

立て形ベンチュリスクラバにおける 洗浄水滴の挙動*

上 岡 豊

宇部工業短大 川 上 靖

1. ま え が き

洗浄 (Scrubbing) は化学工業方面においてガス中の粉体および煙霧体 (以下簡単に粒子と呼ぶ) の捕集, あるいはガスの吸収, 冷却, 調湿などの目的に広く一般に行なわれる重要な操作である。スクラバにも単純な塔式のものをはじめ種々の形式のものが使用されているが, ベンチュリスクラバ (Venturi Scrubber) はもっとも進歩した新しい方式のものであって, 現在は主として微小粒子に対する集じん用として脚光を浴びつつある。

構造は簡単で第1図のようにベンチュリ部と水滴分離装置 (サイクロンなど) よりなっている。洗浄されるガスはのど部で絞られて $60\sim 120\text{m/s}$ の相当高速を与えられ, 同時にのど部に設けられた噴射ノズルから $0.3\sim 1.5\text{l/m}^3$ ガスの液ガス比で洗浄水が注入される。

洗浄水はガス流との猛烈な衝突により微粒化され, 断面全面にわたり分散し, ベンチュリ部において強力な洗浄が行なわれるので, ガス中の粒子 (あるいは可溶性ガス) は洗浄水滴にほとんど捕捉される。

洗浄水滴の平均粒径は $50\sim 100\mu$ 程度のかかなり大きいものであるから, これを後続のサイクロンなどで分離捕集するのは比較的容易であって, 要するにそのままでは捕集困難な粒子を洗浄水滴を媒介として巧みに捕捉する湿式方法であるといえることができる。

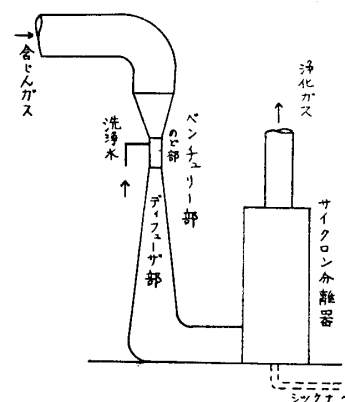
洗浄水噴射ノズルは普通 $3\sim 6\text{mm}$ の範囲の孔径のものをのど部周壁に一段に配列する。

その機構は単純であるが, 寸法, ガス流速, 液ガス比などを十分考慮して適切に設計されることが肝要で, この巧拙は直接ベンチュリスクラバの捕集性能を左右する重要なキーポイントである。

洗浄水の噴射速度は $10\sim 15\text{m/s}$ であって, いまの場合圧力噴霧ではないので, 水に与えられる圧力は多くを要しない。洗浄水は回収後, 粒子を沈降させて, 循環使用することも多い。

ベンチュリスクラバの考案に当っては, 特殊な蒸発装置として用いられていたベンチュリアトマイザ (Venturi Atomizer) における伝熱の境膜係数が異常に大きい事実ヒントを得たといわれており, 当初はパルプ会社において廃ガス中の芒硝を回収せる目的で研究開発され, アメリカでは1946年工業装置を完成し, フューム状の粒子に対しても90%台の良好な捕集効率を得ることに成功した。

その後, 用途は各方面に拡大されつつあって, とくにコットレル, フィルタ以外に適当な手段



第1図 ベンチュリスクラバ

* 昭和36年11月21日 日本機械学会広島地方講演会において講演

の乏しかった極微粒子捕集の分野では画期的な方法として注目を集め、わが国においてもいち早く導入されて、化学工業をはじめ製鉄、製鋼、電力関係などにも続々採用され、有用物質の回収をはじめ、大気汚染防止の有力な決め手としても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型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立て形が採用される傾向にある。これは横形に比べてすえ付け面積が節減できるほか、ディフューザ内での洗浄水滴の分散浮遊状態もはるかに良好で捕集作用にも好都合と考えられ、とくに大形の場合に対しては合理的な形式であるといえるよう。

筆者の一人はさきに横型のベンチュリスクラバについての理論的、実験的研究の結果⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾を数次にわたり発表して来た。

立て形の場合ももちろん横形に比較して現象的にそれほど顕著に異なるわけではないが、洗浄水滴に作用す結果について以下簡単に述べる。

2 洗浄水滴の挙動の解析

〔使用記号〕

- a : 第2図参照,
- D : 洗浄水滴径,
- g : 重力の加速度,
- L : 液ガス比,
- 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を附しのはのど部におけるもの),
- v_s : 水滴の速度,
- x : 洗浄水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,
- μ_a : ガスの粘性係数,
- ρ_a : ガスの密度,
- ρ_s : 洗浄水の密度,
- θ : ディフューザの広がり角,
- σ : 水滴の表面張力,

のど部：—

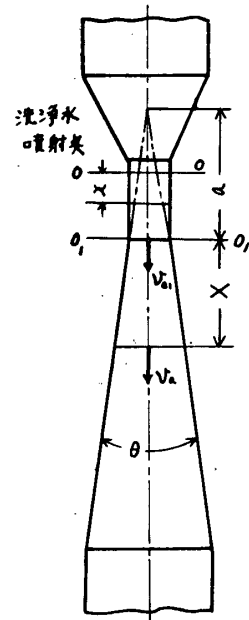
問題を単純化するためにガスの圧縮性は考慮に入れず、相互干渉を度外視して単独に球形水滴球について、のど部における加速運動を考える。

ガス流に対する球のレイノルズ数は

$$Re = \frac{u_r D \rho_a}{\mu_a} \dots\dots\dots (1)$$

で定義される。

この値は加速の初期においては普通数百程度の値になり、この際受ける流体抵抗はいわゆるアレンの範囲にあるものと考えられるので、次式⁵⁾



第2図 ベンチュリ部

$$C_D = 0.40 + \frac{40}{Re} \quad (2)$$

を近似的な抵抗係数として用いることにし、水滴の運動方程式をたてると、

$$\left(\frac{\pi}{6} D^3 \rho_s \right) \frac{dv_s}{dt} = \left(0.40 + \frac{40}{Re} \right) \frac{\pi}{8} D^2 \rho_a u_r^2 + \frac{\pi}{6} D^3 \rho_s g \quad (3)$$

となる。また

$$v_s = v_{a1} - u_r, \quad \frac{dv_s}{dt} = - \frac{du_r}{dt} \quad (4)$$

(4) 式を(3) 式に代入して整理すると、

$$\frac{du_r}{dt} = - (\alpha u_r^2 + \beta u_r + g) \quad (5)$$

が得られる。ただし

$$\alpha = 0.3 \frac{\rho_a}{\rho_s D}, \quad \beta = 30 \frac{\mu_a}{\rho_s D^2} \quad (6)$$

したがって、

$$dx = v_s dt = (v_{a1} - u_r) dt = \frac{u_r - v_{a1}}{\alpha u_r^2 + \beta u_r + g} dt \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \therefore x &= \int_0^x dx = \left[\frac{1}{2\alpha} \log(\alpha u_r^2 + \beta u_r + g) - \left(v_{a1} + \frac{\beta}{2\alpha} \right) \right. \\ &\quad \times \left. \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - 4\alpha g}} \log \frac{\beta + 2\alpha u_r - \sqrt{\beta^2 - 4\alpha g}}{\beta + 2\alpha u_r + \sqrt{\beta^2 - 4\alpha g}} \right]_{v_{a1}}^{u_r} \quad (8) \end{aligned}$$

となる。

ガスの状態、流速が決まれば、上の諸式によって水滴径 D に応じて x と u_r の関係が計算より求まり、のど部における v_{a1} を一定とみなせば、(4) 式より v_s も直ちに得られる。

ディフューザ部：——

のど部の場合と同様な前提条件のもとに、ガス流速はディフューザ断面積に反比例するものとし、また第2図に示したように便宜上原点をディフューザ入口 O_1 に移し、流れの軸方向に座標 X をとるものとする。したがって

$$X = x - \overline{OO_1} \quad (9)$$

である。

ディフューザ断面を円形とすれば、入口から X だけ進んだ位置では、ガス速度は

$$v_a = v_{a1} / (1 + X/a)^2 \quad (10)$$

で表わされるので、レイノルズ数としては

$$\begin{aligned}
 Re &= \frac{D\rho_a}{\mu_a} |u_r| \\
 &= \frac{D\rho_a}{\mu_a} \left| \frac{v_{a_1}}{(1+X/a)^2} - \frac{dX}{dt} \right| \quad (11)
 \end{aligned}$$

を用いることにし、抵抗係数として(2)式を採用して、のど部の場合と同様に運動方程式を立て、

$$Y=1+\frac{X}{a}, \quad \frac{dX}{dt}=a\frac{dY}{dt}, \quad \frac{d^2X}{dt^2}=a\frac{d^2Y}{dt^2} \quad (12)$$

とおきかえ、整理すると、

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2Y}{dt^2} \pm \left[\alpha a \left(\frac{dY}{dt} \right)^2 + \left(\beta - 2\alpha \frac{v_{a_1}}{Y^2} \right) \frac{dY}{dt} + \frac{\alpha}{a} \left(\frac{v_{a_1}}{Y^2} \right)^2 - \frac{\beta}{a} \frac{v_{a_1}}{Y^2} \right] \\
 - \frac{g}{a} = 0 \quad (13)
 \end{aligned}$$

(ただし、+符号は水滴の減速時、-符号は同じく加速時である)

となり、さらに

$$\frac{dY}{dt} = q, \quad \frac{d^2Y}{dt^2} = q \frac{dq}{dY} \quad (14)$$

とおきかえると、

$$\frac{dq}{dY} = \pm \left[\alpha a q + \left(\beta - 2\alpha \frac{v_{a_1}}{Y^2} \right) + \frac{\alpha}{a q} \left(\frac{v_{a_1}}{Y^2} \right)^2 - \frac{\beta}{a q} \frac{v_{a_1}}{Y^2} \right] + \frac{g}{a q} \quad (15)$$

(-符号は水滴の減速時、+符号は加速時)

となる。

なお、ディフューザの広がり二次元的で、長方形断面の場合は上式右辺の Y^2 を Y と書き改めた式になる。結局(15)式を解けば水滴速度 dX/dt がわかるが、式が非線形であるため数値計算によって解を求める必要がある。

3. 計算例および考察

常温の状態においてガスは空気、洗浄水は清水とする。

のど部で微粒化されて生ずる水滴の平均径はのど部風速および、液ガス比によって異なるが、抜山、棚沢の式⁽⁶⁾

$$D = \frac{585}{v_{a_1}} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_s}} + 597 \left(\frac{\mu_s}{\sigma \rho_s} \right)^{0.45} L^{1.5} \quad (16)$$

$$\left[\begin{array}{l} \text{上式の単位は絶対単位で、 } D : \mu, v_{a_1} : m/s, \quad \sigma : dyne/cm, \quad \rho_s : g/cm^3, \\ \mu_s : g/cm s, \quad L : l/m^3 \text{ガス, である。} \end{array} \right]$$

より求められる表面積平均径を計算してみると、たとえば標準的な液ガス比 $L=0.5l/m^3$ の場合、 $v_{a_1}=40m/s, 80m/s, 120m/s$ のおおのこの値に対してそれぞれ $D=134\mu, 73\mu, 52\mu$ が得られる。

のど部：—

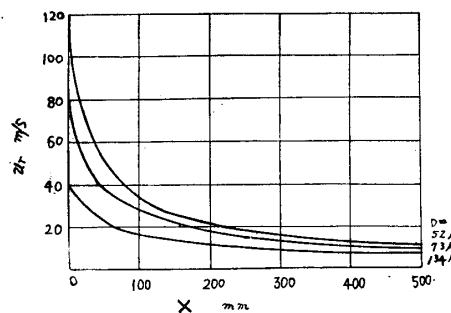
のど部における空気流と水滴の相対速度を流れの軸方向にそって、(8)式によって計算した結果は第3図のようである。

普通大型のものでも有効のど部の長さは300mm程度であるので横形の場合⁽¹⁾に比して重力の作用による相対速度の差異はのど部出口で数 cm/s のきわめて僅かな増加にとどまる。したがって、のど部においては立て形であることの影響は捕集および圧力降下の両面において無視してさしつかえない。

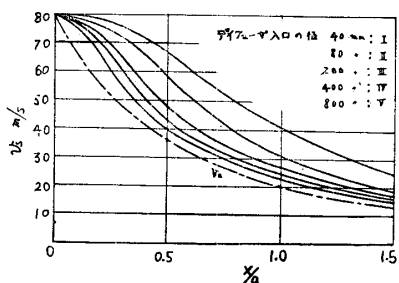
ディフューザ部：—

ディフューザ入口においては前述のとおりガス流と水滴との間には若干の相対速度が存在しているが、この種の広がり流れ中の小球の運動状態については従来あまり取扱われていないように思われるので、まず等しい速度でディフューザに流入した場合につき水滴の運動に及ぼす各種要素の影響について一般的傾向を検討してみる。

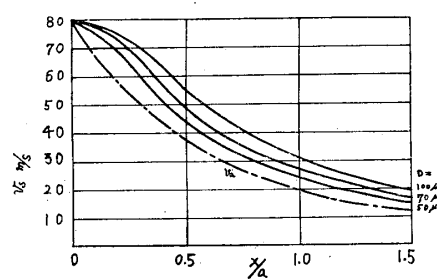
ディフューザ入口および出口の直径比はすべて1:2.5にとり、広がり角 $\theta=6^\circ$ 、 $v_{a1}=v_{s1}=80$ m/sとした場合、ディフューザ入口径を40mm~800mmにわたり5種類のものについて、 $D=70\mu$ の水滴でアダムスの方法によって(15)式の解を求めて計算した水滴速度を第4図に示した。横軸は便宜上 X/a をとり、風速 v_a も鎖線で記入してある。



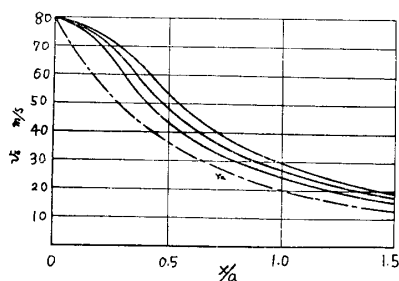
第3図 のど部における相対速度の変化



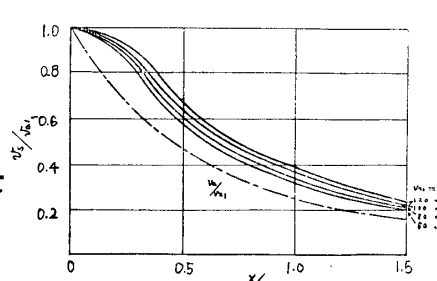
第4図 寸法尺度の影響
($\theta=6^\circ$, $v_{a1}=80$ m/s, $D=70\mu$)



第5図 Dの影響
($\theta=6^\circ$, $v_{a1}=80$ m/s)



第6図 θ の影響
($v_{a1}=80$ m/s, $D=70\mu$)



第7図 v_{a1} の影響
($\theta=6^\circ$, $D=70\mu$)

第5図および第6図は同じくディフューザ入口径200mm(Ⅲの場合)について、それぞれDおよび θ の影響を示したものである。

第7図はのど部風速 v_{a1} を変化させた場合を示したもので、縦軸は v_s/v_{a1} をとっている。

以上の結果を総合すると X/a の等しい、すなわちディフューザのそれぞれの対応した位置においては、ディフューザ寸法の小なるほど、また D 、 θ および v_{a1} の大なるほど水滴の減速は遅れ、相対速度は大になることがわかる。

さて実際にはディフューザ部に入って来る水滴速度は空気流速より小であり、前記のど部における計算例よりみるも $v_{a1}=80m/s$ 、 $D=73\mu$ の場合注水点以後のど部長さ100mmで $v_{s1}\doteq 50m/s$ となり250mmで $v_{s1}\doteq 65m/s$ となっている。この条件でディフューザ部を計算すると第8図のようである。水滴速度曲線が空気速度曲線と交わる点まではディフューザ内でもまだ水滴の加速は行なわれ、それ以後減速に移ることになる。

以上のようにして計算されたのど部およびディフューザ部の水滴速度をもとにして、既報⁽¹⁾⁽³⁾と同様の計算方式により衝突効率を導入して捕集効率を、また運動量理論を用いた計算式⁽²⁾⁽⁴⁾により水滴の存在にもとづく圧力度化を計算することができる。

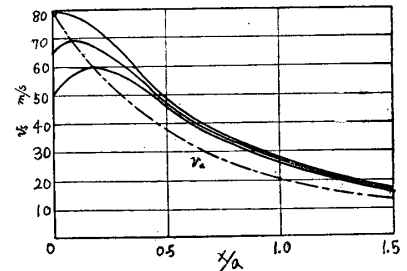
しかし重力の影響がかなり利くと思われる大形のディフューザの場合、たとえば第4図のVに相当するディフューザ長さ約11.5mでも、横形に比較して水滴の速度増加はディフューザ末端で約2m/sに過ぎないという計算結果になる。したがって捕集面では理論的には横形に対して若干有利とはいえるが、微細なダストに対してはその差異はきわめて僅少であると考えられる。

また洗浄水が持っていた位置エネルギーは空気流との摩擦損失になると同時に、ディフューザ内で一部は空気の圧力上昇に寄与することになる。

4. 結 語

立て形ベンチュリスクラバにおける洗浄水滴の運動を理論的に解明したが、横形の場合に比してそれほど顕著な差異はみられなかった。しかし実際問題としてはディフューザ内部での水滴の分散浮遊状態の改善が期待でき、この点については実験的に研究続行中である。

立て形は噴射ノルズの位置が高いため、洗浄水にそれだけ高い圧を与える必要はあるが、ガス流を含めた全体の動力面からみれば大した割合ではなく、機構上はむしろ横形より有利な面が多いといえよう。



第8図 $v_{s1} < v_{a1}$ の場合
($\theta = 6^\circ$, $v_{a1} = 80m/s$, $D = 73\mu$)

〔文 献〕

- 1) 上岡, 機械学会論文集, 23, 129 (昭32-5), 309.
- 2) //, //, 23, 133 (昭32-9), 623.
- 3) //, //, 24, 145 (昭33-9), 630.
- 4) //, //, 25, 149 (昭34-1), 36.
- 5) J. M. Dallavalle, Micromeritics, (2nd ed.), 23.
- 6) 抜山, 棚沢, 機械学会論文集, 5, 18 (昭14) 68,