過熱器管の匍匐⁽¹⁾

(昭和 17 年 12 月 18 日 第 433 回講演會に於て講演)

正員 谷口 健八⁽²⁾

1. 緒 言

蒸汽原動機の熱効率を向上するには蒸汽温度を可及的高くしなければならない。然るに蒸汽温度は先づ汽罐過熱器管の材料で制限されてゐる現状である。依て過熱器管の匍匐の現象を明らかにすることは甚だ必要なことである。本論文に於ては先づ過熱器管の匍匐の理論を述べ、次に成る可く簡単な実用的な管厚計算式並に許容應力の採り方を提唱せんとするものである。而して蒸汽温度に対し管壁温度をどの位に推定すればよいかと云ふことに関し、熱傳導に依る管壁温度上昇、蒸汽及びガスの不均一流れに依る部分的温度上昇に就て実用的範圍に於て概論せんとするものである。

2. 匍匐計算式

単純引張の場合

$$v_0 = A\sigma^n \quad (3)(4)(5) \quad \dots\dots\dots(1)$$

こゝに

v_0 = 匍匐速度一定となつた後の匍匐速度 (應力一定なる匍匐試験に於て初期に於ては匍匐速度が比較的大で時間と共に段々小となり 2 000 h 後は実用上略一定と看做して差支へない⁽⁵⁾。本論文に於ては 2 000 h 迄の特別匍匐は全体の長時間後のそれに比し小なる故省略する)。

 A = 材料並に温度による定数 σ = 應力 n = 材料並に温度による定数過熱器管の軸、円周、半径方向の主應力を夫々 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 〃 〃 匍匐速度を夫々 v_1, v_2, v_3

とし、内圧を受ける薄肉円筒と考へると

$$\sigma_1 = \frac{pr_m}{2t}, \quad \sigma_2 = \frac{pr_m}{t}, \quad \sigma_3 = 0.$$

 p = 内圧、 t = 管厚さ

r_m = 平均半径 (厚肉円筒と考へた場合も平均半径を用ひれば近似的にそのまゝ差支へないことは宇野九十九

氏論文⁽⁶⁾参照のこと)これをゾーデルベルヒの歪速度式⁽⁷⁾

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \theta [(\sigma_1 - \sigma_2) + (\sigma_1 - \sigma_3)] \\ v_2 &= \theta [(\sigma_2 - \sigma_3) + (\sigma_2 - \sigma_1)] \\ v_3 &= \theta [(\sigma_3 - \sigma_1) + (\sigma_3 - \sigma_2)] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2)$$

$$\theta = \frac{A}{2^{(1/2)(n+1)}} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]^{(1/2)(n-1)}$$

に入れ、ば

$$v_1 = 0, \quad v_2 = v_3 = \left(\frac{3}{4}\right)^{(1/2)(n+1)} A \sigma_2^n \dots\dots\dots(3)$$

$$= A' \sigma_2^n \dots\dots\dots(3)'$$

(3)' はペーレーの歪速度式⁽⁸⁾から導いても成立する。但し A' は $(3/4)^{(1/2)(n+1)} A$ でなく多少異なるが実際の数値計算に於ては殆どこれと同じ値を與へる。

次に今 λ を円周方向の匍匐量の割合とし r_{m0}, t_0 を最初の半径及び厚さとするば、匍匐中金属の密度は一定と考へて差支へないから

$$r_m = r_{m0}(1 + \lambda), \quad t = \frac{t_0}{1 + \lambda}, \quad \sigma_2 = \sigma_{20}(1 + \lambda)^2$$

$$v_2 = \frac{d\lambda}{dT} = A' \sigma_2^n \quad (\text{但し } T \text{ は時間) なる故}$$

$$\frac{d\lambda}{dT} = v_{20}(1 + \lambda)^{2n}$$

これを解けば

$$\left. \begin{aligned} v_{20} &= \frac{1 - \{1/(1 + \lambda)^{2n-1}\}}{(2n-1)T} \\ \lambda &= \frac{1}{\sqrt[2n-1]{1 - (2n-1)v_{20}T}} - 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

$$\text{即ち } T = \frac{1}{(2n-1)v_{20}} \dots\dots\dots(5)$$

のとき、 $\lambda \rightarrow \infty$ となり管は理論的に破裂する。長崎造船所の試験に依れば佳友 H-15, HCK, HCM 材に対し $n=4 \sim 8$ であるから、最初の匍匐速度を $10^{-5}/h, 10^{-6}/h, 10^{-7}/h$ とすれば破裂する迄の時間 T は次の如くなる。

$$v_{20} = 10^{-5}/h \quad T = 0.76 \sim 1.63 \text{ 年}$$

$$v_{20} = 10^{-6}/h \quad T = 7.6 \sim 16.3 \text{ 年}$$

$$v_{20} = 10^{-7}/h \quad T = 76 \sim 163 \text{ 年}$$

但し上記の計算に於ては應力が次第に高くなりつゝある場合にも $v_0 = A\sigma^n$ なる関係が常に成立する如く一應仮定してゐるが、実は應力が高くなりつゝある状態では匍匐速度はこの関係式で表はされるよりも幾分大となる筈であるから以上の計算よりもつと早く破裂する筈である。

(8) 脚註 (4) に同じ。

(1) Creep of Superheater Tubes. (2) Kenpati TANIGUTI, Member. The Nagasaki Shipyard, Engine Works, Mitsubishi Heavy Industries, Ltd. 三菱重工業會社長崎造船所。 (3) Norton, Creep of Steel on High Temp., (1928). (4) R. W. Bailey, Proc. Inst. Mech. Engrs., (1934). (5) 奥田克己、三菱長崎造船所実験場報、340 号 (昭 14-10)、同実験報告 (昭 15-11)、金属の匍匐試験法に就て、18. 1. 29. 機械學會福岡講演會に於て講演。 (6) 宇野九十九、三菱長崎造船所研究報告、1951 号。 (7) R. C. Soderberg, Trans. A.S.M.E., (1937), A-150.

その上実際に於ては λ が大となれば部分的収縮が起るからこれより尙早期に破裂する筈である。第 1 図は (4) 式の λ と T の関係を示す線図である。

もし匏匏中應力一定なる荷重条件の時は v は一定で λ は図中点線で示す様になり破裂する迄に要する時間は理論的には無限大となる筈である。又普通一般に最も起り易いと考へられる荷重一定なる条件の時は前と同様にして

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt[n-1]{1 - (n-1)v_0 T}} - 1$$

となり、第 2 図に示す様になる。

第 1 図 内圧を受ける管の場合

第 2 図 荷重一定の場合

故に内圧を受ける管の場合は普通の荷重一定なる荷重条件の場合の $(n-1)/(2n-1) = 0.43 \sim 0.46$ ($n=4 \sim 8$ に対し) 即ち約半分足らずの寿命しかないことになる。

バウマン⁽⁹⁾は過熱器管に対する許容匏匏率を $10^{-6}/h$ 、又特に取換へ容易なる過熱器管に対しては $10^{-5}/h$ と提唱してゐる。これは第 1 図の点線の如きものを想像してかく云つてゐる。

(9) K. Baumann, Eng., (1930-11-7).

るものと思はれるが最初の匏匏率をかく想定して置くことは危険である。勿論実際は安全率をかけるのであるから差支へないが安全率を考へる基となる可きものにかゝるものを考へるのは理論上面白くない。依て著者は次の通りに考へる。

今過熱器管に於て正味相當使用時間を 10 年間 = 87 600 h とし、最後の匏匏量 $\lambda_{10 \text{ 年}} = 10\%$ を許すものとすれば、(4) 式より

$$n=4 \sim 8 \text{ に対し } v_{20} = (7.94 \sim 5.8) \times 10^{-7}/h$$

併し λ をかく大に採り置けば途中で部分的収縮が起る危険性がある故 $\lambda_{10 \text{ 年}} = 3\%$ 位に仮に押へれば

$$v_{20} = (3.0 \sim 2.7) \times 10^{-7}/h$$

$(3.0 \sim 2.7) \times 10^{-7}/h$ に相當する應力と $10^{-7}/h$ のそれとの比は $3^{1/4} \sim 2.7^{1/8} = 1.31 \sim 1.13$ ($n=4 \sim 8$ に対し) であるから $10^{-7}/h$ に相當する應力を設計に用ひれば n の範囲が今少し廣い場合でも安全である。それ故我々は便宜上 $10^{-7}/h$ を過熱器管に対し採用することとしよう。さうすれば $\lambda_{10 \text{ 年}} = 0.011$ となり、勿論部分的収縮を起す心配は先づない。又この場合は最後の λ が小である故前述の匏匏途中の應力上昇のため匏匏速度が大となることの影響は實際上考へるに及ばぬことは容易に証明出来る。今單純引張における匏匏速度 v_0 も $10^{-7}/h$ を採用するとすれば (1) 及び (3) より

$$\sigma_2 = \left(\frac{4}{3}\right)^{(n+1)/2n} \sigma$$

σ_2 に尙安全率 1.5 を採れば、許容應力 σ_{2a} は

$$\sigma_{2a} = \left(\frac{4}{3}\right)^{(n+1)/2n} \frac{\sigma}{1.5} = 0.8\sigma$$

故に許容應力は匏匏試験における $10^{-7}/h$ の匏匏率に相當する應力 σ の 80% の値を用ひればよいこととなる。

$$\therefore t = \frac{p r_m}{\sigma_{2a}} = \frac{p r_m}{0.8\sigma}$$

外径を d_0 とすれば

$$t = \frac{p d_0}{2\sigma_{2a} + p} = \frac{p d_0}{1.6\sigma + p}$$

3. 過熱器管壁の温度

前述の (6) により管所要厚さは計算し得るもその場合管壁温度をどの位に採る可きかが過熱器に於ては實際上大問題である。普通一般には管壁温度は蒸汽温度より $20 \sim 30^\circ\text{C}$ 高いと考へられてゐる場合が多い様であるが、匏匏を論ずる場合はそれでは不十分である。その理由は

- (1) $20 \sim 30^\circ\text{C}$ なる値は過熱管の熱傳導の平均値より算出せるもので実際に於ては部分的に熱傳導が多くなる箇所があり又火炉輻射を受ける部分に於ては著しく大となること
- (2) 蒸汽の不均一流れにより或管の蒸汽温度が平均蒸汽温度より高くなること
- (3) ガスの不均一流れにより或管の蒸汽温度が平均蒸汽温度より高くなること

而して (2), (3) の理由により蒸汽温度が高くなれば蒸汽

体積が増し流通抵抗が大となり、蒸汽の不均一流れを益助長する。

以下この (1), (2), (3) に就て論ずることとするが、汽罐及び過熱器管々の設計により条件はいろいろ異なるので一般的に論ずることは仲々難しい。併し普通の過熱器に於て大体どの程度になるものか概略の見當を付けて見ることにしよう。

1. 蒸汽と管壁との温度差

T_1 = ガス温度 $^{\circ}\text{C}$
 T_2 = 管壁外面温度 $^{\circ}\text{C}$
 T_3 = 管壁内面温度 $^{\circ}\text{C}$
 T_4 = 蒸汽温度 $^{\circ}\text{C}$
 $\Delta T = T_2 - T_4$
 α_1 = ガスより管壁への熱伝導係数 $\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C}$
 α_2 = 管壁より蒸汽への熱伝導係数 $\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C}$
 λ = 管壁の熱伝導率 $\text{kcal/m} \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C}$
 δ = 管壁厚さ m
 Q = 熱傳導量 $\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h}$

概略計算であるから管壁を平面と考へ

$$Q = \frac{T_1 - T_4}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\Delta T}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

δ/λ はこの場合 $1/\alpha_1$ 及び $1/\alpha_2$ に比して小なる故

$$\Delta T = \frac{Q}{\alpha_2} = \frac{T_1 - T_4}{\alpha_2 / \alpha_1 + 1} \quad (7)$$

今最も厳しい条件を考へ、ガスと蒸汽は対向流と考へ且最前列管を考へれば普通の設計に於ては

$$T_1 - T_4 = 300^{\circ} \sim 500^{\circ}\text{C}$$

蒸汽側熱傳導係数 α_2 はニュッセルトに依れば

$$\alpha_2 = 23.7 l^{-0.05} d^{-0.16} w^{0.79} \lambda^{0.21} (\gamma c_d)^{0.79} \text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C} \quad (8)$$

l = 有効管長 m
 d = 管内径 m
 w = 蒸汽速度 m/s
 λ = 蒸汽の熱傳導係数 $\text{kcal/m} \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C}$
 γ = 比重 kg/m^3
 c_d = 定圧比熱 $\text{kcal/kg} \cdot ^{\circ}\text{C}$

で表はされるが過熱器管に於ては普通次の値をとる。

$w_{mn} = 15 \text{ m/s}$ の場合

$p = 10 \sim 20 \text{ at}$ (低圧) に於て $\alpha_2 = 250 \sim 500$
 $p = 20 \sim 50$ (中圧) $\alpha_2 = 500 \sim 1000$
 $p > 50$ (高圧) $\alpha_2 = 1000 \sim 3000$

次にガス側熱傳導係数 α_1 は接触、ガス輻射、火焔輻射に依る熱傳導係数 (夫々 $\alpha_c, \alpha_{g,r}, \alpha_{f,r}$ とする) の和である。

$$\alpha_1 = \alpha_c + \alpha_{g,r} + \alpha_{f,r}$$

輻射型過熱器に於ては火焔輻射を受けるが普通の過熱器に於ては一先づこれを考へないことにする。今最前列管に対し

第 9 卷 第 35 号 (第 2 部)]

ガスは直角流と考へると、ライヘルによれば

$$\alpha_c = c \frac{\lambda}{d} \left(\frac{wd\rho}{\mu} \right)^n \text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C} \quad (9)$$

λ = ガスと管壁温度との平均温度におけるガスの熱傳導係数 $\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C}$

ρ = ガスと管壁温度との平均温度におけるガスの質量密度 $\text{kg} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$

μ = ガスと管壁温度との平均温度におけるガスの粘性係数 $\text{kg} \cdot \text{s}/\text{m}^2$

w = 管の間の最も狭い場所のガス速度 m/s

c = 常数

$n = 0.654$ (基盤図型管配列の場合)

で表はされるが普通の過熱器では次の如き値を取る。

ガス速度 $w = 5 \sim 10 \text{ m/s}$
 ガス温度 $T_1 = 700^{\circ} \sim 1000^{\circ}\text{C}$ } の場合 $\alpha_c = 25 \sim 40$

第 4 図

ガスが垂直に吹付けてゐる管の周上の熱傳達係数 α_c の変化状態を三つの異なるレイノルズ数に就て示す (Lohrisch による)

第 5 図

第 4 図の速度の大きい場合の流れの形 (Lohrisch による)

併しこれは管全周における平均値であつて、管前後に於ては第 4 図に示す様に大なる値をとる。これ等を考へて管前面に於ては最高約 1.5 倍と考へれば $\alpha_c = 37 \sim 60$

次にガス輻射による傳熱係数は

$$\alpha_{g,r} = \alpha_{g,r} \text{CO}_2 + \alpha_{g,r} \text{H}_2\text{O}$$

最前列の過熱器管に於ては火焔の一部及び前部蒸発管群間のガスの輻射を受けると考へねばならぬ。ガス輻射は

$$p (\text{ガス分圧}) \times s (\text{ガス層厚さ})$$

の函数であるが ps が或値以上になると一定の極限值に近づく。1000° ~ 1100° C の場合 $ps > 0.2 \text{ m}$ ならば CO_2 の場合も H_2O の場合も殆ど概略的に一定となると見てよい。CO₂ 10~15% の燃焼ガスに於て $p_{\text{CO}_2} = 0.09 \sim 0.14$, $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0.13 \sim 0.6$ であるから $s \approx 3 \text{ m}$ 以上ならば $\alpha_{g,r}$ は大体一定と看做し得る。過熱器管に於て最も悪い条件にあるものは普通この位の厚さの層のガス輻射を受けるものと考へられる故 $\alpha_{g,r}$ はジャックの実験値を用ひれば大略次の如き値をとる。

CO₂

管壁温度	完全黒体に対する 輻射能の割合 ψ		$\alpha_{g,r \text{ CO}_2}$	
	T_1 =1000°C	T_1 =1100°C	T_1 =1000°C	T_1 =1100°C
400°C	11%	10.5%	22	25
500°C	"	"	24	27
600°C	"	"	27	30
H ₂ O				
400°C	13.5%	12.5%	27	29
500°C	"	"	30	32
600°C	"	"	34	6

(ガス輻射に関しては新数値も発表されてゐるがこゝでは概略計算であるから便宜上総てシャックに拠つた)。

結局 $\alpha_c = 37 \sim 60$
 $\alpha_{\text{CO}_2} = 22 \sim 30$
 $\alpha_{\text{H}_2\text{O}} = 27 \sim 36$
 $\alpha_1 = 86 \sim 126$

上述の $T_1 - T_4$, α_1 , α_2 の値を (7) に入れることにより
 $p = 10 \sim 20$ at (低圧) のとき $\Delta T = 43^\circ \sim 168^\circ \text{C}$
 もし $T_1 - T_4 = 300^\circ \text{C}$ }
 管壁温度最大 = 500°C } とするなら $= 43^\circ \sim 97^\circ \text{C}$
 $p = 20 \sim 50$ at (中圧) " $\Delta T = 24^\circ \sim 101^\circ \text{C}$
 もし $T_1 - T_4 = 400^\circ \text{C}$ とするなら $= 32^\circ \sim 81^\circ \text{C}$
 $p = 50$ at (高圧) $\Delta T = 84^\circ \sim 56^\circ \text{C}$

低圧に於ては蒸気側の熱傳導係数が小であるため ΔT は比較的大となるが、実際に於ては低圧の場合は低温の設計が多く従てガス温度も比較的低い所に設置し得且ガスと蒸気に対向流に終らせることなく最高蒸気温度部をガス温度低き方に設置することが容易であるので、管壁温度の最高は必ずしも過熱器出口蒸気温度に上記の ΔT を加へて考へる必要はない。

高圧に於ては ΔT は小となるが高圧にして且高温の設計の場合は T_1 が大となり、従てガス輻射の外に火焔輻射を受ける機会が多くなり、 ΔT ももつと上昇する場合も有り得ることを考慮しなければならぬ。

輻射型過熱器に於ては、 $Q = 135\,000 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{h}$ に達する場合あり⁽¹⁰⁾、この場合仮りに $\alpha_2 = 500$ とすれば $\Delta T = 270^\circ \text{C}$ となる故に輻射型過熱器に於ては蒸気速度を大に採り α_2 を大ならしむる必要がある。この場合 $\alpha_2 = 1\,500$ とすれば $\Delta T = 90^\circ \text{C}$ となる。輻射型過熱器の他の一実測例⁽¹¹⁾によれば平常負荷にて $\Delta T = 121^\circ \text{C}$, $1/2$ 負荷にて 93°C と云ふ値を示してゐる。

蒸気温度に ΔT を加へたものが過熱器管外壁の温度である。簡削を論ずるには厳密に云へば外壁温度でなく内壁に至る温度降下を考慮しなければならない。その場合の理論式も導き得られる⁽¹²⁾が、今の場合管内外の温度差は ΔT に比して實際上小であるから簡単のため外壁温度をその儘採用しても実用上差支へない。

2. 蒸気不均一流れによる温度上昇

今 Δp = 過熱器コイル中の圧力損失

γ = 蒸気比重 kg/m^3 或は $\text{mm H}_2\text{O}$
 w = コイル中の蒸気速度 m/s
 λ = コイルの蒸気流抵抗係数
 l = コイルの長さ m
 d = コイルの内径 m
 $\Sigma \zeta$ = コイル曲りの抵抗係数
 g = 重力加速度 $= 9.8 \text{ m/s}^2$
 D = コイルを通る蒸気流量 kg/h
 $v = 1/\gamma$ = 蒸気比体積 m^3/kg

下付き i , o , m は夫々コイル入口、出口、平均を示すものとする。

(a) 過熱器コイル中の圧力損失と蒸気温度上昇との関係
 過熱器コイル中の圧力損失 Δp は摩擦損失 Δp_f と加熱に依て生ずる蒸気加速による圧力損度 Δp_{acc} の和である。

直管に対し

$$\Delta p_f = \int_0^l \lambda \frac{dw}{d} \frac{\gamma w^2}{2g}$$

今温度は長さ l に沿つて直線的に上るとすると (ガスと蒸気に対向流とすれば実用上概略的にかく考へて差支へない。又 Δp_f は p に比し小にして Δp による v の変化は温度の変化によるそれに比し省略して差支へない。)

$$\Delta p_f = \lambda \frac{l}{d} \frac{\gamma_m w_m^2}{2g}$$

曲りも管長さの方向に均一に分布されてゐるものとすれば同様に曲りの抵抗をも加へたものは

$$\Delta p_f = \left(\lambda \frac{l}{d} + \Sigma \zeta \right) \frac{\gamma_m w_m^2}{2g} \dots\dots\dots (10)$$

次に又

$$\Delta p_{acc} = \int_0^l \frac{\gamma w}{g} dw = \frac{\gamma_m w_m}{g} (w_o - w_i) \dots\dots\dots (11)$$

結局全体の圧力損失

$$\Delta p = \frac{\gamma_m w_m^2}{2g} \left[\left(\lambda \frac{l}{d} + \Sigma \zeta \right) + \frac{2(w_o - w_i)}{w_m} \right] \dots\dots\dots (12)$$

然るに普通の高温過熱器に於ては上式の [ ] 内第2項は第1項に比して小であるから概略計算に於ては省略し得る。何故なれば普通 $l/d = 500 \sim 7\,000$, $\lambda(l/d) + \Sigma \zeta > 11 \sim 150$ で又一般の過熱器に於ては $w_o < 2w_i$ なる故 $2(w_o - w_i)/w_m < 1.33$ で第2項は第1項の $0.89 \sim 12.1\%$ に過ぎないからである。併し l/d の極く小なる特殊の設計なる時はその場合に應じ考慮を要することは勿論である。依て普通には

$$\Delta p = \frac{\gamma_m w_m^2}{2g} \left(\lambda \frac{l}{d} + \Sigma \zeta \right) \dots\dots\dots (13)$$

$$w_m = \frac{D v_m}{(\pi/4) d^2 \times 3\,600} \text{ なる故 } \lambda \frac{l}{d} + \Sigma \zeta = \beta \text{ と置けば}$$

$$D = 12\,500 d^2 \sqrt{\frac{\Delta p}{\beta v_m}} \dots\dots\dots (14)$$

[昭和18年5月]

(10) N.E.L.A., (1927-4).

(11) N.E.L.A., (1929-7).

(12) 脚註(4)に同じ。

次にコイル中の蒸気温度上昇 Δt は

$$\Delta t = \frac{FK\theta_m}{Dc_d} = \frac{FK\theta_m}{12500d^2c_d} \sqrt{\frac{\beta v_m}{\Delta p}} \quad (15)$$

但し F = コイルの傳熱面積 m^2
 K = 熱傳導係数 $kcal/m^2 \cdot h \cdot ^\circ C$
 θ_m = ガスと蒸気の平均温度差 $^\circ C$
 c_d = 蒸気の平均定圧比熱 $kcal/kg \cdot ^\circ C$

今過熱器管中の不均一流れを論ずる場合には不均一流れによる p の差は p に比して甚小であるから、かゝる範囲内に於ては飽和蒸気温度に余り近くない所では概略的に v_m は t_m に関し直線的に変化すると考へ $v_m \propto t_m + a$ (但し a は圧力、温度による定数) と考へて差支へない。 Δt に対する誤差の影響は $\Delta t \propto \sqrt{v_m}$ であるから尙小である。

$$\therefore \Delta t \propto \frac{FK\theta_m}{d^2c_d} \sqrt{\frac{\beta(t_m+a)}{\Delta p}} \quad (16)$$

(b) 過熱器コイル中の不均一流れ 管寄中の圧力並に管寄より過熱器管への入口及び出口における圧力損失が均等ならば各コイルの Δp は均等で Δt も均等となる筈であるが、実際の設計に於ては管寄蒸気出入口から各コイル出入口迄の距離の差のため不同が起る。今この不同が Δt の不同にどの程度の影響を及すかを見當付けるため、最もその程度が甚だしいと考へられる第6図の如き場合に就て概略計算を進める。

第 6 図

P = 管寄中の圧力 W = 管寄中の速度
 p = 過熱器管中の圧力 w = 過熱器管中の速度
 γ = 蒸気比重 (高圧の場合を考へる故入口、出口側の比重、 γ_i 及び γ_o は夫々各部一定と考へる)
 h = 管寄を普通の單なる直管と考へた場合の管寄中の圧力損失
 H = 管寄中の管突出部及び過熱器管入口部における蒸気分枝並に過熱器管出口部における過熱器管より出る蒸気と管寄中を流れる蒸気との衝突等によつて生ずる管寄中の圧力損失
 h_b = 過熱器管出入口の圧力損失
 i は入口、 o は出口、 m は平均、 $1 \dots n$ は入口側より数へた過熱管番号を示す。

今 No. 1 管入口部に於て Q_1 なる量の蒸気が管寄入口より入り来り q_1 だけ No. 1 コイルに入り、残りの $Q_1 - q_1 = Q_2$ だけの量が管寄中を流れ去るとし、摩擦損失なき場合を考へれば

$$Q_1 \left(P_{i1} + \frac{W_{i1}^2}{2g} \gamma_i \right) = q_1 \left(p_{i1} + \frac{w_{i1}^2}{2g} \gamma_i \right) + Q_2 \left(P_{i2} + \frac{W_{i2}^2}{2g} \gamma_i \right)$$

第 9 卷 第 35 号 (第 2 部)]

$Q_1 = q_1 + Q_2$ にして、 q_1 と Q_2 との割合には無関係であるから

$$P_{i1} + \frac{W_{i1}^2}{2g} \gamma_i = p_{i1} + \frac{w_{i1}^2}{2g} \gamma_i, \quad P_{i1} + \frac{W_{i1}^2}{2g} \gamma_i = P_{i2} + \frac{W_{i2}^2}{2g} \gamma_i$$

でなければならぬ。

今コイル入口の損失を考へた場合にはそれぞれに

$$p_{i1} = P_{i1} + \frac{W_{i1}^2}{2g} \gamma_i - \frac{w_{i1}^2}{2g} \gamma_i - h_{b11}$$

$$h_{b11} = \zeta_{b11} \frac{w_{i1}^2}{2g} \gamma_i, \quad 1 - \left(\frac{W_{i1}}{w_{i1}} \right)^2 + \zeta_{b11} = \alpha_{i1} \quad \text{と置けば}$$

$$p_{i1} = P_{i1} - \alpha_{i1} \frac{W_{i1}^2}{2g} \gamma_i$$

同様にして

$$p_{o1} = P_{o1} + \alpha_{o1} \frac{W_{o1}^2}{2g} \gamma_o$$

$\Delta p_1 = p_{i1} - p_{o1}, \quad \Delta p_n = p_{in} - p_{on}$ と置き、上記の関係をを用ひれば

$$\Delta p_n - \Delta p_1 = P_{in} - P_{i1} + P_{o1} - P_{on} + \frac{\gamma_i}{2g} (\alpha_{i1} W_{i1}^2 - \alpha_{in} W_{in}^2) - \frac{\gamma_o}{2g} (\alpha_{on} W_{on}^2 - \alpha_{o1} W_{o1}^2)$$

然るに

$$P_{in} = P_{i1} + \frac{W_{i1}^2}{2g} \gamma_i - \frac{W_{in}^2}{2g} \gamma_i - h_{in} - H_{in}$$

$$P_{o1} = P_{on} + \frac{W_{on}^2}{2g} \gamma_o - \frac{W_{o1}^2}{2g} \gamma_o + h_{on} + H_{on}$$

なる故

(但し h_{in} は No. 1 より No. n 迄の総損失、他も同様)

$$\Delta p_n - \Delta p_1 = \frac{\gamma_i}{2g} (W_{i1}^2 - W_{in}^2) - \frac{\gamma_o}{2g} (W_{on}^2 - W_{o1}^2) + \frac{\gamma_i}{2g} (\alpha_{i1} W_{i1}^2 - \alpha_{in} W_{in}^2) - \frac{\gamma_o}{2g} (\alpha_{on} W_{on}^2 - \alpha_{o1} W_{o1}^2) - h_{in} - H_{in} + h_{on} + H_{on} \quad (17)$$

$$h_{in} = \int_0^{l_h} \lambda_h \frac{dl}{d_h} \frac{\gamma_i W_{i1}^2}{2g}$$

不均一流れ差程大ならざる場合を考へ、 W_i は管寄の長さに沿つて直線的に変化するものと仮定し且 λ_h 略一定と考へれば

$$h_{in} = \frac{1}{3} \lambda_h \frac{l_h}{d_h} \frac{\gamma_i}{2g} (W_{i1}^2 + W_{i1} W_{in} + W_{in}^2)$$

n が大なる場合は W_{in} は W_{i1} に比して甚だ小なる故

$$\approx \frac{1}{3} \lambda_h \frac{l_h}{d_h} \frac{\gamma_i}{2g} W_{i1}^2$$

同様に

$$h_{on} \approx \frac{1}{3} \lambda_h \frac{l_h}{d_h} \frac{\gamma_o}{2g} W_{on}^2$$

然るに $\gamma_i W_{i1} = \gamma_o W_{on} = \gamma_m W_m$ 但し $W_m = \frac{W_{i1} + W_{on}}{2}$

$$\therefore h_{on} - h_{in} \approx \frac{1}{3} \lambda_h \frac{l_h}{d_h} \frac{W_{on} - W_{in}}{W_m} \cdot \frac{\gamma_m W_m^2}{2g}$$

次に

$$H_{0n} - H_{in} = \sum_{i=2}^n \frac{\gamma_0}{2g} W_0^2 - \sum_{i=1}^{n-1} \xi_i \frac{\gamma_i}{2g} W_i^2$$

(但し ξ_i, ξ_0 は w/W に依て変はる係数、第 7 図参照)

$$\begin{aligned} &= \frac{\gamma_0}{2g} W_{0n}^2 \sum_{i=2}^n \xi_0 \left(\frac{W_0}{W_{0n}} \right)^2 - \frac{\gamma_i}{2g} W_{i1}^2 \sum_{i=1}^{n-1} \xi_i \left(\frac{W_i}{W_{i1}} \right)^2 \\ &= \frac{\gamma_0}{2g} W_{0n}^2 \left[\xi_0 \left(\frac{W_0}{W_{0n}} \right)^2 \right]_m \times (n-1) \\ &\quad - \frac{\gamma_i}{2g} W_{i1}^2 \left[\xi_i \left(\frac{W_i}{W_{i1}} \right)^2 \right]_m \times (n-1) \end{aligned}$$

以上の関係を (17) に入れ、且 W_{in} 及び W_{01} は夫々 W_{i1} , W_{0n} に比し小なる故省略し、 $\Delta p_1 = \beta(\gamma_{m1} w_{m1}^2 / 2g)$ なる関係を用ひれば

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_n}{\Delta p_1} &= 1 + \frac{2}{\beta} \frac{\gamma_m}{\gamma_{m1}} \left(\frac{W_m}{w_{m1}} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\gamma_i}{\gamma_m} \left\{ \alpha_{i1} \left(\frac{w_{i1}}{W_m} \right)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \alpha_{in} \left(\frac{w_{in}}{W_m} \right) \right\} - \frac{1}{2} \frac{\gamma_0}{\gamma_m} \left\{ \alpha_{0n} \left(\frac{w_{0n}}{W_m} \right)^2 - \alpha_{01} \left(\frac{w_{01}}{W_m} \right) \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} \lambda_h \frac{l_h}{d_h} \frac{W_{0n} - W_{in}}{W_m} \right. \\ &\quad \left. + \frac{n-1}{2} \left\{ \frac{\gamma_0}{\gamma_m} \left(\frac{W_{0n}}{W_m} \right)^2 \left| \xi_0 \left(\frac{W_0}{W_{0n}} \right)^2 \right|_m \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\gamma_i}{\gamma_m} \left(\frac{W_{i1}}{W_m} \right)^2 \left| \xi_i \left(\frac{W_i}{W_{i1}} \right)^2 \right|_m \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (18)$$

[ ] 内第 4 項 $h_{0n} - h_{in}$ は第 1 項の 1 及び第 5, 6 項の $H_{0n} - H_{in}$ に比して小である故省略出来る。何故なれば普通 $l_h/d_h < 25$, $W_{0n} < 2W_{in}$ 且高過熱器では $l/d > 500$ で今 $\lambda = 0.02$ とすれば

$$\frac{1}{6} \lambda \frac{l_h}{d_h} \frac{W_{0n} - W_{in}}{W_m} < 0.11$$

即ち第 1 項の 1 に比して最大その 10% 位に過ぎない。又第 5, 6 項に比して甚小なることは後述の事項により明らかである。故に以下これを省略して考へる。

(16) より

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_n} = \frac{K_1 \theta_{m1} C_{dn}}{K_n \theta_{mn} C_{d1}} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_n}} \sqrt{\frac{\Delta p_n}{\Delta p_1}} \sqrt{\frac{t_{m1} + a}{t_{mn} + a}}$$

不均一流れが余り大ならざるときは

$$\cong \sqrt{\frac{\Delta p_n}{\Delta p_1}} \sqrt{\frac{t_{m1} + a}{t_{mn} + a}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

(18) 及び (19) より不均一温度の程度を知り得るのであるが、 α 及び ξ なる係数は実験より求むる外ない。而して第 6 図の如き現物で実験すれば最も正確であるが面倒であるので便宜上第 7 図の装置にて w/W を変化させて長崎造船所実験場に於て空気に試験した。その結果が同図の線図である⁽¹²⁾。 R_e は普通過熱器で起る $10^4 \sim 10^5$ の範囲で試験したが、この範囲内では α, ξ の値は R_e に略無関係の様であった。この試験より得た α, ξ の値をそのまゝ第 6 図の如き

(12) 詳細は長崎造船所研究報告、公門昇、管出入口の圧力損失に及ぶ管寄内の流れの影響、18. 1. 29 機械学会福岡講演会に於て講演、参照のこと。

場合に用ひるのは厳密に云へば多少の相異は當然ある筈であり、又管寄とコイルの径の比例によつても異なる筈であるが不均一流れの大体の傾向を知るには差支へないと思はれる。

今

(i) w_{m1}/W_m が 1 より大なる場合を考へるに

不均一流れの一因をなす α_1 と α_n の差は入口出口側共夫々殆どないことが第 7 図より判る。又 (18) の [ ] 内第 5, 6 項は [ ] を除いて

$$\frac{1}{\beta} \frac{\gamma_0}{\gamma_{m1}} \sum_{i=2}^n \xi_0 \left(\frac{W_0}{W_{m1}} \right)^2 - \frac{1}{\beta} \frac{\gamma_i}{\gamma_{m1}} \sum_{i=1}^{n-1} \xi_i \left(\frac{W_i}{w_{m1}} \right)^2$$

の形で表はし得るが第 8 図に示す通り $\xi(W/w_{m1})^2$ は w/W が大なる程小となる故、結局 $\Delta p_n/\Delta p_1$ は段々小となり 1 に近付く。即ち不均一流れの程度は小となる。これに反し

(ii) w_{m1}/W_m が 1 より小なる場合には

α_1 と α_n の差は急激に大となり、 $\xi(W/w_{m1})^2$ も同様に急激に大となり、不均一流れの程度は急激に大となる恐がある

第 7 図

第 8 図

[昭和 18 年 5 月]

ことが推察出来る。

故に過熱器の設計に於て管寄中の蒸汽速度は過熱器管中の速度より低く採つた方が安全である。已むを得ず w/W を 1 より小にしなければならぬときは、 n を減ずるとか β を非常に大に設計するとかしなければならぬことが判る。次に

(iii) $w_{m1}/W_m=1$ の場合

にどの程度の不均一を生ず可きかを以下調べて見る。

$$\alpha_{i1}=\alpha_{in}=1.6\sim 1.3, \quad \alpha_{0n}=0.6, \quad \alpha_{01}=0.04\sim 0.06$$

故に w_1 と w_n の差が余り大でないときは (18) の [ ] 内第 2, 3 項は小である。又後述の如くこの場合第 5, 6 項の和がこれより甚大であるから省略しても差支へない。

今 $w_{i1}/W_{i1}=1$, $w_{0n}/W_{0n}=1$ とし、この場合 W_i/W_{i1} , W_0/W_{0n} の各値に対し $\xi_i(W_i/W_{i1})^2$ 及び $\xi_0(W_0/W_{0n})^2$ の値を求め、線図に表せば第 9 図の如くなる。

第 9 図

$$\sum_{i=2}^n \xi_0 \left(\frac{W_0}{W_{0n}} \right)^2 = \left[\xi_0 \left(\frac{W_0}{W_{0n}} \right)^2 \right]_m \times (n-1) = 0.165 (n-1)$$

$$\sum_{i=1}^{n-1} \xi_i \left(\frac{W_i}{W_{i1}} \right)^2 = \left[\xi_i \left(\frac{W_i}{W_{i1}} \right)^2 \right]_m \times (n-1) = 0.052 (n-1)$$

と置いて差支へない。これは一應各過熱器管を流れる量は均一として考へたが不均一流れの場合はこの値よりも小となる筈である。故に上記の値を (18) に用ひることは結果に於て不均一流れを大に見積ることになるから安全側に考へたことになる。

以上の如き考察により

$$\frac{\Delta p_n}{\Delta p_1} = 1 + \frac{2}{\beta} \frac{\gamma_m}{\gamma_{m1}} \left(\frac{W_m}{w_{m1}} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\gamma_0}{\gamma_m} \left(\frac{W_{0n}}{W_m} \right)^2 \times 0.165 (n-1) - \frac{1}{2} \frac{\gamma_i}{\gamma_m} \left(\frac{W_{i1}}{W_m} \right)^2 \times 0.052 (n-1) \right]$$

$$\text{今 } v_0 = kv_1 \text{ 即ち } W_{0n} = kW_{i1} \quad W_m = (1+k)/2 \quad W_{i1} \\ \gamma_0 = 1/k\gamma_i \quad \gamma_m = 2/(1+k)\gamma_i$$

とし且不均一流れ余り大ならざるときは $\gamma_m/\gamma_{m1} \approx 1$ と置いて大した影響は與へないから (19) より

第 9 卷 第 35 号 (第 2 部)]

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_n} = \sqrt{1 + \frac{2}{\beta} \left\{ 1 + \frac{0.165k - 0.052}{k+1} (n-1) \right\}} \sqrt{\frac{t_{m1} + a}{t_{mn} + a}} \quad (20)$$

今 Δt_1 と Δt_n との差が最も大となる如き実例として 40 at 500°C 位の過熱器を考へ $t_i=250^\circ\text{C}$, $\Delta t_m=250^\circ\text{C}$, $a=153$ とすれば平均出口蒸汽温度よりの不均一度は $\Delta t_1 - \Delta t_m$ で上式により計算すれば大約第 1 表の如き値を與へる。

第 1 表

	出口平均蒸汽温度に対する不均一温度	
	$\beta=11$	$\beta=21$
$n=10$	20°C	11°C
$n=20$	28 "	16 "
$n=50$	47 "	29 "

但しこの値は β の比較的小なる場合をわざと選んだのであるから β がもつと大なる場合は不均一度もこれより小なることは勿論である。

以上不均一蒸汽流れの項を総合するに

(i) 管寄中の速度はコイル中の速度よりも稍低目に設計する方が安全である。

(ii) 管寄中の速度がコイル中の速度に略等しい場合でも設計上適當にすれば不均一度を 20°~30°C に止めることは容易である。

n が余り大なることは宜しくない。故にかゝる場合は管寄入口を適當に分割す可きである。この場合第 10 図の如き方法は避く可きで (第 14 図参照) 第 11 図の如き方法を採用の方がよい。

以上は普通の対流型過熱器を考へ $\beta > 11$ の場合を考へたが輻射型過熱器の如く l/d が小で従て β の小なる場合には特別の注意を要する。併し輻射型過熱器に於ては、普通最も温度の低い飽和蒸汽を先づこれに導き然る後対流過熱器に導くのであるから、蒸汽温度自身が低く簡陋に対してはその点都合であり、又 n を適當に選ぶことにより不均一度を 20°~30°C に止めることは難事ではない。

第 10 図

第 11 図

第 12 図 管寄中の蒸汽速度大なりしたため蒸汽不均一流れを生じたる輻射過熱器の実例

第 13 図 前図のものを改造して過熱器管内の蒸汽速度を大ならしめ w/W を大にせる場合の実測温度 (E. Pfeleiderer Dampfkesselschäden より)

第 14 図 管寄蒸汽入口がコイル入口に直接吹付くるが如く配置されたるための不均一流れによる温度変化 (E. Pfeleiderer Dampfkesselschäden より)

(iii) 管寄中の速度をコイル中の速度より大とすれば、急激に不均一度を増大する故注意を要する。次に掲げる第 12 図はかかる場合を示す一つの実例である。コイル中の速度を増し n を小とするため管寄中に支切を入れ流れ方を変へて改造した結果が第 13 図である。

3. ガスの不均一流れによる温度上昇

今最も厳しい条件の場合を考へガスと蒸汽は対向流なりとする。

$$(T_1 - T_2)GC_g = (t_2 - t_1)DC_d$$

$$(T_1 - T_2) + \theta_k = (t_2 - t_1) + \theta_g$$

$$\frac{DC_d}{GC_g} = A \quad \text{と置けば上の 2 式より}$$

$$T_1 - T_2 = \frac{\theta_g \{1 - (\theta_k/\theta_g)\}}{1 - (1/A)} \quad (21)$$

$$\text{又 } T_1 - T_2 = A(T_1 - \theta_g - t_1) \quad (22)$$

(21) (22) より

$$\theta_g = (T_1 - t_1) \frac{A-1}{A - (\theta_k/\theta_g)}$$

然るに

$$\frac{\theta_g}{\theta_k} = e^{\{(1/GC_g) - 1/DC_d\}KF}$$

今 $\frac{KF}{DC_d} = B$ と置けば

$$\theta_g = (T_1 - t_1) \frac{A-1}{A - e^{(1-A)B}}$$

$$\Delta t = t_2 - t_1 = T_1 - \theta_g - t_1 = (T_1 - t_1) \left[1 - \frac{A-1}{A - e^{(1-A)B}} \right] \quad (23)$$

n なるコイルに於てガス流が他より多いとする。然る時は

$$\frac{\Delta t_n}{\Delta t} = \frac{1 - \frac{A_n - 1}{A_n - e^{(1-A_n)B_n}}}{1 - \frac{A - 1}{A - e^{(1-A)B}}} \quad (24)$$

今ガスの不均一流れのため蒸汽温度の不均一度がどの位になり得るか云ふ見當を付けるため一例として下記の如き実例に就き考へて見る。

$p = 43 \text{ atg}$, $D = 144 \text{ t/h}$ (最大負荷の場合), $t_1 = 255^\circ\text{C}$, $t_2 = 455^\circ\text{C}$, $T_1 = 938^\circ\text{C}$, $A = 1.597$, $B = 0.513$

この場合過熱管が炉中の中央に於て 3 組分室所となつて

[昭和 18 年 5 月]

た。そのためその両側のコイルに対してはガス通路が他のものより約 3.6 倍となり、ガス流に対する抵抗が少くガス速度は 2 倍となつたとすれば $G_n = 3.6 \times 2G = 7.2G$ となり又接触熱傳導係数の増加、ガス平均温度上昇のための輻射熱の増加等を考へ $K_n = 1.5K$ 位となつたとする。かゝる仮定の下に (24) を用ひ試算の方法により次の値を得る。

$$\Delta t_n = 391^\circ\text{C}$$

これに熱傳導による管壁温度上昇約 44°C 、蒸汽不均一流れによる部分的上昇を 20°C と見込めば結局管壁温度は

$$255^\circ + 391^\circ + 44^\circ + 20^\circ = 710^\circ\text{C}$$

となる。これに対しこの場合破裂せる管に就き顕微鏡組織の方より調べて約 800°C 近く迄加熱されたと推定された（破裂後加熱されたものでは勿論なかつた）。管壁がかゝる高温となつては速に匍匐を起すのは當然である。

4. 過熱器管の實際的設計

匍匐を考慮した過熱器管の厚さは (6) 式にて示したが実用式としては増分 c を加へて

$$t = \frac{pr_m}{\sigma_{2a}} + c$$

而して半径 r は平均半径を採るのが弾性的場合を考へても匍匐の場合を考へても最も理論に近く且純理論式の如き繁雑さが無い。故に実用式としては平均半径を採るのが最も合理的である。外径を基本に採用することは高压高温となれば不必要の厚さを要求することとなり実用的にも不可である。

増分 c は現行 35at 400°C 迄の JES 算式では 1.5mm となつてゐるが、高压高温に対しては 1mm 位を適當と認める。その理由は次の通りである。抑増分 c には種々の意味があらうが主として厚さの製作誤差又は部分的減少欠陥等を考慮した数値と解される。管厚さが薄い場合には少しの厚さ

の誤差又は減少が應力の増大に及ぶ影響が大である故これを補ふため相當の増分を必要とするが、厚肉のものではその影響は小である故例へば薄肉のものでは 1.5 を必要としても厚肉のものでは 1.0 位に下げても差支へなしと思はれる。独、米の汽罐規定に於ても罐管、罐胴等の算式に於て大体その様になつてゐるやうである。

故に我々は実用式としては次式を採用し度い。

$$t = \frac{pr_m}{\sigma_{2a}} + 1 \quad (p \text{ 及び } \sigma \text{ kg/cm}^2, r \text{ 及び } t \text{ mm})$$

外径 d_0 にて表はせば

$$t = \frac{pd_0 + 2\sigma_{2a}}{2\sigma_{2a} + p} \quad (6)'$$

許容應力 σ_{2a} は第 2 節に述べた通り、單純引張試験における 10^{-7}h の應力 σ の 80% を採れば

$$t = \frac{pd_0 + 1.6\sigma}{1.6\sigma + p}$$

住友 H-15, HCK, HCM 材に就て長崎造船所実験場にて試験した値を用ひ、 10^{-7}h の應力の 80% を過熱器管の場合の許容應力として表はしたものが第 16 図である。温度の低い所では降伏点の $1/4.75$ を採用した。 $1/4.75$ に採れば H-15 の場合現在 JES 水管に対する許容應力 500kg/cm^2 に一致し、又過熱器管 (400°C 未満) に対する許容應力 300kg/cm^2 と大体一致する（本案は平均径、JES は内径基本なることを考慮に入れ）故妥當であると思ふ。尚 16 図に示す匍匐許容應力は唯 1 回の試験値を基としたものである故これは一案を示す参考と考へて頂き度い。實際は尙多数の試験を行つた上決定した方がよいと思ふ。

第 16 図の許容應力の数値を用ひて管壁温度を蒸汽温度より夫々 100°C 並に 30°C 高く取つた場合の管厚さの計算値は第 2 表の通りである。尙参考のため JES その他の式により算出したものも並記する。

次に独乙製レフラー汽罐の実例に対し本案の計算法を用ひた場合どうなるかを検して見よう。

115at, 510°C 、対流過熱器出口に於て平均蒸汽温度 510°C となる。管材質は HCM に類似のもので外径 47.5mm である。この場合蒸汽最高温度は燃焼室より遠ざかつた比較的气体温度の低い場所に設置してあり、且 $l/d = 1700$ にして β 大なる故不均一度も大して大でない。故に管壁温度は平均蒸汽温度より約 30°C 高しと見込み置け

降伏点は総て 750°C に焼鈍せるものの値を採る。熱間仕上のもののはこれより稍大きい（住友金属試験値）。許容匍匐應力は匍匐速度 10^{-7}h に相當する應力の 80% を採る（長崎造船所試験値）。太線は降伏点及び匍匐強度を考慮した許容應力である

第 16 図 過熱器管許容應力 (案)

第 2 表 外径 45 mm 過熱器管の所要厚さ

規 定	算 式	罐圧力 蒸気温度 管材質	30 at 400°C H-15	45 at 450°C HCK	100 at 500°C HCM
		σ_{2a} kg/cm ²	t mm	σ_{2a} kg/cm ²	t mm
1 本 案 $\Delta T=100^\circ\text{C}$	$t = \frac{pr_m}{\sigma_{2a}} + 1$	270	3.32	280	4.28
2 本 案 $\Delta T=30^\circ\text{C}$	"	330	2.92	485	2.95
3 A 案	$t = \frac{pd_0}{2\sigma_{2a}} + 1.5$	390	3.23	ASME ⁽¹⁾ 550°C 90	12.75
4 A 案 $\sigma_{2a} = \text{本案}$ $\Delta T=100^\circ\text{C}$	"	270	4.0	280	5.12
5 JES 35 at 400°C 迄	$t = \frac{pd_i}{6} + 1.5$	300	3.41	(300)	4.24
					300
					6.75

〔註〕 (1) HCK に相當する ASME S-17A, $S_i > 0.1\%$.

(2) HCM に相當する ASME S-52, $T 12$.

ば十分であらう。依て 540°C における HCM の σ_{2a} は第 16 図によれば 570 kg/cm^2 である。(6)' にて計算すれば $t = 5.26 \text{ mm}$ となる。

これに対し実際のものは約 5.25 mm のものを実用してゐて本計算のものと大体よく一致してゐる。

5. 総 括

(1) 内圧を受ける管では匍匐のため管厚さが薄くなると同時に管径も大となり匍匐速度は加速度的に大となる。最初の匍匐率 $10^{-5}/\text{h}$ 或は $10^{-6}/\text{h}$ ならば匍匐途中における部分的収縮の問題を考へに入れぬでも夫々 $0.76 \sim 1.63$ 年及び $7.6 \sim 16.3$ 年以内に理論的に匍匐量無限大となる。著者は $10^{-7}/\text{h}$ の匍匐率を採用し安全率を 1.5 に採り単純引張試験の $10^{-7}/\text{h}$ の應力の 80% を許容應力とした。

(2) 管厚さの計算式は次の如きものが合理的なりと考へる。

$$t = \frac{pr_m}{\sigma_{2a}} + 1 \quad \text{或は} \quad t = \frac{pd_0 + 2\sigma_{2a}}{2\sigma_{2a} + p}$$

(3) 管壁温度は普通しばしば考へられてゐる如く蒸気温度より $20^\circ \sim 30^\circ\text{C}$ 高いと考へたのでは匍匐を論ずるには不十分な場合が多い。部分的の最高傳熱部を考へ、尙その上に蒸気並にガスの不均一流れによる部分的温度上昇を考へなければならぬ。

(4) 蒸気の不均一流れを防ぐには、管寄中の蒸気速度は過熱器管内のそれより稍低目に設計した方が安全である。併し高目の場合でも n を小にすると β を大にすると設計に注意すれば差支へない場合も多い。

(5) ガス側の不均一流れは相當大なる影響を與へる場合が

ある。コイル間に 1 組以上空隙を置くが如き場合、余り高温でない過熱器でガス温度が左程高くないときは實際上危険はないが、高温過熱器でガス温度の高い様なときは邪魔板その他の方法により均一流れとすることが肝要である。

(6) 普通の過熱器では管壁温度を蒸気温度より 100°C 高いと考へて置けば十分安全である様に設計することは可能であらう。従て普通は簡単のためこの値を採つて計算し置けば先づ十分と思はれる。併し設計上他の条件の要求のためこの温度上昇をもつと高く採らなければならぬ場合も起り得る。その場合はその条件に應じ本論の方法で計算すれば宜しい。

(7) 輻射型過熱器の如く熱傳導率高く且 l/d の小なる様な場合、又は特に高温部に設置される過熱器の場合等特別の場合は特に注意を要する。かゝる場合はその条件に應じ本文の計算途中に於て省略した項を一應考慮に入れ適當に処理することにより大体の見當を付けることが出来る。

(8) 時局柄 HCK, HCM 等の特殊鋼管は益々入手困難となつて来たが上述のことをよく考慮し適當に設計するならば、特殊鋼管の部分に必要な最小限度に止める一助となるものと思ふ。

(9) 以上過熱器管匍匐に対する考へ方を述べたつもりであるが、本論文の匍匐試験値その他實際の数値に関しては尙今後多数の試験と経験とを待つて決定した方がいゝと思ふ。

終に本研究に際し御指導を賜はつた三菱長崎造船所実験場長奥田克己博士並に匍匐試験及び管寄圧力損失試験を施行された同所宇野九十九氏及び公門昇氏に対し深甚なる謝意を表する次第である。

(昭和 18 年 2 月 19 日受付)