

ガス流に対向噴射された洗浄水滴の集じん 効果に関する理論的考察*

上 岡 豊** 川 上 靖**

Analysis of dust collection efficiency of scrubbing sprays
injected opposite to the gas flow

Yutaka UEOKA and Yasushi KAWAKAMI

Abstract

Scrubbers are used widely for various purposes, that is dust collection, gas absorption and humidification. For all purposes, operations are more effective as increasing the relative velocity between gas stream and sprays.

Some of recent scrubbers are planned so that scrubbing sprays are injected in the opposite direction to a laden gas stream. In such a case, it is possible to keep up high relative velocity even for a gas flow in low velocity. In the present report, the theoretical research on collection efficiency and pressure loss of the above described scrubber has been studied.

The results obtained by calculation reveal that high collection efficiency may be expected except ultrafine aerosol, and that pressure loss may be reduced remarkably.

1. 緒 言

スクラバは集じん（脱じん）、ガス吸収、増湿、あるいは温度調節などいろいろな目的に対してきわめて広く用いられているが、そのいずれの場合においても、ガス流と洗浄水滴との相対速度を大にとることが作用を効果的にするという一般的特性をもっている。

ベンチュリスクラバなどはこの関係を巧みに利用して集じん、ガス吸収などに高性能を発揮しているのである。

著者ら¹⁾は既報においてガス流に直角方向に噴射された場合の洗浄水滴の捕集作用について解明したが、最近開発されたスクラバの中にはガス流は比較的低速に保ち、洗浄水滴をガス流と対向方向に圧力噴霧して初期の相対速度をかなり大にするように計画されたものが見受けられる。

この方式によれば従来ベンチュリスクラバなどで難点とされている圧力損失を大幅に軽減できるとされており、その点がすこぶる魅力的であるが、捕集性能と圧力損失の関連において論じられた報告は見当らない。

すでに発表したスプレー塔²⁾の場合も一種の対向噴

射ではあるが、この報告では水平方向ガス流で、水滴の自重による沈降は二義的として取扱えるような場合を対象とし、既報¹⁾と類似の手法により行なった理論的研究の結果について述べる。

2. 洗浄水滴の挙動

〔おもな使用記号〕

d : 微粒子径

D : 洗浄水滴径

E : 捕集効率

h : 水滴の存在により生じる圧力変化 (Aq)

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 : ガス流と水滴の相対速度

v_a : ガス流の絶対速度

v_s : 水滴の絶対速度 $= v_a - u_r$

x : 水滴の噴射点を原点としガス流の軸方向にとった座標

μ_a : ガスの粘性係数

* 昭和40年10月16日日本機械学会第43回全国大会講演会にて講演

** 機械工学教室

ρ_a : ガスの密度
 ρ_d : 微粒子の密度
 ρ_s : 水滴の密度
 ϵ : 衝突効率

[なお, u_{r0}, v_{s0} はそれぞれ噴射時の値を表わす]

問題の性質上ある程度条件を単純化する必要があるが, まず水平ガス流において垂直な断面内においては水滴分布は均一とし, 液ガス比も普通はあまり大でないので, 水滴相互間の干渉を度外視する.

単一水滴球についてその運動を考えると, ガス流に

対する水滴の相対速度についてガス流と同方向を正にとれば, レイノルズ数は

$$R_e = \frac{D\rho_a}{\mu_a} u_r \quad (1)$$

で定義され, この値は噴射直後においては数百の値になる.

したがってこの際受ける流体抵抗はいわゆるアレンの範囲にあることになり, 次式⁽³⁾

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

を近似的な抵抗係数として用いて, 水滴の運動方程式

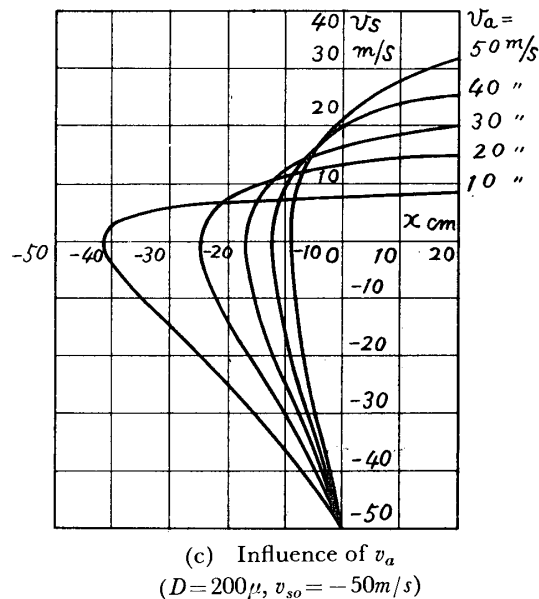
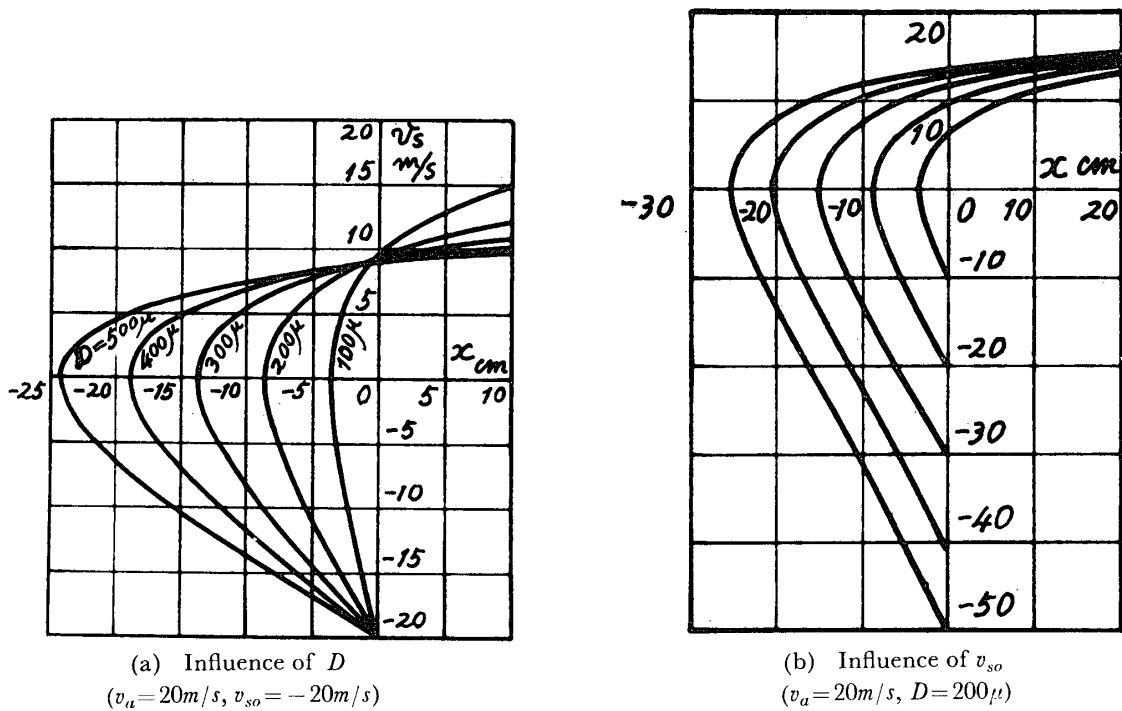


Fig. 1 Correlations between x and v_s

を立て、簡単な変換を行ない整理すると

$$dx = v_s dt = \frac{u_r - v_a}{u_r(\alpha u_r + \beta)} du_r \quad (3)$$

ただし

$$\alpha = 0.3 \frac{\rho_a}{\rho_s D}$$

$$\beta = 30 \frac{\mu_a}{\rho_s D^2}$$

である。

$t=0$ において $u_r = u_{r0}$ として積分すると、

$$x = \frac{v_a}{\beta} \left\{ \left(1 + \frac{A}{v_a}\right) \log \frac{u_r + A}{u_{r0} + A} - \log \frac{u_r}{u_{r0}} \right\} \quad (4)$$

ただし

$$A = \frac{\beta}{\alpha} = 100 \frac{\mu_a}{\rho_a D}$$

この式により、 x と u_r の関係が計算できる。常温の空気流において D , u_{r0} , および v_a をいろいろな値に変化させた場合についての計算結果の一端を、便宜上 x と v_s の関係に直して表わしたのが Fig. 1. (a), (b), (c), である。

すなわち、 D および v_{s0} が大になるほど、また v_a の小になるほど水滴は上流遠くまで到達し、それ以後は反転してガス流と同方向の運動になり、普通のベンチュリスクラバののど部などと同様の挙動を示すことになる。

3. ガス流に含まれる微粒子に対する捕集作用

既報⁽¹⁾においては従来の Kleinschmidt & Anthony⁽⁴⁾, あるいは Johnstone & Roberts⁽⁵⁾ 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導き、水滴の停止点 x' と任意の断面 x との間における捕集効率の式として

$$E = 1 - \exp\left(\int_{x'}^x \varepsilon N \frac{\pi}{4} D^2 \frac{u_r}{v_a} dx\right) \quad (5)$$

を提示した。

この式は ε , N , ならびに水滴の移動に基づく補正をも加味したものである。

球形水滴に対する微粒子の ε の値は次式

$$K = \frac{d^2 \rho_d u_r}{18 \rho_a D} \quad (6)$$

で示される分離数 K なる無次元数の関数になることがわかっており、Langmuir & Blodgett⁽⁶⁾ の理論計算の結果により、 $K > 0.1$ で良好な近似を与える式

$$\varepsilon = \frac{K}{K + 0.65} \quad (7)$$

を用いると、 $\varepsilon - u_r$ の関係は

$$\varepsilon = \frac{u_r}{u_r + B} \quad (8)$$

ただし

$$B = 11.7 \frac{\mu_a D}{d^2 \rho_d}$$

また

$$N = \frac{6L}{\pi D^3} \frac{v_a}{|v_s|} \quad (9)$$

いまの場合捕集は水滴の到達点 $-x'$ より始まるので、式(8), (9) を代入して式(5) 中の積分値を計算すると、

$$\begin{aligned} & \int_{-x'}^x \varepsilon N \frac{\pi}{4} D^2 \frac{u_r}{v_a} dx \\ &= \mp \int_{v_a}^{u_r} \frac{u_r}{(u_r + B)(u_r + A)} du_r \\ &= \pm \frac{C}{A - B} \left[A \log \frac{v_a + A}{u_r + A} - B \log \frac{v_a + B}{u_r + B} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

ただし

$$C = \frac{3}{2} \frac{L}{\alpha D} = 5L \frac{\rho_s}{\rho_a}$$

また、 $v_s > 0$ では上符号、 $v_s < 0$ では下符号をとるものとする。

式(10)で表わされる積分値の中、 $v_s < 0$ の場合を ψ_1 , $v_s > 0$ の場合を ψ_2 とすると、総合的な値 ψ は ψ_1 と ψ_2 の和として計算される。

すなわち、任意の点 x の断面における $v_s < 0$ の水滴の相対速度を u_{r1} , $v_s > 0$ の水滴のものを u_{r2} とすると、 $-x'$ と x の間では式(10)より

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_1 + \psi_2 = \int_{u_{r2}}^{u_{r1}} \frac{u_r}{(u_r + B)(u_r + A)} du_r \\ &= \frac{C}{A - B} \left[A \log \frac{u_{r1} + A}{u_{r2} + A} - B \log \frac{u_{r1} + B}{u_{r2} + B} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

が得られる。

噴射点より下流の断面までの値は ψ_2 のその後の増加分を加算することになる。

$x - u_r$ の関係はすでに式(4) で明らかであるから、式(11)により u_r との関係において求めた ψ の値を x との関係に変換できる。

Fig. 2. は比重 2 の微粒子についての計算結果を例示したものである。

(a), (b), (c) の各図は Fig. 1. の (a), (b), (c) それぞれの場合に対応したものであって、 $d = 2\mu$ について計算したものである。

(a) 図参照) D の変化に対しては E の値は目立つ程度の差異は生じていないが、この例では噴射点までで E の値の大幅な増加はほぼ終わり、 D の小なものの方が最終的には若干高い効果を示している。

(b) 図参照) 水滴噴射速度を大にとることが E の

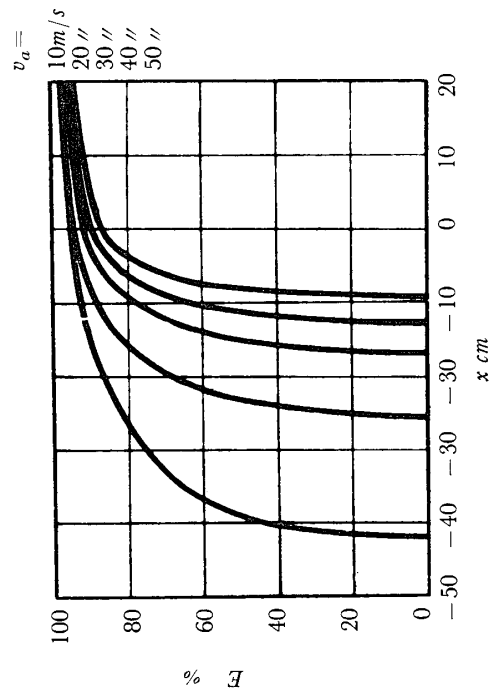
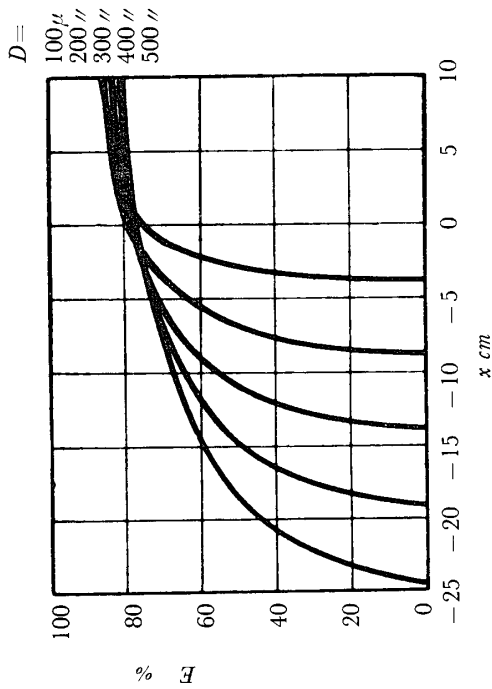
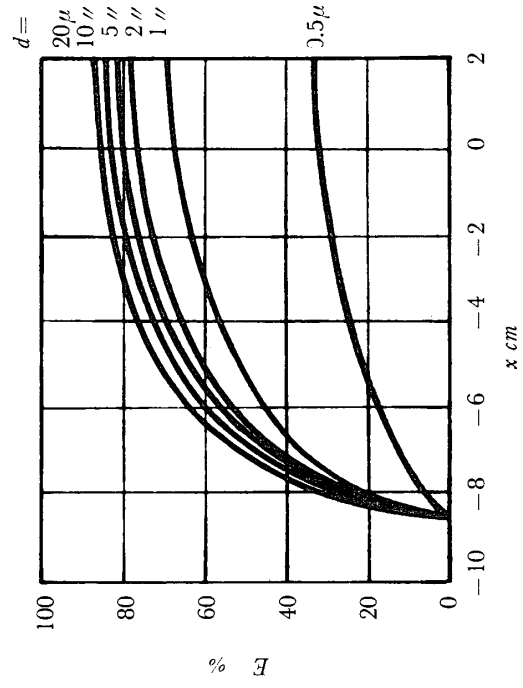
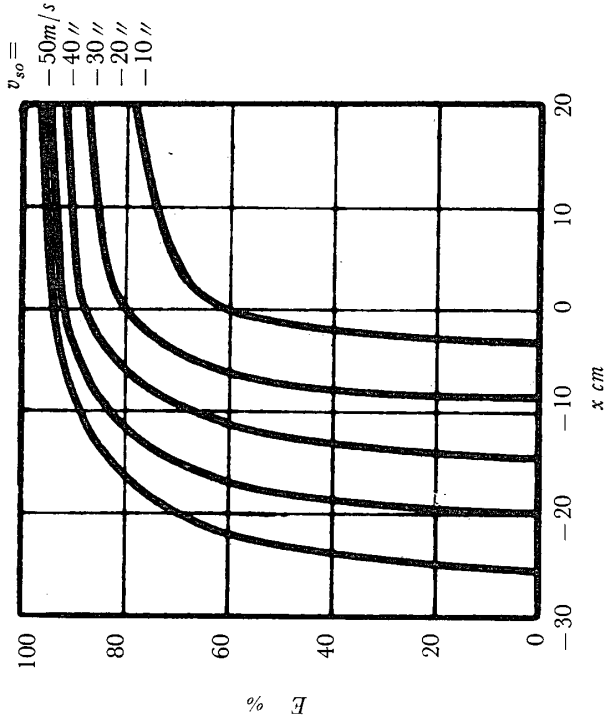


Fig. 2 Correlations between x and E , ($L = 0.5 l/m^3$)

向上に役立っていることが明らかであるが、これは式(11)中に u_r が重要な因子となっていることから当然である。

しかし噴射点下流になっても効率の値はかなり差異が生じている。

〔(c) 図参照〕 v_a が大になれば u_r が大になるが、反面到達点も近くなり、噴射点までの捕集効率は v_a の小さいものの方がよい。

しかし噴射点以後になると効率曲線はきわめて近接して来る。

〔(d) 図参照〕 d の影響を示したもので、 d が小になるほど捕集はむずかしくなり、サブミクロンになると捕集効率はかなり低下することがわかる。

4. ガス流の圧力降下

スクラバにおいても圧力損失は動力経済に直結した関心事である。

ガス流における水滴の存在に基因する圧力変化を求めてみると $-x'$ 断面と任意の断面 x との間については運動量理論を用いて次式が導かれる

$$h = \frac{Lv_a(v_{s2} - v_{s1})}{g} \quad (9)$$

ただし v_{s1} は x 断面における $v_s < 0$ のものの値、 v_{s2} は同じく $v_s > 0$ のものの値である。

前述の例をとり、 $v_a = 20\text{m/s}$ 、 $D = 200 \mu$ 、 $v_s = -20\text{m/s}$ 、とし $L = 0.5\text{l/m}^3$ とすると $h = 30\text{mm Aq}$ となる。流れが管路内であれば、実際にはこれに管路抵抗としての損失が加わって来ることになる。

h が比較的小ですむのは同一 u_{r0} に対しても対向流であるために v_a が小であることが主原因であるが、この間の事情をエネルギー的に考察してみると次のような関係になる。

いま対向噴射された単一水滴球がある瞬間 t において Fig. 3. (a) の実線で描かれた位置にあり、 dt 時間後に $-dx$ 、すなわち $v_s dt$ だけ進行して鎖線で描かれた位置に来たものとする。水滴に作用する流体抵抗 F に抗して運動するため、水滴は $Fv_s dt$ の仕事をする事になり、これは水滴の運動エネルギーの減少によってまかなわれる。

またこの間において、水滴とガス流の間には $u_r dt$ 、すなわち $(v_a + v_s) dt$ だけの相対進行距離を生じており、このため $F(v_a + v_s) dt$ に相当する流動損失がおこる。しかしこの中、 $Fv_s dt$ は上記の水滴が供出したエネルギーが転換されるので、結局ガス流としては $Fv_a dt$ だけのエネルギー損失を分担すればよいことになる。以上の関係をみれば、噴射時に有していた水滴の

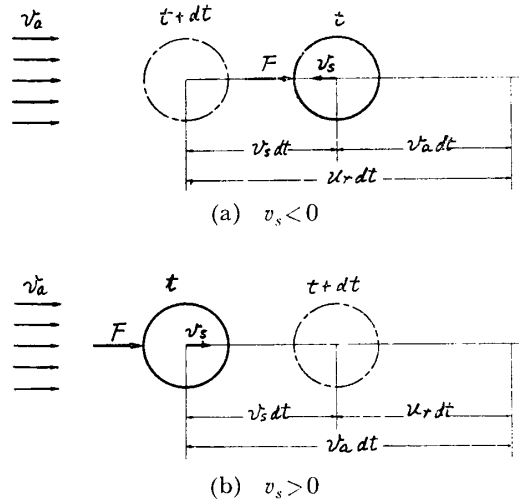


Fig. 3 Behavior of Spray

運動エネルギーは決して無意味に消費されているわけではなく、ガス流の圧力損失を軽減することに寄与していることがわかる。

停止点 $-x'$ に達してから後は前とは逆に Fig. 3. (b) のように dt 時間内に水滴は $Fv_s dt$ のエネルギーをガス流より与えられ、これは水滴の運動エネルギーの増加になり、また $Fu_r dt$ だけの流動損失を生じる。そしてこの両者の和 $Fv_a dt$ はガス流の圧力エネルギーによってまかなわれるため、ガス流はそれに相当した圧力降下をきたすことになる。

5. 結 論

洗浄水滴がガス流に対向噴射された場合は直角方向からの噴射、あるいは同方向噴射に比べて、同一相対速度を維持するにもガス流の絶対速度を水滴の初速に相当するだけ小にとることができ、このためガス流自身の流動損失が小ですむばかりでなく、水滴の最終的な絶対速度も小であるからその加速に費されるガス流の圧力降下もかなり軽減される。

噴射の際水滴に与えられるエネルギーも初速を過度に大にとらない限りたいしたことはなく、しかもこの速度エネルギーは相対速度によって生じた流動損失を補った形になって、それだけガス流の圧力降下を減少させた結果になっている。

したがって初期の相対速度を等しくとった場合、対向噴射によれば圧力損失を切りつめ、所要動力をはるかに節減できるはずであり、このことはすでに実用的装置として採用されているものの実測値が計算結果とほぼ符合した圧力損失を示していることによっても裏書きされている。

ベンチュリスクラバの場合は高速ガス流による微

粒化のため微細な水滴球を生じ、相対速度の大なることと相まって衝突効果を増し、卓越した捕集作用を発揮するのであるが、対象となる粒子の粒径が極微なものを除いては必ずしもそれほど高い相対速度は必要でなく、比較的低ガス流速の対向噴射方式でも液ガス比を適当に保てば十分捕集効果をあげることができ、動力面でも有利であろう。

水滴分布を断面一様に維持することはもちろん必須条件であるが、圧力噴射であるため、ノズルの計画、および噴射圧の調節により噴射速度、水滴径、液ガス比などをかなり自由に变化できることは設計、運転上で便利な点である。

他面、ベンチュリスクラバではさらにディフューザ部での捕集がかなり付加的に期待できることは、低ガス流速の場合に比べて有利な点といえる。

捕集効率はある限り高く、一方圧力損失は極力小さく、すなわちもっとも効果的に操作を行なう条件は

微粒子の性状によっても異なるはずであって、この点についてはなお引き続き検討を加えたい。

単に集じんだけでなく、他の洗浄目的に対しても同様に利点と妙味が考えられ、対向噴射について今後の基礎研究と応用面の拡大が望まれる。

なお捕集理論に関しては京都大学吉岡直哉教授に種々貴重なご教示を賜わったことを付記し、厚く謝意を表する次第である。

文 献

- 1) 上岡, 川上, 山口大学工学部学報, 13, 1(昭和38-3), 95.
- 2) 上岡, 川上, 山口大学工学部研究報告, 15, 1(昭40-4), 133.
- 3) Dallavalle, "Micromeritics" (2nd ed.), 23.
- 4) R.V. Kleinschmidt & A.W. Anthony, Jr., A.S. M.E., Trans., 63 (1941), 349.
- 5) H.F. Johnstone & M.H. Roberts. Ind, Eng. Chem., 41, 11(1949), 2417.
- 6) I Langmuir & K.B. Blodgett, Perry "Chemical Engineers' Handbook". (3rd ed.) 1022.

(昭和40年6月8日受理)