

2孔を有するオリフィスからの乱流ジェットによる気泡の分裂

宮原敏郎・赤木靖春

岡山理科大学工学部応用化学科

(1999年11月4日 受理)

緒言

気液系を取り扱う化学工業の諸操作では、液中に気体を分散させる方式の接触装置が用いられる。この種の装置は、工業的には培養槽への酸素の供給を目的とする発酵プロセス、油脂類の水添、芳香族炭化水素のハロゲン化、石油炭化水素類の酸化等の吸収操作および気液反応操作に幅広く利用されている。これらの装置で物質移動を促進させるには、気液界面積を増加させることが不可欠である。気液界面積を増加させることは微細気泡の生成につながる。これまで微細気泡を生成するために気泡塔、通気攪拌槽等の様々な気液接触装置が考案開発されてきた。例えば、気泡塔ではガス分散器を用いてガスを液体中に気泡群として分散させるのに対し、通気攪拌槽では、ガス分散器で発生した気泡をインペラーにより攪乱を与えて分裂させ、気液界面積の増加を図っている。しかし、微細気泡を生成する事は非常に困難で多大のエネルギーを費やすためこれらの装置にも限界がある。

このような目的から、Sevik and Park (1973)や Unno and Inoue (1980)はオリフィス混合機を提案した。前者は乱流による気泡分裂に関する Hinze (1955)の研究を展開し、高レイノルズ数の水のジェットでの空気泡の分裂を説明している。一方後者はオリフィス混合機による微細気泡の生成を検討し、適当な条件下では 0.3~0.4mm 径の気泡が生成できると結論している。Lewis and Davidson (1982) は気泡を分裂させるに必要な液の剪断速度に関する実験を行い、剪断流れ場での円筒状気泡に対して非粘性液流れの理論を用いて、低粘性液の乱流場での気泡の安定性を調べた。彼等は臨界ウェーバー数が 4.7 で既往のデータおよび彼等の Fluorosol に対する結果が良く説明されるとしている。しかしながら、オリフィス混合機による微細気泡の生成に関する研究は充分とはいえず、Miyahara *et al.* (1999) はオリフィス混合機による分裂気泡群の気泡径分布を検討し、気泡径分布は Mugele and Evans (1951) により提案された upper limit log-probability function に従い、upper limit log-probability function の一変数である最大安定気泡径を含む臨界ウェーバー数がオリフィスの孔

通過液速度基準のレイノルズ数で相関できると報告している。さらに Miyahara *et al.* (1997) は、Unno and Inoue (1980) が板厚の厚いオリフィスではより微細な気泡ができると報告していることから、ノズルからの乱流ジェットによる気泡の分裂を検討した。しかしこれらの研究は孔 1 個のオリフィスおよびノズルに対するもので、実際の微細気泡の生成装置としては、複数個の孔を有する混合機が実用に供せられると考えられるが、このことに関連した報告は見あたらない。

そこで本研究では、より実際の条件での微細気泡生成模様を明確にする目的で、2孔を有するオリフィス板を用い、乱流ジェットによる気泡の分裂に対する孔のピッチの効果を実験的に検討した。

1. 実験装置および方法

1-1 実験装置

本実験に使用した装置の概略を Fig.1 に示す。塔本体は高さ 2.35 m の透明アクリル樹脂製である。気泡発生部 A、気泡分裂部 B および気液分離部 C で構成されている。塔底から 1m 上部にジェット形成のためのオリフィスを取り付けている。気泡発生部は内径

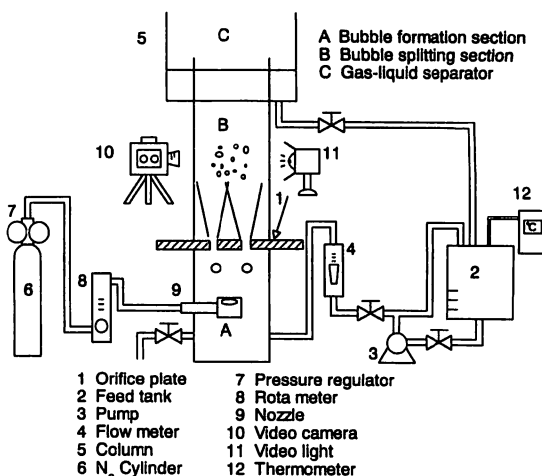


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

0.18m、高さ 1m の円筒であり、気泡分裂部は 0.19x0.19x0.95m の直方体、気液分離部は 0.39x0.39x0.545m の直方体である。ここで気泡分裂部の壁面はビデオカメラで分裂気泡を撮影する際の光学的歪みをなくすため、平面構造とした。ジェット形成のためのオリフィスの形状の詳細を Table 1 に示す。

Table 1 Geometry of orifice plates

d_o [cm]	P/d_o [-]
1	0
1	1.2
1	3
2	0
2	1.5

Plate thickness 1 mm

Table 1 に示すように、本研究では気泡の分裂に対するオリフィス径とピッチの効果を明確にするため 5 種類のオリフィスを用いた。

連続相である液体はポンプにより、貯水槽から流量計で流量を調節された後塔本体に入り、貯水槽に戻り循環する。使用液体の温度は貯水槽に備え付けた温度計で測定した。なお本実験では、連続相としてイオン交換水を用いた。

分散相である N_2 シリンダーからの窒素ガスは圧力調整器で調圧され、ロタメータでガス流量を調節した後、塔底から上方 0.5m の位置に取り付けたノズルから気泡（発生気泡）として分散された。

1-2 実験方法

1-2-1 発生気泡径の決定

装置内に連続相を一定条件で流して、窒素ガスを下部ノズルに供給すると単一気泡が生成する。本実験では単位時間当たりに発生した気泡の個数を求め、ガス流量より 1 個の気泡体積、 V_{b0} を求め、次式より発生気泡径を算出した。

$$d_{b0} = \left(\frac{6V_{b0}}{\pi} \right)^{1/3} \quad (1)$$

1-2-2 分裂気泡群の気泡径の測定

オリフィスから生じるジェットにより分裂した気泡群の気泡径の測定位置に関して Unno and Inoue (1980) は、オリフィスからの距離により気泡群の体積平均径、 d_{30} は増加し、高さ 0.3m 以上では一定になると報告している。また彼等は、オリフィス形状、連続相の孔通過液速度、 u_o に関係なく、ジェットの中心角度は 24~29° であることを観測し、次式より得られるジェット領域の高さ、 x とオリフィスからの気泡径が一定になる高さがほぼ一致すると報告している。

$$x = \frac{A/2}{\tan\left(\frac{\text{Jet angle}}{2}\right)} \quad (2)$$

ここで A は気泡分裂部の正方形断面の一辺である。本実験装置に対して Eq.(2)より推算すると x は約 0.4m となったため、測定位置はオリフィスから高さ 0.4m とした。

分裂気泡群の撮影にはビデオカメラにより行い、モニターに写しノギスにより気泡径、 d_b を測定した。また測定する気泡の個数に関しては予備実験として約 100 個以上の気泡を測定すれば統計的に信頼できるので (Miyahara *et al.*, 1983)、本実験では 200 個の気泡を測定対象とした。なお気泡は 2 次元画面上では球形ではないので、気泡を回転楕円体と仮定し、次式より相当直径を計算した。

$$d_b = \sqrt[3]{d_{bm}^2 \times d_{bn}} \quad (3)$$

ここで、 d_{bm} と d_{bn} は気泡の長径と短径である。Eq.(3) から求められた気泡径から気泡体積が算出でき、体積平均径、 d_{30} が次式から求められる。

$$d_{30} = \left(\frac{\sum 6V_b / \pi}{n} \right)^{1/3} \quad (4)$$

2. 実験結果と考察

2-1 分裂気泡群の気泡径分布

Fig.2 はオリフィス孔径 1cm、ピッチと孔径の比 $P/d_o=1.2$ (2 孔が接近している場合) の場合に、孔通過液速度を変化させた場合の気泡径分布を対数確率紙上に点綴したものである。Miyahara *et al.* (1999) の孔 1 個のオリフィスの結果と同様、孔 2 個を有するオリフィスの場合にも気泡径分布は液速度の増加により左にシフトしている。つまり気泡の大きさが小さくなっている。これは液速度が大きくなるとジェットの周りの剪断力の増加により気泡がより小さくなることを表している。また Miyahara *et al.* (1999) の孔 1 個のオリフィスに対する結果と同様、気泡径分布は対数確率紙上では直線になっていないことから、対数正規分布では充分表現できないことが分かる。特に気泡径の大きい領域では、この傾向が顕著である。Fig.3 はオリフィス孔径 2cm、 $P/d_o=1.5$ (2 孔が離れている場合) の場合の結果である。いずれの場合も d_{b50} は 2mm 以下の微細気泡であることが分かる。Fig.3 も Fig.2 と同様の傾向を示し対数正規分布では充分表現できない。原因

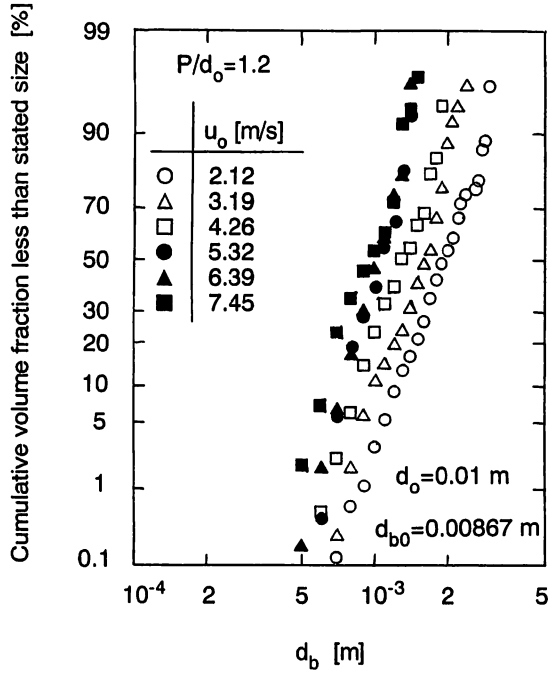


Fig. 2 Bubble size distribution represented by log-probability function

として、対数正規分布では、気泡径は0から $+\infty$ まで存在しているとしているためである。実際には、気泡径は0からある有限値 d_{bmax} (最大安定気泡径) の間で分布すると考えるのが妥当であろう。

これらの事を考慮し、Mugele and Evans (1951)は upper limit log-probability function を提案している。この場合の体積基準の分布関数は

$$\frac{dv}{dy} = \frac{\delta}{\sqrt{\pi}} \exp(-\delta^2 y^2) \quad (5)$$

積分すると

$$v = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-X^2) dX = \frac{1}{2} \{1 + \operatorname{erf}(\delta y)\} \quad (6)$$

ここで

$$y = \ln \left(\frac{ad_b}{d_{bmax} - d_b} \right) \quad (7)$$

そして

$$a = \frac{d_{bmax} - d_{b50}}{d_{b50}} \quad (8)$$

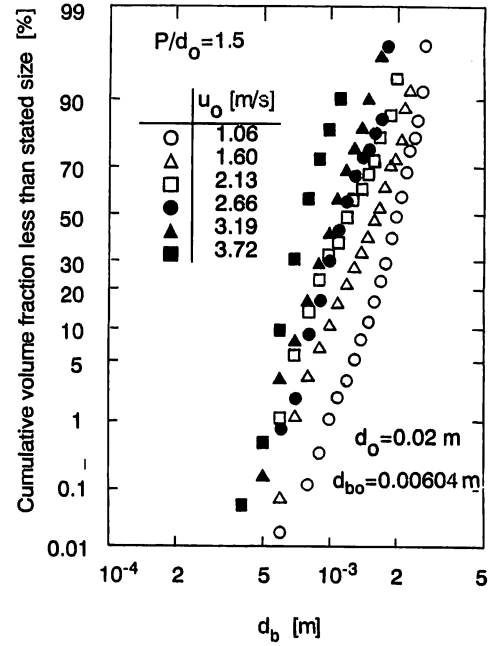


Fig. 3 Bubble size distribution represented by log-probability function

この分布を規定するためには、3個のパラメータが必要である。すなわち d_{bmax} a および δ であるが、 a は Eq.(8) で求められ、 d_{bmax} と δ は以下の式より求められる。

$$\frac{d_{bmax}}{d_{b50}} = \frac{d_{b50}(d_{b10} + d_{b90}) - 2d_{b90}d_{b10}}{d_{b50}^2 - d_{b90}d_{b10}} \quad (9)$$

そして

$$\delta = \frac{0.394}{\log_{10} \left(\frac{d_{b90}}{d_{bmax} - d_{b90}} \cdot \frac{d_{bmax} - d_{b50}}{d_{b50}} \right)} \quad (10)$$

上述の三つのパラメータが得られると、気泡群の体積平均径は次式で計算される。

$$d_{30} = \left(1 + 3ae^{\frac{1}{4\delta^2}} + 3a^2e^{\frac{1}{\delta^2}} + a^3e^{\frac{9}{4\delta^2}} \right) d_{bmax} \quad (11)$$

本研究で得られたオリフィス孔径 1cm と 2cm の双方に対するデータを upper limit log-probability function に従って再点綴したものが Figs.4, 5 である。upper limit log-probability function でいずれの場合もほぼ全データが一直線で表されることが分かる。両図からオリフィス孔径 1cm と 2cm の双方に対して $a=1.65$ および

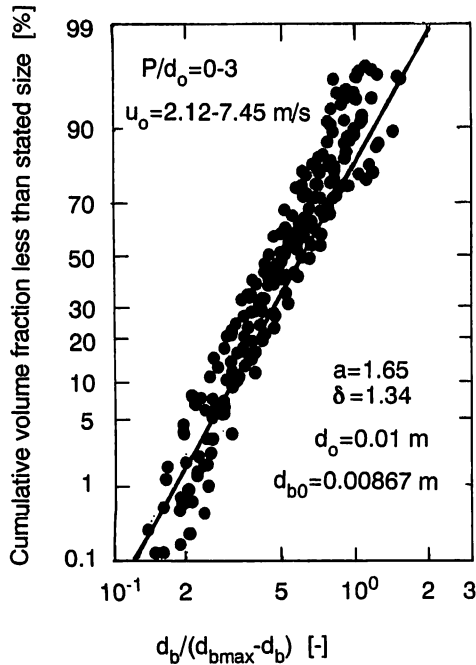


Fig. 4 Bubble size distribution represented by upper limit log-probability function

$\delta=1.34$ を得る。これらの値は Miyahara *et al.* (1999) が孔1個のオリフィスに対して得た結果と同じ値である。

2-2 最大安定気泡径の相関

upper limit log-probability function を使用する前に最大安定気泡径を知る必要がある。Hinz (1955)は乱流液中で d_{bmax} はウェーバー数, $We = \rho \overline{u^2} d_b / \sigma$, で決定されると報告している。ここで $\overline{u^2}$ は気泡径, d_b , に等しい距離での平均二乗速度差である。 ρ と σ はそれぞれ液の密度と表面張力である。この無次元項は気泡を変形させる慣性力と気泡の形状を維持する表面張力の比に比例する。気泡は $We \geq We_c$ (臨界ウェーバー数) なら分裂する。Lewis and Davidson (1982)は気泡の長さに働く乱流液中での剪断場が気泡の分裂の原因となるとしている。それ故に、この場合には、 $\overline{u^2}$ は $\omega^2 d_b^2$ に等しい。ここで ω は液中での剪断速度である。そこで $We = \rho \omega^2 d_b^3 / \sigma$ となる。ジェット中を上昇する気泡は剪断速度, ω , が気泡径の臨界剪断速度, ω_c , より大きいか小さいかにより分裂したりしなかったりする。これらのことから

$$We_c = \rho \omega_c^2 d_{bmax}^3 / \sigma \quad (12)$$

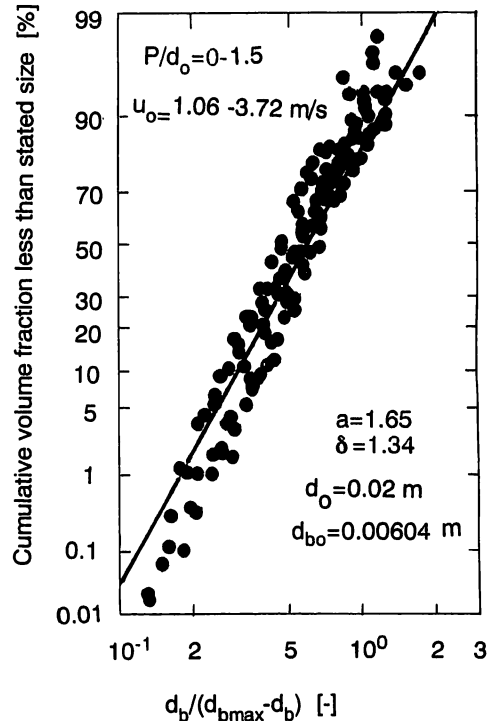


Fig. 5 Bubble size distribution represented by upper limit log-probability function

ジェットの入口領域の端での剪断層の平均厚みは Albertson *et al.* (1948)および Abramovich (1963)によれば、ほぼ $1.1d_{j0}$ であり、平均の時間平均された剪断速度は $u_j / (1.1d_{j0})$ に比例する。Davies *et al.* (1963)が示すように、 ω の半径方向の変化は無視する。すなわち、 $u_j / (1.1d_{j0}) \geq \omega_c$ のとき、ジェットを通過する気泡はすべて分裂すると簡単に仮定する。このように考えると

$$\omega_c = u_j / (1.1d_{j0}) \quad (13)$$

従って臨界ウェーバー数は次式で表される。

$$We_c = \rho \left(\frac{u_j}{1.1d_{j0}} \right)^2 d_{bmax}^3 / \sigma \quad (14)$$

Fig.6 は Eq.(13)に基づく d_{bmax} と ω_c の図である。図中の実線は Lewis and Davidson (1982)により報告された結果である。彼等は剪断流れにおける円筒状の気泡に対する非粘性流れの理論から $We_c=4.7$ という値を導いている。Lewis and Davidson (1982)の結果と比較すれば、 d_{bmax} のデータは孔径 2cm の場合、孔数 1 個

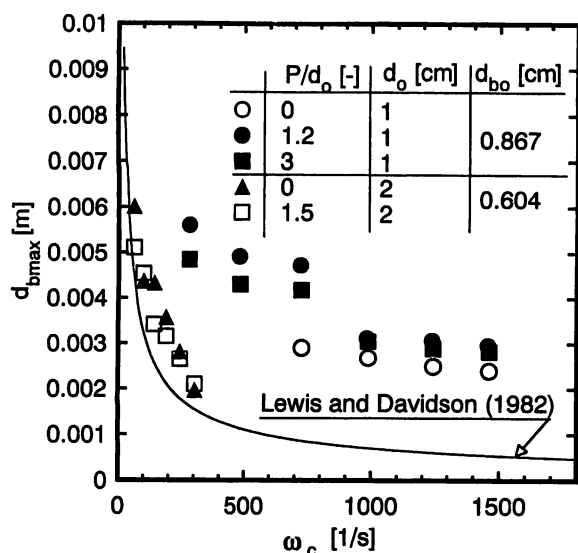


Fig. 6 Critical shear rate vs. maximum stable bubble diameter

でも 2 個でも同程度の値となりピッチの影響は見られず、彼等の結果よりやや大きい。しかし、孔径 1cm のオリフィスはかなり大きな d_{bmax} を与えている。これは多分にジェットによる剪断層内で ω が変化しないことおよび剪断層の厚みを $1.1d_o$ としているためと考えられる。これらの結果より、孔 1 個および 2 個のオリフィスに対してオリフィス孔径の小さい場合には、前述の仮定が成立しなくなるためと考えられる。なお Fig.6 中で使用した ω_c 中の u_j と d_{jo} は Miyahara et al. (1999) が報告しているオリフィスでの縮流を考慮したジェット径の推算式

$$d_{jo} / d_o = 4.43 \times 10^{-3} u_o^2 - 6.33 \times 10^{-2} u_o + 1 \quad (15)$$

より算出した。

Fig.7 は Re の関数としての We_c の相関を示したものである。孔径 2cm のオリフィスの結果は図中の破線で示される Miyahara et al. (1999) の結果でほぼ相関される。しかしながら、孔径 1cm の場合には、Fig.6 から分かるように d_{bmax} がかなり大きな値となるため We_c も大きな値となる。比較のため、図中に Lewis and Davidson (1982) の結果も併せ示す。以上のことを総括的に検討すれば、オリフィス孔径があまり小さくなければ ($d_o > 2cm$)、孔 2 個のオリフィスのピッチの影響は殆どみられず、既往の Miyahara et al. (1999) の結果で表される。

2-3 体積平均径の推算

Fig.8 は $a=1.65$, $\delta=1.34$ および Eq.(9)より得た d_{bmax} を用い、Eq.(11)から計算した体積平均径と Eq.(4)を用

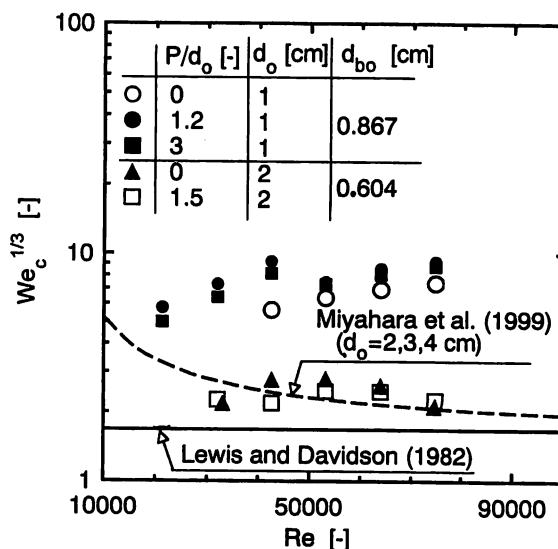


Fig. 7 Correlation of maximum stable bubble diameter

い、データから計算された体積平均径の比較図である。両者の一致は良い。

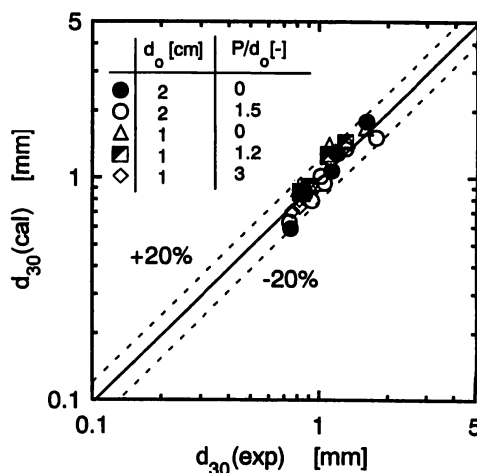


Fig. 8 Parity plot for volumetric mean diameter of splitting bubbles

結 言

オリフィスから生じる乱流ジェットによる気泡分裂の様態を 2 孔を有するオリフィス板を用い実験的に検討した結果、以下のことが判明した。

- 1) 2 孔を有するオリフィス板からの乱流ジェットによる分裂気泡群の気泡径分布はピッチの影響はほとんど見られず、upper limit log-probability function に従う。
- 2) upper limit log-probability function 中のパラメータで

ある a および δ はそれぞれ 1.65 と 1.34 になる。これは孔 1 個のオリフィスに対する Miyahara *et al.* (1999) の結果と同じである。

- 3) 孔径があまり小さくなければ ($d_o > 2\text{cm}$)、最大安定気泡径を含む臨界ウェーバー数は Miyahara *et al.* (1999) の結果で与えられる。
- 4) upper limit log-probability function でのパラメータ a , δ および実測値より得られた最大安定気泡径を用いることで、分裂気泡群の体積平均径はほぼ $\pm 20\%$ の精度で推算される。

Notation

A	= arm of square cross-section, m
a	= parameter in upper limit log-probability function
d_b	= bubble diameter, m
d_{bm}	= major axis of bubble, m
d_{bmax}	= maximum stable bubble diameter, m
d_{bn}	= minor axis of bubble, m
d_{b0}	= initial bubble diameter, m
d_{b10}	= bubble diameter at $v=0.1$, m
d_{b50}	= bubble diameter at $v=0.5$, m
d_{b90}	= bubble diameter at $v=0.9$, m
d_{j0}	= jet diameter, m
d_o	= orifice diameter, m
d_{30}	= volumetric mean diameter of bubbles, m
n	= number of bubbles
P	= pitch, m
Re	= Reynolds number ($= d_o u_o \rho / \mu$)
$\overline{u^2}$	= mean square velocity difference between two points separated by d_b , m^2/s^2
u_j	= jet velocity, m/s
u_o	= mean liquid velocity through hole, m/s
V_b	= bubble volume, m^3
V_{b0}	= initial bubble volume, m^3
v	= cumulative volume fraction less than stated size
We	= Weber number ($= \rho \omega^2 d_b^3 / \sigma$)
We_c	= critical Weber number ($= \rho \omega_c^2 d_{bmax}^3 / \sigma$)
x	= distance from orifice plate, m
y	= dimensionless function of d_b
δ	= size distribution parameter
μ	= viscosity of liquid, Pa.s
ρ	= density of liquid, kg/m^3
σ	= surface tension, N/m
ω	= shear rate, 1/s
ω_c	= critical shear rate, 1/s

References

- Abramovich, G. N.; "The Theory of Turbulent Jet (trans), MIT Press, Cambridge, Massachusetts, USA (1968)
- Albertson, M. L., Y. B. Dai, R. A. Jensen and H. Rouse; "Diffusion of Submerged Jet," *Am. Soc. Civil Engrs., Papers*, **74**, 1571-1596 (1948)
- Davies, P. O. A. L., M. J. Fisher and M. J. Barratt; "The Characteristics of the Turbulence in the Mixing Region of a Round Jet," *J. Fluid Mech.*, **15**, 337-367 (1963)
- Hinz, J. O.; "Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Process," *AIChEJ*, **1**, 289-295 (1955)
- Lewis, D. A. and J. F. Davidson; "Bubble Splitting in Shear Flow," *Trans. I. Chem. Eng.*, **60**, 283-291 (1982)
- Miyahara, T., S. Hashimoto, H. Matsunaga and Y. Akagi; "Bubble Splitting by Turbulent Jet Emitted from Orifice," *J. Chem. Eng. Japan*, **32**, 91-96 (1999)
- Miyahara, T., Y. Matsuba and T. Takahashi; "The Size of Bubbles Generated from Perforated Plates," *Int. Chem. Eng.*, **23**, 517-523 (1983)
- Miyahara, T., H. Matsunaga and Y. Akagi; Preprint for the 30th Autumnal Meeting of the Soc. of Chem. Engrs., Japan, G123, Fukuoka (1997)
- Mugele, R. A. and H. D. Evans; "Droplet Size Distribution in Sprays," *Ind. Eng. Chem.*, **43**, 1317-1324 (1951)
- Unno, H. and I. Inoue; "Size Reduction of Bubbles by Orifice Mixer," *Chem. Eng. Sci.*, **35**, 1571-1579 (1980)

Bubble Splitting by Turbulent Jet Emitted from Two-Hole Orifice

Toshiro MIYAHARA and Yasuharu AKAGI

Department of Applied Chemistry

Faculty of Engineering

Okayama University of Science

1-1, Ridai-cho, Okayama 700-0005, Japan

(Received November 4, 1999)

Experiments were performed to investigate bubble splitting by turbulent flow from two-hole orifice. Two liquid jets were discharged vertically upwards through two-hole orifice into a large volume of the same liquid. Shear layers were thus formed around two jets as they entered the surrounding liquid. The measured size spectra can be well represented by an upper limit log-probability function with two constant parameters and only one variable, the maximum stable bubble diameter, regardless of pitch between two holes, the result of which is the same as that obtained for one-hole orifice. The critical Weber number including the maximum stable diameter is well correlated for two-hole orifice having diameter greater than 2cm by the result for one-hole orifice. The volumetric mean diameter of splitting bubbles can be well estimated using two constant parameters and the maximum stable bubble diameter in the upper limit log-probability function.