エリミネータにおける同伴液滴の分離性能*

(第1報 理論的研究)

石谷清幹** 中西重康***
杉田英昭**** 長沢啓行***

Separation Performance of Eliminator with Entrained Droplets
(1st Report, Theoretical Studies)

By Seikan Ishigai, Shigeyasu Nakanishi,
Hideaki Sugita, Hiroyuki Nagasawa

Various water droplet separators are being used in power plants, chemical plants and others. Of these separators, the eliminator, which is made of thin plates bended to make zig-zag flow passages, is comparatively simple and high performance. In this report, the separation performance of the eliminator is theoretically analysed.

The efficiency η_d of catching water droplets is given by the following equation:

$$\eta_d = \frac{D_N(\beta)}{p^*}$$

$$\text{where, } D_N(\beta) = \frac{1-\beta}{\ln(1/\beta)} \left(1 + \frac{1-\beta^N}{1+\beta} \right)$$

N = number of bending

If N is an odd number, use $N-1$ instead of an index number N .

β = function of water droplet diameter, air velocity, bending plate length and bending angle

p^* = dimensionless pitch of eliminator

The separation efficiency is 100% for water droplets which are larger than the droplet diameter satisfying $D_N(\beta) = p^*$.

In other words, such droplets will be separated completely.

If the size distribution of droplets is known at the inlet to the eliminator, the separation efficiency η_N of the eliminator is given by the following equation:

$$\eta_N = 1 - \sum_{D_p} f(1 - \eta_d)$$

where, f = size distribution of droplets at the inlet to the eliminator.

1. まえがき

蒸気または空気などの気相中に粒径の小さい液滴が同伴する飛沫同伴現象は、ボイラの蒸気ドラム、蒸気タービンの低圧段、エア・ワッシャとして蒸留塔など動力プラントや化学プラントに数多く見られる。一般に、この同伴液滴はそれぞれのプラントにいろいろな悪影響をおよぼすのが普通である。

そこで、この同伴液滴を除去するためにサイクロン、折れ板形エリミネータ、ワイヤメッシュそしてエレクトロフィルタなど各種の気水分離器が考案され実用化されている。これらの分離器の作動原理は比較的簡単であるが、その分離機構は非常に複雑で厳密な理論解析は難しく、また、データも不足している。したがって、この分野においては理論的研究よりも実験的研究の方がかなり多い。

BürkholzとMuschelknautz¹⁾は4種類の分離器について簡単な理論と分離性能について述べており、GermerdonkとGünther²⁾は11種類の分離器について実験的研究を行った。さらに、Styrikovichら^{3),4)}は蒸気ドラム内におけるいろいろな分離器についての研究結果を報告している。

*原稿受付 昭和52年2月24日

昭和51年秋季学術講演(昭和51年10月27日)

**正会員 大阪大学工学部(吹田市山田上)

***大阪大学工学部(吹田市山田上)

****正会員 神戸商船大学(神戸市東灘区深江南町5-1-1)

比較的構造が簡単で、しかも分離性能のよい折れ板形エリミネータのみに関しては、たとえば、新津ら^{8)~7)}らの理論的および実験的研究、久野と植西⁹⁾、三好と米村⁹⁾、佐伯ら¹⁰⁾および Glushchenko ら¹¹⁾の実験的研究がある。また、折れ板形エリミネータの一種と考えられるルーパ形エリミネータに関しては吉川と加賀¹²⁾が理論的および実験的研究を行った。

新津らの理論的研究は一箇所の屈折部に対して気流に同伴される液滴の運動方程式をたてて理論解析を行い、その結果を多くの屈折部を有するエリミネータ全体に適用している。このことが実験結果と定量的には必ずしもよい一致を示さない原因の一つと考えられる。

そこで、筆者らは入口側の第1屈折部から順々に液滴粒子の運動軌跡を求めて解析を行い、無次元化することによって、比較的簡単な式で任意な屈折数のエリミネータにおける捕集効率を表わすことができた。

2. 仮定

まず、理論解析をするにあたって次の仮定を設ける。

- (1) 重力等外力の影響は無視する。
- (2) ストークスの抵抗則が成立する。
- (3) 液滴は球形として液滴間の相互作用は無い。
- (4) 空気流はエリミネータの入口に対して直角平行に流入し、その内部では折れ板に平行なポテンシャル流れをする。
- (5) 液滴は空気流と同速度でエリミネータに流入する。
- (6) 液滴の密度差による拡散の影響は無視する。
- (7) 液滴の捕集はエリミネータ板に液滴が衝突して行われるとし、液滴の再同伴は考えない。

3. 液滴粒子の運動軌跡

一般に空気流中に浮遊する液滴粒子の受ける力 R は次式で表わされる。

$$R = \zeta \frac{\pi}{4} D_p^3 \frac{\rho_a}{2} (u_a - u_p)^2$$

$$= m \frac{du_p}{dt} \quad (1)$$

ここで、 ζ : 抵抗係数

D_p : 液滴径

u_a, u_p : 空気および液滴の速度

m : 液滴の質量 ($= \frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p$)

ρ_a, ρ_p : 空気および液滴の密度

t : 時間

いま、新津ら⁸⁾の解析と同様に図1に示すような原点および x, y 軸をとり

l : 折れ板の長さ

p : 折れ板のピッチ

θ : 折れ板の屈折角

u : エリミネータへの平均流入速度

とする。

図1 エリミネータの x, y 座標

次に、添字 x, y を x および y 方向の成分、 $i, 0$ を各屈折部の入口および出口状態を表わすものとし、さらにエリミネータの第1屈折部および後続する入口からの屈折段数をそれぞれ添字1および n で表わす。

仮定により $\zeta = 24/Re$, $Re = (u_a - u_p) D_p / \nu_a$ (Re : レイノルズ数, ν_a : 空気の動粘性係数) であるから液滴の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{du_{px}}{dt} = K \frac{u_{ax} - u_{px}}{D_p^2} \quad (2)$$

$$\frac{du_{py}}{dt} = K \frac{u_{ay} - u_{py}}{D_p^2} \quad (3)$$

ここで、 $K = 18 \nu_a \rho_a / \rho_p$

初期条件 $t=0$ において $x=0$, $y=y_i$, $u_{px}=u_{px,i}$, $u_{py}=u_{py,i}$ のもとで(2),(3)式を積分して液滴粒子の速度および位置を求める。

$$u_{px} = u_{ax} - (u_{ax} - u_{px,i}) \exp\left(-\frac{K}{D_p^2} t\right) \quad (4)$$

$$u_{py} = u_{ay} - (u_{ay} - u_{py,i}) \exp\left(-\frac{K}{D_p^2} t\right) \quad (5)$$

$$x = u_{ax} \cdot t - \frac{D_p^2}{K} (u_{ax} - u_{px,i}) \{1 - \exp\left(-\frac{K}{D_p^2} t\right)\} \quad (6)$$

$$y = u_{ay} \cdot t - \frac{D_p^2}{K} (u_{ay} - u_{py,i}) \{1 - \exp\left(-\frac{K}{D_p^2} t\right)\} + y_i \quad (7)$$

ここで各変数を次のように無次元化し、パラメータ α と β を導入する。

$$\left. \begin{aligned} u_p^* &= \frac{u_p}{U}, \quad u_a^* = \frac{u_a}{U}, \quad t^* = \frac{U t}{l \cos(\theta/2)} \\ x^* &= \frac{x}{l \cos(\theta/2)}, \quad y^* = \frac{y}{l \sin(\theta/2)} \\ p^* &= \frac{p}{l \sin(\theta/2)}, \quad \alpha = \frac{U D_p^2}{K l \cos(\theta/2)} \\ \beta &= \exp\left(-\frac{1}{\alpha}\right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

したがって、(4)~(7)式は次の無次元式で表わされる。

$$u_{px}^* = u_{ax}^* - (u_{ax}^* - u_{px,i}^*)\beta t^* \quad (9)$$

$$u_{py}^* = u_{ay}^* - (u_{ay}^* - u_{py,i}^*)\beta t^* \quad (10)$$

$$x^* = u_{ax}^* \cdot t^* - \frac{1}{\ln(1/\beta)} (u_{ax}^* - u_{px,i}^*) (1 - \beta t^*) \quad (11)$$

$$y^* = u_{ay}^* \cdot t^* \cot(\theta/2) - \frac{1}{\ln(1/\beta)} (u_{ay}^* - u_{py,i}^*) \times (1 - \beta t^*) \cot(\theta/2) + y_i^* \quad (12)$$

いま、空気は非圧縮性とみなせるから入口部、すなわち第1屈折部を含む全屈折部において次式が成り立つ。

$$u_{ax}^* = 1, u_{ay}^* = \tan(\theta/2), u_{px}^* = 1, x^* = t^* \quad (13)$$

さらに第1屈折部に対しては仮定より

$$u_{py,i}^* = 0 \quad (14)$$

であるから図2のように座標軸をとり、(13)、(14)式より(10)、(12)式を書き換えると

$$u_{py,i}^* = (1 - \beta x^*) \tan(\theta/2) \quad (15)$$

$$y_i^* = x^* - \frac{1}{\ln(1/\beta)} (1 - \beta x^*) + y_{i,i}^* \quad (16)$$

となる。この(16)式はエリミネータの第1屈折部における液滴粒子の運動軌跡を表わす式である。また、(15)式に屈折部出口条件である $x^* = 1$ を代入すると次式が得られる。

$$u_{py,1,0}^* = (1 - \beta) \tan(\theta/2) \quad (17)$$

次に第2段以降第 n 段目の屈折部に対しては図3に示す座標軸をとり、各屈折部を個別に解析するために各入口と出口条件を次式でつなぎ合わせる。

$$u_{pxn,i}^* = u_{px(n-1),0}^* \quad (18)$$

$$u_{pyn,i}^* = -u_{py(n-1),0}^* \quad (19)$$

図2 第1屈折部の無次元座標

図3 第 n および第 $(n-1)$ 屈折部の無次元座標

$$y_{n,i}^* = 1 + p^* - y_{(n-1),0}^* \quad (20)$$

第1屈折部と同様に(13)式を用いて(10)、(12)式を書き換えると

$$u_{py,n}^* = (1 - \beta x^*) \tan(\theta/2) + u_{py,n,i}^* \beta x^* \quad (21)$$

$$y_n^* = x^* - \frac{1}{\ln(1/\beta)} (1 - \beta x^*) \{1 - u_{py,n,i}^* \cot(\theta/2)\} + y_{n,i}^* \quad (22)$$

となり、この場合の液滴粒子の運動軌跡は(22)式で表わされる。また、屈折部出口では $x^* = 1$ であるから(19)、(21)式より次式が得られる。

$$u_{py,n,0}^* + \beta u_{py(n-1),0}^* = (1 - \beta) \tan(\theta/2) \quad (23)$$

これを解くと

$$u_{py,n,0}^* = u_{py,1,0}^* (-\beta)^{n-1} + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^{n-1}\} \tan(\theta/2) \quad (24)$$

上式の右边第1項は第1屈折部出口の状態であるから(17)式を用いて整理すると、

$$u_{py,n,0}^* = \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^n\} \tan(\theta/2) \quad (25)$$

となり、さらに上式を一つ手前の屈折部である $(n-1)$ に適用して(19)式に代入すると

$$u_{py,n,i}^* = -\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^{n-1}\} \tan(\theta/2) \quad (26)$$

となる。(22)式にこの(26)式を代入すると

$$y_n^* = x^* - \frac{1}{\ln(1/\beta)} (1 - \beta x^*) \left[1 + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^{n-1}\}\right] + y_{n,i}^* \quad (27)$$

が得られる。この式の右边第2項は β と x^* の関数であるからこれを $F_n(\beta, x^*)$ で置き換える。すなわち、

$$F_n(\beta, x^*) = \frac{1}{\ln(1/\beta)} (1 - \beta x^*) \left[1 + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^{n-1}\}\right] \quad (28)$$

とおけば(27)式は次のような簡単な形になる。

$$y_n^* = x^* + y_{n,i}^* - F_n(\beta, x^*) \quad (29)$$

$n=1$ のとき(27)式すなわち(29)式は(16)式に等しくなるから、この(29)式は $n \geq 1$ のすべての屈折部における液滴粒子の運動軌跡を表わしている。

いま $0 < \beta < 1$ であるから

$$\frac{\partial}{\partial x^*} (y_n^* - x^*) = -\beta x^* \left[1 + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^{n-1}\}\right] < 0$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^{*2}} (y_n^* - x^*) = -\beta x^* \cdot \ln \beta \left[1 + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \{1 - (-\beta)^{n-1}\}\right] > 0 \quad (30)$$

となり、(29)式はエリミネータ板の方程式 $y^* = x^*$ に対し単調減少となる。すなわち、液滴はエリミネータ板にたえず近づき軌跡を描くことがわかる。

4. 粒径捕集効率

エリミネータ板の折れかどは $x^* = y_n^* = 1$ であるから、図4に示すようにここを通る液滴の入口条件 $y_{n,i}^*$ を求め

図4 エリミネータの折れかどを通る入口条件

ると(29)式より

$$y_{n,i}^* = F_n(\beta, 1) \quad (31)$$

となり、 $y_{n,i}^*$ の範囲を通過する液滴はこの n 屈折部で捕集され、 $p^* - y_{n,i}^*$ の範囲を通過する液滴は捕集されずに素通りすることになる。

さらに、 $F_n(\beta, 1)$ の性質を調べると $n \geq 2$ に対して

$$F_n(\beta, 1) - F_{(n-1)}(\beta, 1) = \frac{(-1)^{n-2} \beta^{n-2} (1-\beta)^2}{\ln(1/\beta)} \quad (32)$$

となるから、 n =偶数のとき $F_n(\beta, 1) > F_{(n-1)}(\beta, 1)$ 、 n =奇数のとき $F_n(\beta, 1) < F_{(n-1)}(\beta, 1)$ である。この $F_n(\beta, 1) - F_{(n-1)}(\beta, 1)$ は第 n 屈折部における液滴の捕集域を表わしており、第1屈折部を除く奇数屈折部ではこの値が負になるからそこでは液滴は捕集されない。また、 $n \rightarrow \infty$ のとき $F_n(\beta, 1) - F_{(n-1)}(\beta, 1) \rightarrow 0$ となるから屈折段数の大きい屈折部ほど捕集域は小さくなる。

次に N 個の屈折数を有する N 屈折形エリミネータの最終屈折部入口におけるある粒径の液滴群の存在する無次元 y 座標の上限と下限をそれぞれ $(y_{N,i}^*)_{\max}$ と $(y_{N,i}^*)_{\min}$ とすれば

$$\left. \begin{aligned} (y_{N,i}^*)_{\max} - (y_{N,i}^*)_{\min} &= p^* & (N=1) \\ &= p^* - F_1(\beta, 1) & (N=2) \\ &= p^* - \sum_{n=2}^{N-1} (-1)^n F_n(\beta, 1) & (N=\text{奇数}) \\ &= p^* - \sum_{n=2}^{N-2} (-1)^n F_n(\beta, 1) & (N=\text{偶数}) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

の関係が得られる。これは液滴の侵入域を表わしており、任意な屈折部に対しても適用できる。したがって、捕集域は第1屈折部では $F_1(\beta, 1)$ 、それ以外の屈折部では(32)式で示されるから第 n 屈折部の粒径捕集効率 η_{dn} は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \eta_{dn} &= \frac{F_1(\beta, 1)}{p^*} & (n=1) \\ &= \frac{F_n(\beta, 1) - F_{(n-1)}(\beta, 1)}{(y_{n,i}^*)_{\max} - (y_{n,i}^*)_{\min}} & (n=2, 4, 6, \dots) \\ &= 0 & (n=3, 5, 7, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

いま、最終屈折部の出口において液滴群の存在しない範囲を $D_N(\beta)$ とすればこれは次式で表わされる。

$$D_N(\beta) = \sum_{n=2}^N (-1)^n F_n(\beta, 1)$$

$$= \frac{1-\beta}{\ln(1/\beta)} \left(1 + \frac{1-\beta^N}{1+\beta} \right) \quad (N=\text{偶数}) \quad (35)$$

(33)式と同様にこれは第 n 屈折部に対しても適用でき、 $N=0$ のとき $D_0(\beta) = F_1(\beta, 1)$ となるから液滴が完全に捕集される条件は $n=1$ の場合に $D_0(\beta)$ を適用するとして次式で表わされる。

$$D_n(\beta) \geq p^* \quad (36)$$

このうち、 N 屈折形エリミネータに対して $D_N(\beta) = p^*$ を満足する液滴粒径を捕集限界粒径 D_{pc} と称する。

(34)式を $D_n(\beta)$ を用いて書き換えると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} 1 - \eta_{dn} &= \frac{p^* - D_0(\beta)}{p^*} & (n=1) \\ &= \frac{p^* - D_n(\beta)}{p^* - D_{(n-2)}(\beta)} & (n=2, 4, 6, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

さらに N 屈折形エリミネータの粒径捕集効率を η_d とすれば η_d と η_{dn} の間には次の関係がある。

$$1 - \eta_d = \prod_{n=1}^N (1 - \eta_{dn}) \quad (38)$$

$n=3, 5, 7, \dots$ のときは $\eta_{dn}=0$ であるから(37)式を用いて(38)式を整理すると η_d は次式で表わされる。

$$\eta_d = \frac{D_N(\beta)}{p^*} \quad (39)$$

これは N が偶数の場合であるが、1屈折形エリミネータの場合には次式の $D_N(\beta)$ を用いる。

$$D_N(\beta) = \frac{1-\beta}{\ln(1/\beta)} \quad (N=1) \quad (40)$$

また、 N が1以外の奇数であれば最終屈折部の入口と出口の液滴の存在しない範囲は等しいから $N-1$ として(35)式を用いればよい。

いま、 β の定義式を変形すると

$$\ln \ln(1/\beta) = \ln \{ Kl \cos(\theta/2) \} - \ln U - 2 \ln D_p \quad (41)$$

となるから、 D_p と β の関係はRosin-Rammler線図¹⁸⁾上で直線にて表示することができ、(35)、(40)式から $D_N(\beta) - \beta$ 線図を描いておけば N 屈折形エリミネータの粒径捕集効率 η_d が容易に求まる。

5. 数値計算

これまでの解析結果にしたがって、数値計算を行うにあたり、20℃の飽和空気と水の物性値を用い $K=3.1945 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ として計算した。

まず、エリミネータの形状は、 $l=57 \text{ mm}$ 、 $\theta=30^\circ$ 、 60° 、 90° 、 $p^*=0.75, 1.0, 1.25$ とし、これらを組み合わせた9種類に対して $N=1, 2, 4, 6$ および $U=0.1 \sim 4.0 \text{ m/s}$ の範囲で計算を行った。

図5は $D_N(\beta) - \beta$ 線図と $\theta=90^\circ$ のときの $D_p - \beta$ 線図である。図の例では粒径 60μ の液滴が $U=3.0 \text{ m/s}$ でエ

リミネータに流入する場合で、 $N=1$ のとき $D_N(\beta) \approx 0.6$ であるから破線で示す $p^*=0.75$ では $\eta_d = 0.6/0.75 = 80\%$ となり、 $p^*=1.0$ では $\eta_d = 60\%$ となる。また、 $N=2$ のときは $D_N(\beta) \approx 1.0$ であるから $p^*=0.75$ では当然 $\eta_d = 100\%$ 、 $p^*=1.0$ では $\eta_d = 1.0/1.0 = 100\%$ 、 $p^*=1.25$ では $\eta_d = 80\%$ となる。

$D_N(\beta) - \beta$ 線図は N のみのパラメータであるから屈折角が 90° 以外の場合は $D_p - \beta$ 線図を別に描くだけで同じ方法にて η_d を求めることができる。

図6と図7は9種類のエリミネータの粒径捕集効率を示したもので、図6は流入速度 $U=1.0\text{ m/s}$ と一定にして屈折数 N をパラメータにしており、図7は $N=6$ のときの η_d を U をパラメータにして表わしている。

これらの図から粒径捕集効率が大なる条件は一般に考えられるように(1)屈折角が大きいこと。(2)ピッチが小さいこと。(3)屈折数が多いこと。(4)流入速度が大きいこと。(5)液滴の粒径が大きいこと。があげられる。

これらの条件のうち、屈折角とピッチは圧力損失と η_d のかねあいから適当な組み合わせをすればよい。屈折数に関してはループ形である1屈折形エリミネータと2屈折形とはすべての粒径に対してかなり効率に差があるけれども、4~6屈折形になると特別の条件のもとでのみ効率の上昇が認められる。したがって、大抵の場合、6屈折で十分であり、それ以後の屈折部では液滴は捕集されず素通りするために、むやみに屈折数を多くしても効率の増加は期待できない。また、流入速度は大きくなるにしたがい効率の増加割合は小さくなっていく。液滴の粒径も大きくなるにしたがい効率は増加し、 $\eta_d = 100\%$ のときの粒径を捕集限界粒径 D_{pc} と称したが、この D_{pc} からもエリミネータの分離性能を比較することができる。 D_{pc} は $D_N(\beta)$

図5 $D_N(\beta) - \beta$, $D_p - \beta$ 線図

図6 粒径捕集効率

($U=1.0\text{ m/s}$ 一定, $\theta=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$; $p^*=0.75, 1.0, 1.25$)

$=p^*$ から求めることができるが図7からも簡単に読み取ることができる。その結果を図8に示す。

次に、液滴粒子の運動軌跡の一例を図9～図11に示す。

ハッチングした部分が捕集される範囲である。まず、図9は $\theta = 30^\circ$, $p^* = 1.25$ のエリミネータに $U = 1.0 \text{ m/s}$ で流入する $D_p = 180 \mu$ の液滴粒子の運動軌跡を表わしており、第6屈折部で完全に捕集されている。図10は $\theta = 90^\circ$, $p^* = 1.0$, $U = 1.0 \text{ m/s}$, $D_p = 100 \mu$ の場合で、第4屈折部で完全に捕集されている。したがって両方とも $\eta_d = 100\%$ である。図11は $\theta = 90^\circ$, $p^* = 0.75$, $U = 0.5 \text{ m/s}$, $D_p = 80 \mu$ の場合で、第1および第2屈折部で液滴の一部は捕集されているが、それ以後の屈折部では捕集されないまま素通りしている。このときの η_d は65%である。

図12と図13は p^* を一定にして折れ板の長さを変化させた場合で、相似なエリミネータの形状の大小による η_d の変化を示したものである。図12は $\theta = 30^\circ$, $p^* = 1.25$, $U = 2.0 \text{ m/s}$, 図13は $\theta = 90^\circ$, $p^* = 0.75$, $U = 2.0 \text{ m/s}$ の場合でエリミネータの形状が小さいほど η_d は大きくなる。

図14と図15はピッチを一定にして l を変化させた場合すなわち p^* と η_d の関係を示している。図14は $\theta = 60^\circ$, 図15は $\theta = 90^\circ$ の場合で、ともに $U = 2.0 \text{ m/s}$, $p = 40 \text{ mm}$ である。粒径が小さいほど p^* の影響は少ない。

6. エリミネータの捕集効率

実際の場合、気流中にはいろいろな粒径の液滴を含んでいるからこの場合のエリミネータの捕集効率は粒径捕集効率を用いて次のようにして求めることができる。

いま、エリミネータに流入する液滴群の重量ひん度を f , N 屈折後のそれを f_N とし、次式で定義する。

$$f = \frac{w}{\sum w} \quad (42)$$

$$f_N = \frac{w_N}{\sum w} \quad (43)$$

ここで、 w および w_N はそれぞれエリミネータ前および N 屈折後の空気重量流量当たりの同伴液滴重量流量を示す。(43)式は次のように書き換えることができる。

図7 粒径捕集効率
($N=6$ 一定, $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, $p^* = 0.75, 1.0, 1.25$)

図8 6屈折形エリミネータの捕集限界粒径

図9 液滴粒子の運動軌跡
($\theta = 30^\circ$, $p^* = 1.25$, $U = 1.0$ m/s, $D_p = 180 \mu$)

図10 液滴粒子の運動軌跡
($\theta = 90^\circ$, $p^* = 1.0$, $U = 1.0$ m/s, $D_p = 100 \mu$)

図12 粒径捕集効率
($\theta = 30^\circ$, $p^* = 1.25$, $U = 2.0$ m/s)

図11 液滴粒子の運動軌跡
($\theta = 90^\circ$, $p^* = 0.75$, $U = 0.5$ m/s, $D_p = 80 \mu$)

図13 粒径捕集効率
($\theta = 90^\circ$, $p^* = 0.75$, $U = 2.0$ m/s)

図14 粒径捕集効率
($\theta = 60^\circ$, $p = 40$ mm, $U = 2.0$ m/s)

図15 粒径捕集効率
($\theta = 90^\circ$, $p = 40$ mm, $U = 2.0$ m/s)

$$f_N = \frac{w}{\sum_{D_p} w} \left(\frac{w_N}{w_{N-1}} \frac{w_{N-1}}{w_{N-2}} \dots \frac{w_2}{w_1} \frac{w_1}{w} \right)$$

w_N/w_{N-1} は第 N 屈折部での液滴の通過割合を示しているから結局 f_N は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} f_N &= f \prod_{n=1}^N (1 - \eta_{dn}) \\ &= f \left\{ 1 - \frac{D_N(\beta)}{p^*} \right\} \end{aligned} \quad (44)$$

したがって、 N 屈折形エリミネータの捕集効率 η_N は $1 - \eta_N = \sum_{D_p} f_N$ の関係より次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \eta_N &= 1 - \sum_{D_p} f \left\{ 1 - \frac{D_N(\beta)}{p^*} \right\} \\ &= 1 - \sum_{D_p} f (1 - \eta_d) \end{aligned} \quad (45)$$

上式よりエリミネータ前の液滴群の重量ひん度分布がわかれば、エリミネータの形状および流入速度 U をパラメータとして容易に分離性能が比較できる。

7. ま と め

理論解析の結果、 N 屈折形エリミネータの粒径捕集効率はエリミネータの形状や粒径などの関数である $D_N(\beta)$ とピッチを折れ板の山の高さで割った無次元ピッチ p^* を用いて (39) 式の $\eta_d = D_N(\beta)/p^*$ から計算することができる。

また、図 5 に示す $D_N(\beta) - \beta$ 線図および $D_p - \beta$ 線図を描いておけば、図式的に η_d を簡単に求めることができる。さらに、エリミネータに流入する液滴群の重量ひん度 f が既知であればエリミネータの捕集効率は (45) 式の $f_N = 1 - \sum_{D_p} f (1 - \eta_d)$ から求めることができる。この式はルーバ形エリミネータにも適用できる。新津らの理論によると途中の 1 屈折部の粒径捕集効率 η'_d は各屈折部で一定であるとしており、 N 屈折後の重量ひん度 f_N は $f_N = f (1 - \eta'_d)^N$ で計算できるから N 屈折エリミネータの効率は $\eta_N = 1 - \sum_{D_p} f (1 - \eta'_d)^N$ で表わされる。この式に対応する本理論式は $\eta_N = 1 - \sum_{D_p} f \prod_{n=1}^N (1 - \eta_{dn})$ である。数値計算の結果、第 1 屈折部と第 2 屈折部で液滴はかなり捕集されてしまい、さらに第 1 屈折部を除く奇数屈折部では捕集されないから本理論式による効率は新津らの式によるそれよりも小さくなる。

次に、この理論解析は 7 項目の仮定を設けているが、(1), (2), (3) の仮定については粒径や液滴の相対速度が小さくエントレインメント量も 10^{-3} のオーダーであるから十分成り立つと考えられる。(4) については空気流は乱流でしかもエリミネータ内ではなく離等が考えられるので厳密には成立しないが大体の近似として成り立つとした。もちろん粘性は空気流の場合無視し得る。

(5) については浮遊速度を考慮する必要があり $D_p = 10 \mu$ で数 mm/s であるが重量ひん度分布に与える影響の大き

い 100μ 程度では数 10 cm/s のオーダーであるから流入速度が小さければ捕集効率は理論値よりも少し低下する。

また、(6) の拡散の影響は拡散速度が小さいからエリミネータ通過の短時間では無視できる。(7) の再同伴に関しては実験的に再同伴の生ずる限界流速やエリミネータ形状の影響を調べる必要があるがここでは再同伴の生ずる限界流速以下で適用するものとする。

文 献

- 1) A. Bürkholz and E. Muschelknautz, Chemie-Ing.-Techn., 44-8 (1972), 503.
(杉田英昭訳, ボイラ設計資料, 88(1973), 日本ボイラ協会)
- 2) R. Germerdonk and H. Günther, Chemie-Ing.-Techn., 41-11 (1969), 649.
- 3) M.A. Styrikovich, ほか 2 名, Parageneratory Electrostantsii, Energia, (1966), 189.
(中西重康抄訳, ボイラ設計資料, 77(1970), 日本ボイラ協会)
- 4) M.A. Styrikovich, ほか 2 名, Protsessy Generatsii Para na Electrostantsii, Energia, (1969), 171.
(中西重康抄訳, ボイラ設計資料, 82(1971), 日本ボイラ協会)
- 5) 新津・吉川・根岸, 衛生工業協会誌, 35-2(1961), 11.
- 6) 新津・吉川・根岸, 空気調和・衛生工学誌, 36-3(1962), 23.
- 7) 新津・吉川・根岸, 空気調和・衛生工学誌, 36-11(1962), 1.
- 8) 久野・植西, 火力発電, 22-6(1971), 53.
- 9) 三好・米村, 火力原子力発電, 25-12(1974), 41.
- 10) 佐伯・ほか 2 名, 日本船用機関学会誌, 8-7(1973), 71.
- 11) N.N. Glushchenko, ほか 3 名, Energomaschinostroenie, 18-5 (1972), 37.
(吉田 充訳, ボイラ設計資料, 91(1973), 日本ボイラ協会)
- 12) 吉川・加賀, 空気調和・衛生工学誌, 47-4(1973), 11.
- 13) たとえば杉田・ほか 3 名, 神戸商船大学紀要, 24(1976), 113.

〔 質 疑 応 答 〕

質問者 神戸商船大学 吉川 守

〔質問〕 解析にあたってストークスの抵抗則が成立すると仮定されているがレイノルズ数でいくら位のものを研究の対象とされたか。

〔回答〕 球に働く抵抗の測定値とストークスの式による値とを比較すると、レイノルズ数 Re の範囲が $Re < 0.5$ のときは誤差が見出されず、 $Re < 1$ では多くの目的に対してかなり良い精度であり、それ以上の Re になると測定値の方が大きくなることがわかっている。常温において空気流速 $U = 1.0 \text{ m/s}$ で液滴径 $D_p = 15 \mu$ のとき Re を計算すると $Re = 1$ となる。気流中では液滴と空気の相対速度は一般にあまり大きくないから 100μ 程度の液滴でも近似的にストークスの抵抗則が適用できる Re の範囲におさまる場合が多いと考えられる。