

立て形ベンチュリスクラバの特性に関する理論的考察

上 岡 豊・川 上 靖

Analysis of Characteristics of the Vertical Type Venturi Scrubber

By

Yutaka UEOKA & Yasushi KAWAKAMI

The Venturi scrubber is being used successfully for the removal of micron and submicron particle matter, both in solid or liquid state, from gas streams.

The vertical type Venturi scrubber has been adopted recently for the large scale installation. Its area requirement is appreciably less than in the horizontal type one, and the behavior of scrubbing spray is affected somewhat by the gravitational force. In the previous report, the motion of spray was calculated analytically.

The present paper treats the theoretical studies on collection efficiency by the new method and pressure drop.

The results reveal that characteristics of the vertical type Venturi scrubber are slightly excellent than the horizontal type one.

1. 緒 言

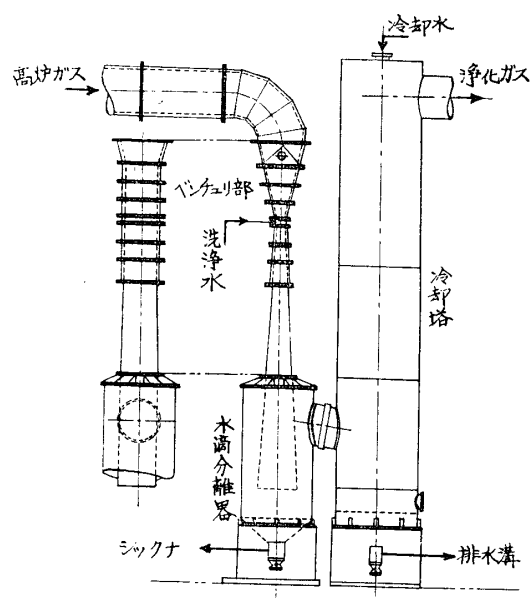
ベンチュリスクラバはコットレル電気集じん器、フィルタ以外に適当な手段の乏しかった極微粒子捕集の分野では画期的な湿式方法として注目を集めており、わが国においても化学工業はもちろん、製鉄、製鋼、電力関係にも続々採用され、有用物質の回収をはじめ、大気汚染防止の有効な決め手として大いに貢献している。

比較的小形のベンチュリスクラバでは横形あるいは多少傾斜させた位置で用いられるが、鉄鋼方面など大量のガスを処理する大形のものでは最近ほとんど第1図に示したような立て形が採用される傾向にある。

立て形は横形に此してすえ付け面積が節減できるほか、ディフューザ内で壁面を流れる洗浄水が少なく、水滴の分散浮遊状態も良好で、これは捕集作用にも若干好都合と考えられる。

前報¹⁾においては重力の作用を考慮に入れて洗浄水滴の運動を解析し、大形になると横形の場合に比較して無視し得ない程度の差異を生ずることなどを明らかにした。

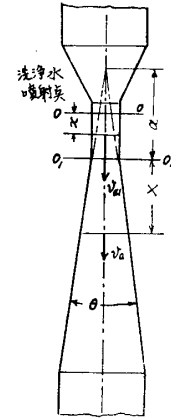
これらの結果をもとにして、本報告においては既報²⁾³⁾の理論式よりさらに高精度の値を与える捕集効率の式を用いた計算結果を示して考察を行ない、また水滴の及ぼす圧力損失への影響についても既報⁴⁾⁵⁾と同様に、簡単に検討を加えた。



第1図 立て形ベンチュリスクラバ
(高炉ガス用)

2. おもな使用記号

- a : 第2図参照
 d : 微粒子径
 D : 洗浄水滴径
 E : 捕集効率 (添字 t はどの部におけるもの, d はディフューザにおけるもの)
 g : 重力の加速度
 h_s : 水滴の影響による圧力変化 (Aq). (添字 t はどの部におけるもの, d はディフューザ部におけるもの)
 I : ガス中の微粒子の濃度
 K : 分離数
 L : 液ガス比 (体積)
 N : 単位容積当りの水滴数
 t : 時間
 u_r : ガス流と水滴の相対速度
 v_a : 平均ガス速度 (添字 1 を付したものはどの部およびディフューザ入口部におけるもの)
 v_s : 水滴の速度 (添字 1 を付したものはディフューザ入口部におけるもの)
 x : 洗浄水滴の噴射点を原点とし流れの軸方向にとった座標
 X : ディフューザ入口を原点とし流れの軸方向にとった座標
 ε : 衝突効率
 θ : ディフューザの広がり角
 μ_a : ガスの粘性係数
 ρ_a : ガスの密度
 ρ_s : 水滴の密度



第2図 ベンチュリ部の図

3. 捕集効率の理論的考察

既報²⁾においては従来の Kleinschmidt & Anthony,⁶⁾ あるいは Johnstone & Roberts⁷⁾ による, 洗浄水滴の浄化ガス体積を計算に用いる方式を一変し, 場所的な観点からする捕集効率の理論式を提示した。この式では水滴の濃度 N , および衝突効率 ε の変化は考慮に入れてあるが, さらに水滴の移動にもとづく補正を加味すれば, より一般化された式として

$$E = 1 - \exp\left(-\int_0^x \varepsilon N \frac{\pi}{4} D^2 \frac{u_r}{v_a} dx\right) \quad \dots(1)$$

が得られる。

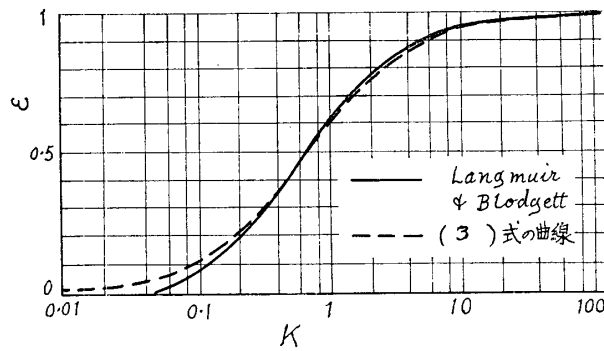
のど部:—

球形水滴に対する微粒子の衝突効率 ε は次に示す分離数 K なる無次元数の関係になることがわかっている。

$$K = \frac{d^2 \rho_a u_r}{18 \mu_a D} \quad \dots(2)$$

Langmuir & Blodgett⁸⁾ の理論計算の結果は第3図に示したようになるので, ε を近似的に次式で表わすことにする。

$$\varepsilon = \frac{K}{K + 0.65} \quad \dots(3)$$

第3図 K に対する ε の値 (球)

上式は捕集が有効に行われると考えられる $K > 0.1$ の範囲では比較的良好な近似が得られる。
(2)式を用いて(3)式を書き直すと

$$\varepsilon = \frac{u_r}{u_r + B} \quad \dots(4)$$

ただし

$$B = 11.7 \frac{\mu_a D}{d^2 \rho_d} \quad \dots(5)$$

また

$$N = \frac{6L}{\pi D^3} \cdot \frac{v_{a1}}{v_s} = \frac{6L}{\pi D^3} \cdot \frac{v_{a1}}{(v_{a1} - u_r)} \quad \dots(6)$$

であるから、

$$\int_0^x \varepsilon N \frac{\pi}{4} D^2 \frac{u_r}{v_{a1}} dx = \psi_x \quad \dots(7)$$

とおけば(4)式, (6)式, および前報¹⁾の(7)式を用いて、

$$\begin{aligned} \psi_x &= - \int_{v_{a1}}^{u_r} \frac{u_r}{u_r + B} \cdot \frac{6Lv_{a1}}{\pi D^3 (v_{a1} - u_r)} \cdot \frac{\pi}{4} D^2 \frac{v_{a1} - u_r}{\alpha u_r^2 + \beta u_r + g} \cdot \frac{u_r}{v_{a1}} du_r \\ &= -C \int_{v_{a1}}^{u_r} \frac{u_r^2}{(u_r + B)(u_r^2 + Au_r + \frac{g}{\alpha})} du_r \quad \dots(8) \end{aligned}$$

ただし

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha &= 0.3 \frac{\rho_a}{\rho_s D}, & \beta &= 30 \frac{\mu_a}{\rho_s D^2} \\ A &= \frac{\beta}{\alpha} = 100 \frac{\mu_a}{\rho_a D} \\ C &= \frac{3}{2} \frac{L}{\alpha D} = 5L \frac{\rho_s}{\rho_a} \end{aligned} \right.$$

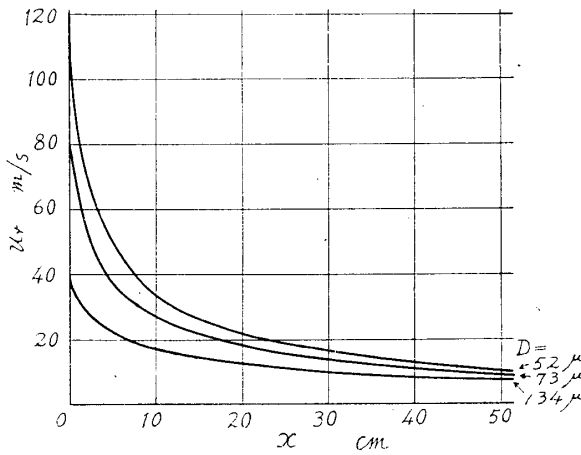
水滴の運動に及ぼす重力の影響はのど部ではきわめて僅少であることが前報¹⁾の計算においても明らかになっているので、重力の加速度の項を省略すれば、

$$\begin{aligned} \psi_x &= -C \int_{v_{a1}}^{u_r} \frac{u_r}{(u_r + B)(u_r + A)} du_r \\ &= \frac{C}{A - B} \left[A \ln \frac{v_{a1} + A}{u_r + A} - B \ln \frac{v_{a1} + B}{u_r + B} \right] \quad \dots(9) \end{aligned}$$

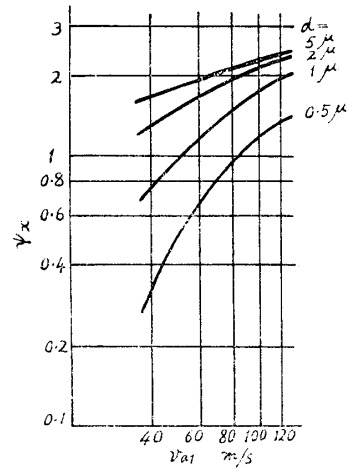
となる。

x と u_r の関係は 前報¹⁾ に示した計算方法により 具体的に求めることができるので、 u_r を媒介として x と ψ_x 、および x と Et の関係が求められ、のど部の任意の断面に至るまでの捕集効率の計算を行うことができる。

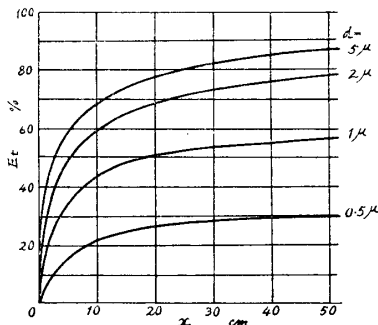
たとえば $L=0.5\text{l/m}^3$ ガスの場合について $v_{a1}=40\sim 120\text{m/s}$ の常温の空気流において、それぞれの場合の表面積平均径の水滴について x と u_r の関係は 第4図 (前報¹⁾ 第3図を転載) のようになる。これを基にして比重1で $d=0.5\sim 5\mu$ にわたる数種類の粒径の微粒子について (9) 式より ψ_x を計算した値の中で $x=25\text{cm}$ の点におけるものを示したのが 第5図である。横軸は v_{a1} をとってある。 $d=0.5\mu$ では ψ_x はもちろん最小であるが、この曲線のこう配は最大であって、 v_{a1} の増加によって捕集効率の向上の著しいことがわかり、反面 d が大になるほど曲線のこう配は小になり、 ψ_x の増加率は鈍化している。



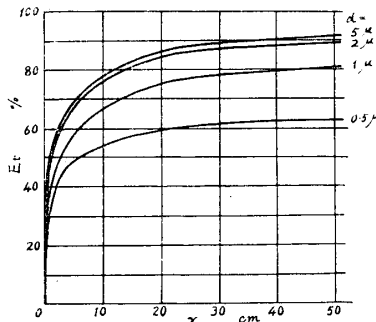
第4図 x と u_r の関係



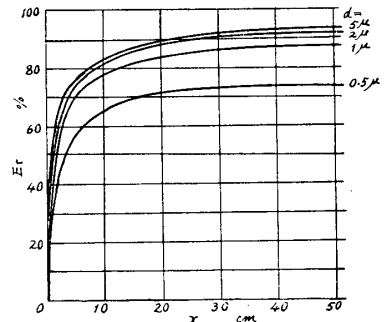
第5図 のど部空流速と ψ_x の関係 ($x=25\text{cm}$)



(a) $v_{a1}=40\text{m/s}$, $D=143\mu$, $L=0.5\text{l/m}^3$



(b) $v_{a1}=80\text{m/s}$, $D=73\mu$, $L=0.5\text{l/m}^3$



(c) $v_{a1}=120\text{m/s}$, $D=52\mu$, $L=0.5\text{l/m}^3$

第6図 流れの方向に沿つてののど部の捕集効率

求められた ψ_x の値を用いて (1)式よりのど部での捕集効率 E_t を x との関係において図示したのが 第6図であって、ガス流速が速くなるほど、また微粒子径の大になるほど捕集効率のよくなるのが一般的傾向として具体的にあらわれている。

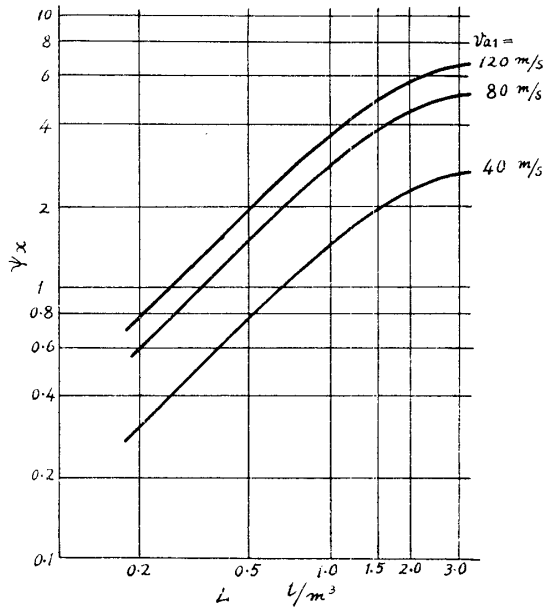
(8)式、(9)式に示されたように L の増加により ψ_x が大になり、捕集効率の改善されることはもちろんである。しかし 抜山、棚沢⁹⁾ の式によれば同一の v_{a1} に対しても L が増大するほど D も大になり、その結果式の A および B の値も異なって来るので、 ψ_x は必ずしも単純に L のみに比例するわけではない。

いままでの計算においては $L=0.5\text{l/m}^3$ としたが、この関係をみるために L の変化にもとづ

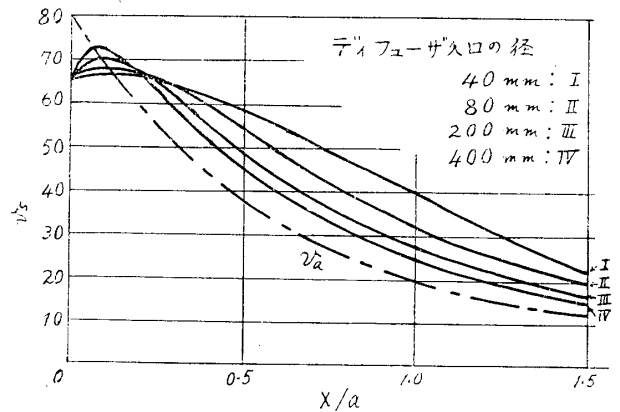
く D の変化を考慮に入れて、 $d=1\mu$ の微粒子の場合 $x=25\text{cm}$ において L に対する ψ_x の値を v_{a1} 別に対数グラフで図示すれば第7図のようになる。

すなわち、 $L=1.0\text{l/m}^3$ までは各曲線ともほとんど直線的に推移し、そのこう配をみれば ψ_x はほぼ L に比例的であると考えてよい。これを過ぎると各曲線とも次第にこう配を減じ、 ψ_x の増加が鈍るが、このことはベンチュリスクラバの液ガス比の実用範囲が 1.3l/m^3 程度までであることを思い合わずと興味深い。

そして各 v_{a1} についてほぼ $L=3.0\text{l/m}^3$ で最大値に達しており、これ以上 L を増加することはかえって逆効果を招くことになる。しかし ψ_x の最大点の値は v_{a1} の大なるものほど高い。



第7図 液ガス比と ψ_x の関係
($d=1\mu$, $x=25\text{cm}$)



第8図 ディフューザ部の水滴速度
($\theta=6^\circ$, $v_{a1}=80\text{m/s}$, $D=73\mu$, $v_{s1}=65\text{m/s}$)

ディフューザ部：—

洗浄水噴射点以後ののど部の長さを 25cm はとると、のど部の計算例中 $v_{a1}=80\text{m/s}$, $D=73\mu$ の場合、ディフューザ入口の水滴速度は第4図を参照すれば $v_{s1} \doteq 65\text{m/s}$ になる。

この条件のもとでディフューザ広がり角を $\theta=6^\circ$ とし、入口、出口の直径比を $1:2.5$ に保った場合、すなわち相似的にディフューザ寸法を変化させたとき、種々のディフューザ入口径に対する水滴速度の変化の模様を前報¹⁾ (15式より計算して第8図に示した横軸は便宜上 X/a をとり、空気速度 v_a も鎖線で記入してある。

水滴の速度曲線が v_a 曲線と交わる点は大形のものになるほど X/a の値の小なる方へ移動しているが、この点までは水滴はのど部に引き続いてまだ加速状態にあり、それ以後減速に移ることになる。

したがってディフューザ部においても入口からこの交点に至る間のはのど部と類似の状態では捕集が進行され、それ以後は相対速度も符号が変り、捕集の行われる方向が逆になることになる。

第8図において、 $L=0.5\text{l/m}^3$ として求めた N , u_r/v_a , および $d=1\mu$ (比重1) の微粒子に対する ε の値、ならびに

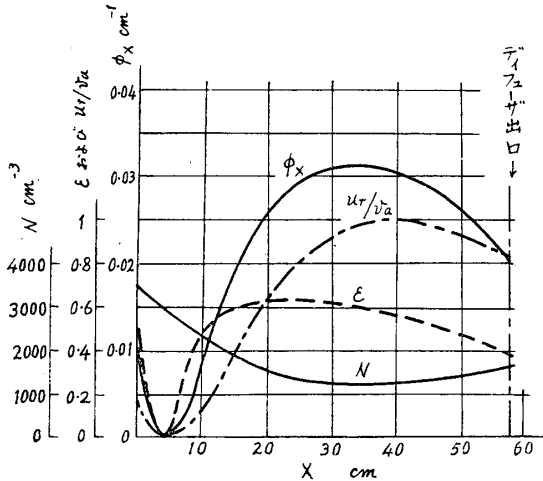
$$\varepsilon N \frac{\pi}{4} D^2 \frac{u_r}{v_a} = \phi_x \quad \dots(10)$$

で表わされる ϕ_x の計算値を第9図に示した。

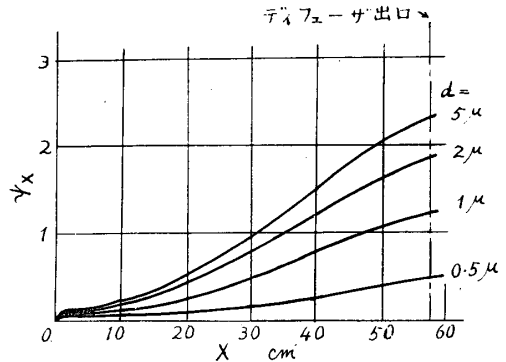
さらに、これより

$$\psi_x = \int_0^x \phi_x dX \quad \dots(11)$$

で与えられる ψ_x の値は第10図のようになる。



第9図 ディフューザ部における $N, \epsilon, u_r/v_a$ および ϕ_x の変化
(条件は第8図Iと同様, $d=1\mu, L=0.5l/m^3$)

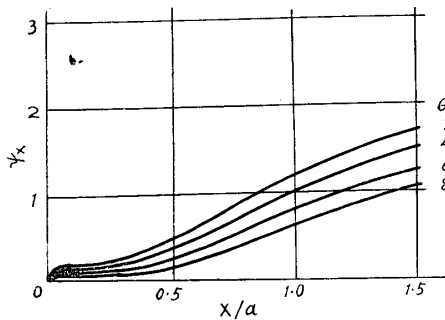


第10図 ディフューザ部での ψ_x の値: d の影響
(条件は第9図と同様)

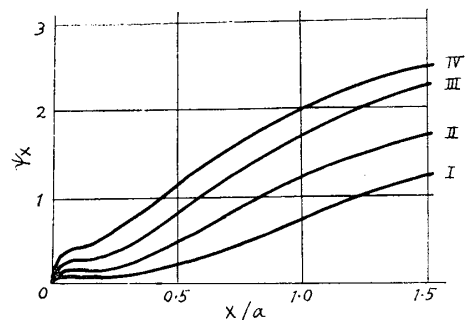
この図には他の数種類の大きさの微粒子に対する計算値をも示した。当然なことではあるが、ディフューザ部においても d が大なるにつれて ψ_x は大になり、捕集性能は向上することがわかる。

次に広がり角の影響をみるために上記と同様な条件で $d=1\mu$ についての結果を第11図に示した。

まだディフューザ寸法の影響を知るために同じく $d=1\mu$ の場合、第8図I~IVのおのおのについて ψ_x を求めて第12図に表わした。



第11図 ディフューザ部での ψ_x の値: θ の影響
($d=1\mu, \theta$ 以外の条件は第10図と同様)



第12図 ディフューザ部での ψ_x の値: 寸法尺度の影響
($d=1\mu, \theta$ 以外の条件は第10図と同様)

θ が小になるほど、あるいは寸法が大形になるほど対応した点における相対速度は減少し、 ϕ_x は小になるのであるが、長さの増大の方がきいて結局 ψ_x は大になっている。

立て形においてはディフューザが大形になるほど重力の作用による相対速度の増加の影響が捕集作用に有利に貢献する。たとえば第12図で大形のIVを例にとってみると、ディフューザ出口の ψ_x の値で横形に比して計算上は14%の増加になる。

なお水滴の浮遊分散状態など他の要素も総合して考えれば、実際には両者の差はさらに開くものと思われる。

上述の計算例においてものど部での ψ_x に対してディフューザ部での ψ_x が相当の割合を示し、とくに大形ディフューザになると計算上ではむしろ ψ_x の方が大になり、ディフューザ部においても強力な捕集作用が行われることがわかる。

結局のど部とディフューザ部を総合するとベンチュリ部全体の捕集効率 E は

$$\begin{aligned} E &= 1 - \exp(-\psi_x - \psi_x) \\ &= 1 - (1 - Et)(1 - Ed) \end{aligned} \quad \dots(12)$$

である。

ちなみに第5図で、 $d=1\mu$, $v_{a1}=80\text{m/s}$ の場合、 $\psi_x=1.41$ であり、これに対する捕集効率の値は第6図(b)の $x=25\text{cm}$ の点で $Et=75.6\%$ にすぎないが、これにディフューザとしてIVが接続しているものとする、第12図から $\psi_x=2.50$ であるから全体の捕集効率は(12)式を用いて、 $E=98.0\%$ となる。

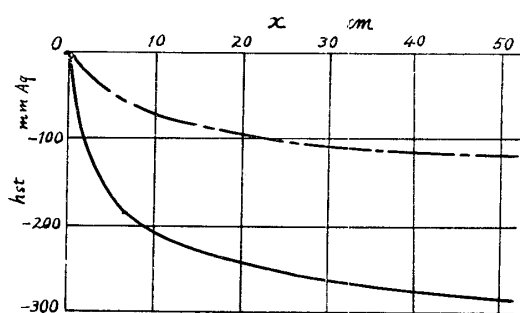
4. 圧力損失に及ぼす水滴の影響

ベンチュリスクラバにおいては流れの方向に沿って断面変化にもとづくガス流の圧力変化以外に、のど部では水滴の加速のためかなりの圧力降下を生じ、ディフューザ内では逆に水滴の減速ともなう圧力増加が起る。

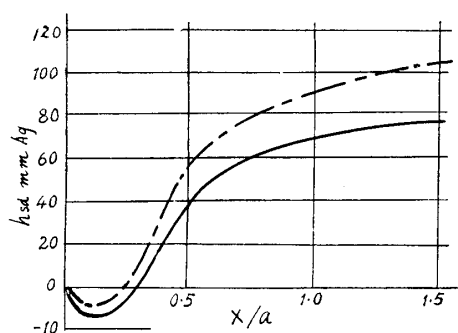
この水滴の存在に基因する圧力変化は既報⁴⁾⁵⁾の所論と同様、運動量理論を用いてのど部においては

$$h_{st} = \frac{Lv_{a1}v_s}{g} \quad \dots(13)$$

で表わされ、計算結果の一例を示せば第13図のようになる。圧力降下の中で運動エネルギーとして水滴に与えられたものは図中鎖線で示してある。この両曲線間の差が水滴の存在に基づく流体的な損失になるものであり、水滴に与えられたものよりも損失として涉えたものの方が大きい割合を占めており、損失は相対速度の大なる初期の間に急激に増加していることがわかる。



第13図 水滴の存在によるのど部の圧力降下
($v_{a1}=80\text{m/s}$, $L=0.5\text{l/m}^3$)



第14図 水滴の存在によるディフューザ部の圧力変化
(条件は第8図IVと同様、 $L=0.5\text{l/m}^3$)

またディフューザ部においては

$$h_{sd} = \frac{Lv_{a1}}{g} \int_{v_s}^{v_{s1}} (1 + X/a)^{-2} dv_s \quad \dots(14)$$

となり、第8図IVの場合では計算結果は第14図のようになる。水滴群の失う速度エネルギーと位置エネルギーの和を空気流の圧力に換算して、その変化の模様をディフューザ入口を基準にして鎖線で表わしてある。これと h_{sd} の理論値曲線との間の差が水滴の存在による流動損失になって

いる。この例ではディフューザに入ってから出るまでに失った水滴エネルギーの約72%が圧力化されていることになる。

横形の場合に比べて余分に与えられた水滴の位置エネルギーは一部は圧力化され、一部はディフューザ出口でもっている水滴の速度エネルギーの増加分になり、他は損失になるのである。しかしこの中の圧力増加への寄与は上の例でも速度エネルギーの圧力化されたものの3%程度に過ぎず、一般に大した割合にならない。

以上述べた水滴の及ぼす影響が本来のガス流の圧力変化に重畳して来るわけであるが、結局立て形においても横形と同様、圧力損失は液ガス比と直線の関係があり、のど部ガス速度頭に比例すると考えてよい。

5. 結 言

立て形ベンチュリスクラバにおける捕集作用に関し新式を用いた計算例を示し、また圧力損失についても簡単に検討を加え、その特性について現論的考察を行った。

その結果によれば、横形に比してとくに顕著な差異はないが、ディフューザ長さが大になるほど水滴に及ぼす重力の作用のために捕集面では若干有利である。実際には水滴の分散浮遊状態の改善も期待され、すえ付け面積の節減なども考慮すれば、大形ベンチュリニクラバの場合は構造上、機能上優れていると思われる。

立て形では普通噴射ノズルの位置が高いため、洗浄水にそれだけ余分の圧力を与える必要はあるが、ガスの圧力損失が主体になる全体の動力経済の面からみれば大して問題にする程度のものでなく、しかも与えた圧力の一部はガスの圧力として再び回収されることになる。

現実には洗浄水滴も固有の粒径分布を有しており、相互間に速度差を生じ、ディフューザ内での衝突統合はかなり活潑に行われているとみられ、捕集面に対する影響も無視できないと考えられるので、この点についても引続き検討を進めている。

終に臨み、捕集理論に関し種々貴重な御教示を賜った京都大学工学部吉岡直哉教授に深く感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) 上岡, 川上, 山口大学工学部学報 12, 1 (昭36-10), 77.
- 2) 上岡, 機械学会論文集, 23, 129 (昭32-5), 309.
- 3) 上岡, 機械学会論文集, 24, 145 (昭33-9), 630.
- 4) 上岡, 機械学会論文集, 23, 133 (昭32-9), 623.
- 5) 上岡, 機械学会論文集, 25, 149 (昭34-1), 36.
- 6) R. V. Kleinschmidt & A. W. Anthony, Jr., A.S.M.E. Trans., 63 (1941), 349.
- 7) H. F. Johnstone & M. H. Roberts, Ind. Eng. Chem., 41, 11 (1949), 2417.
- 8) I. Langmuir & K. B. Blodgett, Perry, Chemical Engineers' Handbook (3rd ed.), 1022.
- 9) 抜山, 棚沢, 機械学会論文集, 5, 18 (昭14), 68.

【訂正】前報¹⁾(19)式中の β を $\pm\beta$ に改め、同じく(19)式においては β を $\mp\beta$ とし、(19)式の次の行を(上符号は加速時, 下符号は減速時)と訂正いたします。