凍結真空乾燥に使用する凝結器について

飯 田 俊 郎*・菊 地 守 夫*

(昭和45年2月5日受理)

Vapor Trap for Freeze Vacuum Dryer

Toshiro IIDA and Morio KIKUCHI

(ULVAC Corporation)

(Received Tue. 6 1970)

1. 概 要

低圧気体中の輸送現象は粘性流、分子流およびこれらの中間領域でそれぞれ異なる挙動をとることが広く認められている。

蒸気—ガス混合気体での凝縮という問題は、一応理論的な取扱い¹⁾方は確立されているがその要因となる真空下の物質移動速度などが明らかでないといふと具体的に解くことができない。一般に真空凝結器内では圧力や流れの急激な変化が起り、また凝結過程が非定状となり化学工学的な取扱いは複雑である。このようなことから真空下の凝結についての実際的な研究報告が少ないのが現状である。実際の問題として凝結面積などを決定するものとして、蒸気—ガス混合気体側での境膜伝熱係数が非常に重要な要素をしめす。しかしこの伝熱係数は高真空になるにしたがって減少してゆくことが知られている。このような場合に、蒸気—ガス混合気体側にフィン付管を用いれば必要伝熱面積に対して構造的に小さくすむ。一方凝固面での平衡蒸気圧力は装置内蒸気圧力に比べて小さい状態で使用されることが多いゆえに、非凝縮性ガス分圧が蒸気圧に比べて十分に小さい場合には、臨界ノズルが形成されることが少なくない。(たとえば、凝結器に入る蒸気圧力が0.5から0.01 Torrまで変化する場合系内の非凝縮性ガス分圧を0.8 Torrとすると「圧力比(0.81/1.3)」>「臨界**圧力比」となるが、非凝縮性ガス分圧を0.1 Torrとすれば「圧力比(0.11/0.6)」<「臨界圧力比」となり様相が大きく変わる)。このような場合気相中の蒸気の移動速度は、粘性流体での拡散機構のみとして取扱うことができなく、凝結器入口部での

蒸気の流れが音速、またはそれに近い流速が維持されるものと考えると凝固面軸方向への運動量が大きく関与する。このことゆえに凝固面の構成として縦フィン付管が極めて有効なものといえる。

以下、橋本ら²⁾が発表した綜説にもとづいて凝結器の設計のための2, 3の知見を述べてみる。

2. 凝結器のフィン効率

一般に縦フィン付管(管軸方向にフィンをつけたもの)はフィン枚数が多い程その効果をもたらすが、一方フィン高さを高くしても同じ効果は得られない。この尺度を表わすのがフィン効率 h_0/h_v である。

冷却凝固が起っている縦フィン付管の管軸に直角な断面のモデルを図1に示す。いまフィンを通しての熱移動温度分布は時間に無関係で、管軸に直角な断面での氷結層厚みは一樣であると仮定する。

蒸気—ガス混合気体とフィン上の任意の点との温度差は

$$t = t_a - t_f \quad \dots\dots\dots (1)$$

図1 縦フィン管断面図

* 日本真空技術株式会社(神奈川県茅ヶ崎市萩園2500)

** 水蒸気の場合の臨界圧力比は0.54程度である。

もしフィン高さが $l=0$ から $l=b$ まで変化するとすれば

$$\frac{dt}{dl} = -\frac{dt_f}{dl} \quad \dots\dots\dots (2)$$

熱伝導によるフィン横断面を通しての通過する熱量は

$$Q = \lambda_f a_x \frac{dt}{dl} \quad \dots\dots\dots (3)$$

蒸気-ガス混合気体からフィンあるいは管表面への伝熱量は

$$dQ = h_v t \lambda_f dl \text{ または } \frac{dQ}{dl} = h_v t \lambda_f \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{ただし } \frac{1}{h_v} = \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_s} + \frac{1}{h_a}$$

(3)式を l について微分して整理すれば

$$\frac{d^2 t}{dl^2} - \frac{h_v \lambda_f t}{\lambda_f a_x} = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

微分方程式(5)の一般解は

$$\begin{aligned} t &= C_1 \exp \left(\frac{h_v \lambda_f}{\lambda_f a_x} \right)^{1/2} \cdot l + C_2 \exp \left(-\frac{h_v \lambda_f}{\lambda_f a_x} \right)^{1/2} \cdot l \\ &= C_1 \exp (ml) + C_2 \exp (-ml) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\text{ただし } m = \left(\frac{h_v \lambda_f}{\lambda_f a_x} \right)^{1/2}$$

境界条件 $l=0$ において $dt/dl=0$ とすれば $C_1 = C_2 = t_e/2$ これを(6)式に代入すれば

$$\frac{t}{t_e} = \frac{e^{ml} + e^{-ml}}{2} \text{ または } t = t_e \cos h(ml) \quad \dots\dots\dots (7)$$

フィン根元、すなわち $l=b$ における蒸気-ガス混合気体とフィンの温度差 t_b は

$$t_b = t_e \cos h(mb) \quad \dots\dots\dots (8)$$

一方フィン断面を通過する熱量 Q をフィン高さ l で表わすと(4)式を l で微分して整理すれば

$$\frac{d^2 Q}{dl^2} - \frac{h_v \lambda_f}{\lambda_f a_x} Q = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

(9)式の一般解は

$$Q = C'_1 \exp (ml) + C'_2 \exp (-ml) \quad \dots\dots\dots (10)$$

境界条件 $l=0$ のとき $Q=0$ ゆえに $C'_1 + C'_2 = 0$ また(10)式より $l=0$ における dQ/dl は

$$\frac{dQ}{dl} \bigg|_{l=0} h_v \lambda_f t_e = mC'_1 - mC'_2 = 2mC'_1, \quad -2mC'_2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

したがって $C'_1 = \frac{h_v \lambda_f t_e}{2m}$, $C'_2 = -\frac{h_v \lambda_f t_e}{2m}$ これより

(10)式は

$$\begin{aligned} Q &= \frac{h_v \lambda_f t_e}{2m} \exp (ml) - \frac{h_v \lambda_f t_e}{2m} \exp (-ml) \\ &= \frac{h_v \lambda_f t_e}{m} \sin h (ml) \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

$$l=b \text{ では } Q_b = \frac{h_v \lambda_f t_e}{m} \sin h (mb) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\therefore \frac{Q_b}{t_b} = \frac{h_v \lambda_f t_e}{m t_e} \frac{\sin h (mb)}{\cos h (mb)} = \frac{h_v \lambda_f}{m} \tan h (mb) \quad \dots\dots\dots (14)$$

h_b を $l=b$ のときの h_v の値とするとフィン根元における伝熱係数の平均値は

$$\frac{Q_b}{t_b b \lambda_f} = h_b \quad \dots\dots\dots (15)$$

$h_b/h_v = \Omega$ をフィン効率とすると(14)と(15)式より次式が得られる。

$$\Omega = \frac{h_b}{h_v} = \frac{Q_b/t_b \cdot b \cdot \lambda_f}{m Q_b/t_b \lambda_f \tan h (mb)} = \frac{\tan h (mb)}{mb} \quad \dots\dots\dots (16)$$

3. フィン付管の荷重効率

フィン管によって伝えられる伝熱の総量は、 h_a なる伝熱係数でフィンに流れ込む熱量と管の外側の裸管部から直接流れ込む熱量とを加えたものである。このためある伝熱量を伝える伝熱係数を他の同じ伝熱量を伝える関係伝熱面に置換する必要がある。普通の熱交換器では外径基準で表わされるが、フィン管の外側では簡単な関係伝熱面でないため同じ熱量を伝える場合、修正された伝熱係数を採用し、更に関係伝熱面積として管の内径基準を使用するのが便利である。

いま仮りに、管外裸部を通して伝わる熱量 Q_0 は

$$Q_0 = h_a A_o t_b \quad \dots\dots\dots (17)$$

したがって管外側からの総伝熱量 Q は

$$\begin{aligned} Q &= Q_b + Q_0 = h_b b \lambda_f n t_b + h_a A_o t_b \\ &= \left(\frac{h_b}{A_o} + \frac{h_a}{b \lambda_f n} \right) b \lambda_f n A_o t_b \quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

ここで n はフィン枚数、 h_b を消去するために(16)式を代入すると

$$Q = \left(b \lambda_f n \frac{\tan h (mb)}{mb} + A_o \right) h_a t_b \quad \dots\dots\dots (19)$$

いま h_{v0} をフィンと裸部表面の両方に対する h_v の合成値とし、荷重効率 $\Omega' = h_{v0}/h_v$ と定義すれば

$$\Omega' = \frac{h_{v0}}{h_v} = \frac{b \lambda_f n \frac{\tan h (mb)}{mb} + A_o}{b \lambda_f n + A_o} \quad \dots\dots\dots (20)$$

また伝熱係数の値は面積に逆比例するから、 h_{vi} を管内側基準にした h_{v0} の値とすれば

$$\frac{h_{vi}}{h_{v0}} = \frac{b \lambda_f n A_o}{A_i} \quad \dots\dots\dots (21)$$

図2 荷重効率曲線

図3 凝固模型

図4 フィン管配列

②①と②②式とから

$$h_{vi} = (\Omega A_f + A_o) \frac{h_v}{A_i} \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで A_f はフィン部表面積である。したがって(22)式から蒸気—ガス混合気体側の h_v の値に相当するフィン管の内径基準の伝熱係数を直接求めることができるが、あらかじめ与えられたフィン管に対して荷重効率曲線を求めておく必要がある。図2はその1例を示す。

4. 蒸気—ガス混合気体側境膜伝熱係数と凝固面温度の推定

蒸気—ガス混合気体側での境膜伝熱係数および物質移動係数は管軸に直角な断面では一様であり、また管部の同一周辺上の温度も一定であると仮定する。この条件から蒸気—ガス混合気体と管部における熱収支は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} h_a(t_a - t_c) + K_v L(p_a - p_c) &= h_i(t_c - t_p) \\ &= h_v(t_a - t_p) \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

一方水蒸気の凝固模型として図3のように考える。いま距離 δ_a をへだてた平行平面間の水蒸気の移動を考える。両面は温度が異なりそれぞれ平衡蒸気圧を p_c , p_a とする。高真空下において2面間に存在する気体分子の平行自由行程が δ_a より大きくなると分子の運動は、他の分子の存在に無関係に定った律速で両面間を飛び交う。もはやこのような状態での分子の挙動は Langmuir の仮定が成立する。一方中間領域では、拡散現象³⁾ が支配的になることは周知の通りである。したがって粘性流領域から分子流領域まで含めた凝固速度として次式で表わすことができる。

$$W = K_\mu(p_a - p_i) = K_m(p_i - p_c) = K_v(p_a - p_c) \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\text{ただし } K_m = \alpha_M k^* = \alpha_M \sqrt{\frac{M g_0}{2\pi RT}}$$

ここで α_M は物質移動の適応係数で、1回の衝突で気相より固相に相変換する確立を表わす。また $K_\mu = \frac{DM}{RT} (\pi_0/p_0 \delta_a) = D_0 P_0 M/RT(1/p_0 \delta_a) = \Gamma(1/p_0 \delta_a)$ ここで $D = D_0 P_0/\pi_0$ の関係を用いれば、粘性流での物質移動係数が規定される。

フィン管配列を図4のようにすれば、管壁方向への最大拡散距離として r_0 が定められる。河村氏⁴⁾は、凝結器入口空間断面を通過する蒸気分子中、平衡蒸気に相当する分は捕集されなくてもよいとして簡単な修正を行い、境界層厚 $\delta_a = r_0/2(1 - \sqrt{p_c - p_a})$ として表わしている。これらの関係から②④式は次のように表わすことができる。

$$W = K_v(p_a - p_c) \frac{p_a - p_c}{\frac{1}{K_\mu} + \frac{1}{K_m}} = \frac{\alpha_M k^*}{\gamma} (p_a - p_c) \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\text{ただし } \gamma = 1 + \frac{\alpha_M k^* p_0 \delta_a}{\Gamma}$$

$$\therefore K_v = \frac{\alpha_M k^*}{\gamma} \quad \dots\dots\dots (26)$$

したがって水蒸気の相変換の収支を取れば、蒸気—ガス

図5 凝固表面温度を求めるノモグラフ

混合気体側での h_a は次式で表わされる。

$$h_a = \zeta \frac{LW}{\Delta t} = \zeta \frac{L}{\Delta t} \cdot \frac{\alpha_M k^*}{r} (p_a - p_c) \dots (20)$$

ここで Clausius—Clapeyron の関係から温度差が極めて小さいものとすれば $\Delta t = R^* T^2 / ML (\ln p_a / p_c)$ の関係を用いることができる。

これらの手順によって伝熱係数 h_a が求められるが、この結果より(23)式の左辺と右辺が等しくなるように t_c を試算法で決めなければならない。しかし凝固表面温度が変れば h_a も変わるので試算は厄介で時間がかかる。そこ

で次のような手段でノモグラフを作成すると便利である。ガス相と凝固面における非凝縮性ガスの対数平均分圧差を p_m とすれば

$$p_m = \frac{(\pi_0 - p_c) - (\pi_0 - p_i)}{\ln(\pi_0 - p_c) / (\pi_0 - p_i)} = \frac{p_a - p_c}{\ln(1 - p / \pi_0) / (1 - p_a / \pi_0)} \dots (22)$$

ここで $K_v = k / p_m$ と置くと(23)式は

$$h_a (t_a - t_c) + kL \ln(1 - p_c / \pi_0) / (1 - p_a / \pi_0) = h_i (t_c - t_p) \dots (23)$$

(23)式を整理すると

$$\frac{h_a t_a + h_i t_p - kL \ln(1 - p_a / \pi_0)}{h_i + h_a} + \frac{kL \ln(1 - p_c / \pi_0)}{h_i + h_a} - t_c = 0 \dots (24)$$

$$\text{ここで } A = \frac{h_a t_a + h_i t_p - kL \ln(1 - p_a / \pi_0)}{h_i + h_a}$$

$$B = \frac{kL}{h_i + h_a}$$

とすれば(24)式は

$$A + B \ln(1 - p_c / \pi_0) - t_c = 0 \dots (25)$$

(25)式は p_c , t_c が入っているから次の行列式に書表わすことができる。

$$\begin{vmatrix} A & 0 & 1 \\ A - B & -1 & 1 \\ t_c & \ln(1 - p / \pi_0) & 1 \end{vmatrix} = 0$$

ここで第1行2列の値が0に対して $\ln(1 - p_c / \pi_0) = 0 = \ln 1$ で $(1 - p_c / \pi_0) = 1$ であり、第2行2列の値-1が対

図6 移動模型

して $\ln(1-p_c/\pi_0) = -1 = -\ln e$ となり, $(1-p_c/\pi_0) = 1/e = 0.368$, となる. 2列の値0, -1はそれぞれ $(1-p_c/\pi_0) = 1$ および 0.368になる点に対応していることが知れる. これらの関係でノモグラフの1例を示したのが図5である.

5. 凝固面有効長の推定

前にも述べたように装置と凝結器間で臨界ノズルがしばしば形成される場合があるために, 水蒸気の凝固面軸方向への流れを無視することはできない. このために図4のフィン管の対角線上の仮想中心点(0)を定め, 管軸方向に沿って水蒸気のポテンシャルの減衰状態を求めることによって, 凝固面有効長を一応推定することができる. いま水蒸気が管軸方向(拡散と流れの同時移動)と軸に直角方向(拡散移動)への移動模型を図6のように考える.

微小体質での水蒸気の収支を取り整理したのが次式である.

$$\frac{\partial N_x}{\partial x} r + \frac{\partial N_r}{\partial r} r + N_r = 0 \quad \dots\dots\dots (33)$$

凝固面入口部での水蒸気の流速を V_0 および x 軸の任意の点の水蒸気の流速を v とすれば

$$\left. \begin{aligned} N_x &= -\frac{D}{Rl} \frac{dp_a}{dx} + \frac{v}{RT} \\ N_r &= -\frac{D}{RT} \frac{dp_a}{dr} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (34)$$

これらの関係を(33)式に代入して整理すると次の偏微分方程式が得られる.

$$D \frac{\partial^2 p_a}{\partial x^2} - \frac{\partial p_a}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial p_a} p_a + v \right) + D \frac{\partial^2 p_a}{\partial r^2} + \frac{D}{r} \cdot \frac{\partial p_a}{\partial r} = 0 \quad \dots\dots\dots (35)$$

一方凝結器の入口, 出口間で p_0 が一定と仮定すれば

$$v = v_0 (\pi_0 - p_{a0}) / (\pi_0 - p_a) \quad \dots\dots\dots (36)$$

(36)式を(35)式に代入すると

図7 水蒸気の圧力ポテンシャル

$$D \frac{\partial^2 p_a}{\partial x^2} - \frac{v_0 (\pi_0 - p_{a0})}{\pi_0 - p_a} \left\{ \frac{p_a}{\pi_0 - p_a} + 1 \right\} \frac{\partial p_a}{\partial x} + D \frac{\partial^2 p_a}{\partial r^2} + \frac{D}{r} \frac{\partial p_a}{\partial r} = 0 \quad \dots\dots\dots (37)$$

境界条件を簡単にするために $z = (p_a - p_c) / (p_{a0} - p_c)$ と置き, かつ $z = f(x) g(r)$ に変数分離するとして(37)式を整理すると次の2つの微分方程式が得られる.

$$r^2 \frac{d^2 g(r)}{dr^2} + r \frac{dg(r)}{dr} + r^2 \frac{a^2}{D} g(r) = 0 \quad \dots\dots\dots (38)$$

$$\left. \begin{aligned} D \frac{d^2 f(x)}{dx^2} - \frac{1}{(\pi_0 + p_c)^2} \left\{ v_0 (\pi_0 - p_{a0}) \left\{ p_c + (\pi_0 + p_c) \right\} \right\} \\ \times \frac{df(x)}{dx} - a^2 f(x) = 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (39)$$

ここで a は定数である.

1) $a \neq 0$ の場合の(39)式の一般解は

$$g(r) = C_1 J_0 \left(r \sqrt{\frac{a}{D}} \right) + C_2 Y_0 \left(r \sqrt{\frac{a}{D}} \right) \quad \dots\dots\dots (40)$$

$$\text{また(39)式で } \xi = \frac{1}{(\pi_0 + p_c)^2} \left\{ v_0 (\pi_0 - p_{a0}) \left\{ p_c + (\pi_0 + p_c) \right\} \right\}$$

と置くと, その一般解は

$$f(x) = \left\{ C_3 \exp \sqrt{\xi^2 + 4a^2 D} \cdot \frac{x}{2D} + C_4 \exp \left(-\sqrt{\xi^2 + 4a^2 D} \cdot \frac{x}{2D} \right) \right\} \exp \frac{\xi x}{2D} \quad \dots\dots\dots (41)$$

表 1

x	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8
p_a	0.01	0.0098	0.0089	0.0084	0.0079	0.0075	0.0072	0.0067	0.0064	0.006
$p_a - p_c$	0.004	0.0038	0.0029	0.0024	0.0019	0.0015	0.0012	0.0007	0.0004	0.0
$\zeta=0.5$ h_a	145.0	143.5	132.0	126.5	122.0	118.0	112.5	104.0	91.0	0.0

図 8 図積分用グラフ

2) $a=0$ の場合の(39)式の一般解は

$$g(r) C_5 \ln r + C_6 \quad \dots\dots\dots (42)$$

また(39)式では

$$f(x) = C_7 \exp \frac{\xi}{D} x + C_8 \quad \dots\dots\dots (43)$$

以上の結果より次式が得られる。

$$\begin{aligned} Z = \exp \frac{\xi}{D} x \left\{ C_3 \exp \sqrt{\xi^2 + 4a^2 D} \frac{x}{2D} + C_4 \exp \right. \\ \left. \left(-\sqrt{\xi^2 + 4a^2 D} \frac{x}{2D} \right) \right\} \times \left\{ C_1 J_0 \left(r \frac{a}{\sqrt{D}} \right) \right. \\ \left. + C_2 Y_0 \left(r \frac{a}{\sqrt{D}} \right) \right\} + \left\{ C_7 \exp \frac{\xi}{D} x + C_8 \right\} \\ \times \left\{ C_5 \ln r + C_6 \right\} \quad \dots\dots\dots (44) \end{aligned}$$

(44)式は次の境界条件で各定数項を定める。

$$r = r_0, \quad x > 0, \quad x \rightarrow \infty \quad p_a = p_e, \quad \therefore z = 0$$

$$x = 0 \quad r > 0 \quad p_a = p_{a0} \quad \therefore z = 1$$

以上の結果より(44)式は次のように整理される。

表 2

h_{vi}	670.0	658.0	625.0	598.0	573.0	550.0	527.0	507.0	490.0	—
Ω	0.711	0.7134	0.7292	0.7369	0.745	0.7492	0.7569	0.768	0.7915	—
A_0	0.1578	0.1403	0.1228	0.1052	0.0877	0.0702	0.0526	0.0351	0.0157	0.0
Q	537.1	442.3	345.1	250.1	185.5	135.2	81.2	30.4	9.1	0.0
$\times 10^{-4}$										
$h_{vi}(t_a - t_p)$	3.22	0.61	4.00	4.78	5.45	6.06	7.59	13.10	20.40	∞

$$\begin{aligned} Z = \frac{p_a - p_e}{p_{a0} - p_e} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\sqrt{D}}{a_n r_0} \frac{1}{J_1 \left(r_0 \frac{a_n}{\sqrt{D}} \right)} \\ \times J_0 \left(r \frac{a_n}{\sqrt{D}} \right) \times \exp \left[\frac{\xi}{2D} x - \sqrt{\xi^2 + 4a_n^2 D} \cdot \frac{x}{2D} \right] \quad \dots\dots\dots (45) \end{aligned}$$

ここで x 軸方向および r 方向へのそれぞれの係数を α_x , α_r とすれば、任意の x , r における水蒸気の圧力ポテンシャルが求められる。

$$\begin{aligned} Z = \frac{p_a - p_e}{p_{a0} - p_e} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\sqrt{D}}{a_n r_0} \frac{1}{J_1 \left(r_0 \frac{a_n}{\sqrt{D}} \right)} \\ \times J_0 \left(\alpha_r \cdot r \frac{a_n}{\sqrt{D}} \right) \times \exp \left[\alpha_x \frac{\xi}{2D} \cdot x - \sqrt{\xi^2 + 4a_n^2 D} \right. \\ \left. \times \alpha_x \frac{x}{2D} \right] \quad \dots\dots\dots (46) \end{aligned}$$

ここで J_0 , J_1 はそれぞれ 1 次, 0 次のベッセル関数を示す。また図 7 は(46)式を用いて計算した 1 例を示す。

6. 伝熱面積の計算例

これらの諸式を用いて伝熱面積を求める手順は、まづ(46)式から $r=0$ での管軸方向の水蒸気圧力分布(ポテンシャル)を推定し、各点の諸条件から蒸気—ガス混合気体側の境膜伝熱係数を(20)式からそれぞれ求める。次に蒸気—ガス混合気体と管との間の総括伝熱係数を各々求め、(23)式の左辺と右辺とが等しくなるようにそれぞれ試算法で t_e を決める。

あらかじめ定めたフィン管の各点に対応したフィン部表面積、管外裸部表面積を凝固面入口部を起点としてそれぞれ求め、かつ(10)式から各点のフィン効率および(22)式から管内基準に置換した h_{vi} を決める。これらの結果から(19)式を用いて各点での伝熱量および管内基準に換算した $h_{vi}(t_a - t_p)$ の逆数をそれぞれ計算する。

求められた伝熱量 Q と $1/h_{vi}(t_a - t_p)$ との関係を図 8 に示すように積分図形に表わし、図積分法により管内基準での所要伝熱面積を求めればよい。

最後にこれらの諸式を用いて伝熱面積を求めた計算例

を示して置く。初期条件として氷結層の熱伝導率 $\lambda_i = 10$ Kcal/mhr $^{\circ}$ C, 氷結層の平均厚み $\delta_i = 0.002m$ (一定), 凝結器入口部での水蒸気分圧 $p_{a0} = 0.01$ Torr および流速を $v_0 = 3.6 \times 10^5 m/hr$, 冷却管壁温度 $t_p = -62^{\circ}$ C, このときの水蒸気の平衡圧力 $p_e = 0.006$ Torr 非凝縮性ガス分圧 $p_g = 0.001$ Torr とし凝固面入口部を起点に管軸方向の数点を選び各点における伝熱量を別々に計算し, 図積分法によって所要伝熱面積を求めた。

表 1 は各点における境膜伝熱係数の算出過程を示す。次にフィン管径 $34mm\phi$, フィン枚数 $n = 20$ 枚, フィン高さ $b = 0.013m$ の場合の管内基準で所要伝熱面積の算出過程を表 2 に示す。

以上の計算結果から図積分法によって, 伝熱量 $Q = 53$ 7.1 kcal/hr のときの所要伝熱面積 A_i を求めると $A_i = 0.3052m^2$ となり, これに対応するフィン管全表面積 $A_{ft} \div 2.26m^2$ となる。またこのときのフィン管有効長は約 1.8m が必要である。

7. あとがき

はなはだ簡単に凝結器についての 2, 3 の知見を述べてみたが, なお不詳の点が多く実用的には足らないところがある。今後の実験的理論的研究にまっところが多いが少しでも参考になれば幸いと思う。

〔使用記号〕

A_f : フィン部表面積	[m 2]
A_0 : 管外裸部表面積	[m 2]
a_x : フィン横断面積	[m 2]
b : フィン高さ	[m]
D : 水蒸気の拡散係数	[m 2 /hr]
D_0 : 基準圧力での水蒸気の拡散係数	[m 2 /hr]
g_c : 重力換算係数	[kg-m/kg h r 2]
h_a : 蒸気—ガス側境膜伝熱係数	[kcal/m 2 h $^{\circ}$ C]
h_i : $= \lambda_i / \delta_i$	[kcal/m 2 h $^{\circ}$ C]
h_s : フィン管壁と氷結層間の境膜伝熱係数	[kcal/m 2 h $^{\circ}$ C]
h_v : 気相と管壁間の総括伝熱係数	[kcal/m 2 h $^{\circ}$ C]
K_m : 最大物質移動係数	[kg/m 2 Torr h r]

K_v : 総括物質移動係数	[kg/m 2 Torr h r]
$K\mu$: 粘性流物質移動係数	[kg/m 2 Torr h r]
L : 凝固潜熱	[kcal/kg]
l : フィン任意高さ	[m]
l_f : フィンの浸辺長	[m]
M : 水蒸気の分子量	[kg/kg—mole]
m : $=(h_a l / \lambda_f a_x)^{1/2}$	[—]
n : フィン枚数	[—]
p_a : 混合気体での水蒸気分圧	[Torr]
p_e : 凝固面での水蒸気分圧	[Torr]
p_g : 非凝縮性ガス分圧	[Torr]
p_i : 境界層での水蒸気分圧	[Torr]
p_0 : 基準圧力(760)	[Torr]
p_{a0} : 凝固面入口での水蒸気分圧	[Torr]
Q : 伝熱量	[kcal/h r]
R : ガス定数	[m 3 Torr/mole $^{\circ}$ K]
R^* : 定数	[kcal/K mole $^{\circ}$ K]
r : 半径方向の拡散距離	[m]
r_0 : 半径方向の最大拡散距離	[m]
t_a : 蒸気—ガス混合気体温度	[$^{\circ}$ C]
t_c : 凝固面温度	[$^{\circ}$ C]
t_e : $= C_1 + C_2$	[$^{\circ}$ C]
t_f : フィン部温度	[$^{\circ}$ C]
t_p : 管壁温度	[$^{\circ}$ C]
W : 凝固速度	[kg/m 2 h r]
x : 軸方向への拡散距離	[m]
α : 適応係数	[—]
δ_a : 境界層厚み	[m]
δ_i : 氷結層厚み	[m]
ζ : 補助係数	[—]
λ_f : フィンの熱伝導率	[kcal/mh r $^{\circ}$ C]
λ_i : 氷結層の熱伝導率	[kcal/mh r $^{\circ}$ C]
π_0 : 系内全圧	[Torr]
Ω : フィン効率 ($\Omega = h_b / h_v$)	[—]
Ω' : 荷重効率 ($\Omega' = h_{v0} / h_v$)	[—]

〔文 献〕

- (1) Madejski, J. : Chem. Ing. Tech. 29 12 (1957) 801.
- (2) 橋本ら : 真空 6 (1963) 526.
- (3) 河村 : 真空 6 (1963) 486.
- (4) 河村 : 真空下の物質移動に関する研究 (東京工業大学 博士論文 1961)