の増加をレイノルズ応力という。



図 3.3.11 乱流の渦による運動量交換

いま、レイノルズ応力が時間平均速度による粘性力に比例すると仮定する(Boussinesqの近似) すると、

$$\rho\left(U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial y}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left((\mu + \mu_t)\frac{\partial U}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left((\mu + \mu_t)\frac{\partial U}{\partial y}\right) \qquad \dots (3.3.19)$$

この μ を乱流粘性係数、 $\mu/\rho = v_i$ を乱流動粘性係数という。

エネルギー輸送に対しても同じように考えることができて、乱流場に対するエネルギー方程式は 次のようになる。

$$\rho c_p \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left((k + k_t) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((k + k_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \qquad \dots (3.3.20)$$

 $k_t/\rho c_p = \alpha_t$ を乱流温度伝導率という。乱流動粘性係数、乱流温度伝導率ともに壁からの距離の強い関数である。

◇ 乱流の速度分布

乱流動粘性係数は基本的に変動速度の大きさに依存しているから、壁近傍では小さな値となる (壁面上では0)。したがって流れは壁近傍では粘度の小さな流体、壁から離れた部分ではねばい 流体として振る舞うから、流速分布は一様流に近い形状となる。



図 3.3.12 壁近傍の乱流流速分布 ((τ_w/ρ)^{1/2}: 摩擦速度)

乱流の影響のほとんど無い壁近傍の薄い層・・・粘性底層 (viscous sublayer)

...(3.3.21)

完全に乱流の性質を持つ部分・・・・・・・乱流中心部 (core region) 両者の中間部分・・・・・・・・・・・・・・・・遷移層 (buffer layer)

乱流中心部での速度分布は、

$$u^+ = 5.5 + 2.5 \ln(y^+)$$

で良く近似される(壁面法則)。あるいは、Blasius の円管内流の圧力損失の測定結果から、

$$\frac{u}{u_{\infty}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \qquad (u^{+} = 8.75 y^{+1/7}) \qquad \dots (3.3.22)$$

これを1/7乗法則という。

◇ 乱流強制対流の熱伝達率

乱流動粘性係数、乱流温度伝導率などを壁からの距離の関数として求めることがきわめて難しいため、乱流場において(3.3.19)、(3.3.20)式を解析的に解くことは容易ではない。したがって、乱流場の熱伝達は実験的・経験的に求められた結果から類推されるのが普通である。ここでは2つの例をあげておく。

○ 流れに平行におかれた一様温度の平板上の局所熱伝達率

$$Nu_{x} = 0.0296 Re_{x}^{0.8} Pr^{0.6}$$

$$(Pr \sim 1, Re_{x} \sim 10^{6}) \qquad ...(3.3.23)$$

ただしこの式において x の小さい部分では境界層が層流であることに注意せよ。

円管内の乱流の発達した領域での熱伝達率

$$Nu_d = 0.023 Re_d^{0.8} Pr^{0.4}$$

(Pr ~ 1, Re_d ~ 10⁴) ...(3.3.24)

3.3.7 その他の強制対流熱伝達

強制対流熱伝達の熱伝達率にはさまざまな形態の流れに対する経験式が導かれている。ここでは 主に外部流れに対する熱伝達率の経験式を列記しておく。

○ 一様流中の円管の平均熱伝達率(壁温一定、McAdamsの結果)

 $Nu_{dm} = 1.12C Re_{d}^{n} Pr^{1/3}$

...(3.3.25)

Cおよび n の値は次の表の通りである。

| $Re_{\rm d}$ | С | n | |
|---------------------|--------|-------|--|
| $0.1 \sim 1$ | 0.891 | 0.296 | |
| 1~ 4 | 0.891 | 0.330 | |
| $4 \sim 40$ | 0.821 | 0.385 | |
| $40 \sim 4000$ | 0.615 | 0.466 | |
| $4000 \sim 40000$ | 0.174 | 0.618 | |
| $40000 \sim 250000$ | 0.0239 | 0.805 | |

表 McAdamsの式の係数 C と n

11/13

○ 一様流中の円管の平均熱伝達率(熱流束一定、熱流束が小さい場合)

$$Nu_{d_m} = \left(0.30 Re_d^{0.5} + 0.10 Re_d^{0.67}\right) Pr^{0.4} \qquad \dots (3.3.26)$$

○ 一様流中の球の平均熱伝達率(壁温一定)

$$Nu_{dm} = 2 + 0.55 Re_d^{0.5} Pr^{1/3}$$

(10 < Re_d < 1.8 × 10³) ...(3.3.27)

$$Nu_{d_m} = 2 + 0.34 Re_d^{0.566} Pr^{1/3}$$

(1.8×10³ < Re_d < 1.5×10⁵) ...(3.3.28)

○ 一様流中の球の平均熱伝達率(壁温一定、熱流束が小さい場合)

$$Nu_{d_m} = 0.14 \, Re_d^{0.66} Pr^{0.5} \qquad \dots (3.3.29)$$

演習問題

[3-9] 幅 30 cm、長さ 50 cm の裏面を断熱された平板が電気ヒーターによって加熱されている。 この平板を 20℃の空気流にさらしながら平均表面温度を測定したところ、ヒーターの加熱電力が 100 Wのとき 45℃であった。平板表面の平均熱伝達率と平板長さを代表寸法とするヌッセルト数を 求めよ。

ヒント:加熱電力と表面積から熱流束を求める。ヌッセルト数の定義式は、Nu = (hL)/k (kは空気の熱伝導率)である。

[3-10] 直径 20 mm、長さ 300 mm の電気ストーブ用ヒーターが 600 Wの電力で加熱されて いる。これにファンで空気を流して暖房するとき、ヒーターの表面温度を求めよ。ヒーター表面の 平均熱伝達率は 60 W/m²K、気温を 15℃とする。

ヒント:加熱電力と表面積から熱流束を求めよ。

[3-11] 平板にそう速度境界層の厚さ*δ*は次の式で表される(図 3.3.6 の速度分布参照)。

$$\frac{\delta}{x} \approx 5.0 \sqrt{\frac{v}{u_{\infty}x}}$$

いま、平板上を 20℃の空気が流速1 m で流れているとき、平板前縁から 0.25 m の位置における速 度境界層厚さを求めよ。流体が水の場合には境界層厚さはいくらになるウ。

ヒント: 空気および水の物性値は配付資料の熱物性値表を見よ。

[3-12] [3-11]の問題で平板が加熱されているとき、平板上には温度境界層ができる。 流体が空気である場合と水である場合の温度境界層厚さの比を求めよ。

ヒント: 温度境界層厚さと速度境界層厚さの比は流体のプラントル数の 1/3 乗に逆比例する。すな わち、

 $\frac{\delta_{i}}{\delta} = CPr^{-1/3}$ Cは定数 [3-11]のそれぞれの流体に対する δ の結果を上式に代入し、空気と水の δ_{i} の比を求めよ。

[3-13] 温度 20℃、流速 10 m/s の空気流の中に 60℃の一様温度の平板がおかれている。この 平板の前縁から 300 mm の位置における熱伝達率と伝えられる熱流束を計算せよ。

ヒント: 空気の物性値は第1回目の資料を見よ。まずレイノルズ数 *Re*_xを計算し、それから *Nu*_xを 求め、これを熱伝達率になおせ。

[3-14] [3-10]の問題の空気流の流速を計算せよ。ヒーター表面温度は一様と見なして 良い。

ヒント: 熱伝達率が与えられているからこれを Nu_{dm}になおし、適当な Re 範囲で流速を計算する。 もしその結果から求まる Re_dが使用した式の Re 範囲になければこれを繰り返す。