

ISSN 0389-4010
UDC 532.52

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-745

気液同軸型噴射要素による噴霧流の
実験及び解析 (2)

八 柳 信 之

1982年12月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. 序	2
2. 供試噴射要素および実験範囲	2
3. リセス領域での微粒化および流れの観察	3
4. 実験結果	13
4.1 気相速度測定値	13
4.2 気相速度分布の半値幅による整理	19
4.3 中心軸上における気相速度変化	19
4.4 液滴流束測定値	26
4.5 液滴流束分布の半値幅による整理	26
4.6 中心軸上における液滴流束の軸方向変化	26
4.7 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅の軸方向変化	40
4.8 液滴流束半値幅と気相速度半値比の軸方向変化	43
4.9 噴霧流成分ガスの分析	45
5. 液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比の整理式	50
6. リセス型とフラッシュ型の混合特性の比較	52
7. リセス型噴口による噴霧流の計算値と実験値との比較	53
7.1 リセス内微粒化領域の計算式	53
7.2 計算値と実験値の比較	55
7.2.1 リセス内での局所微粒化量及び諸量	55
7.2.2 気相速度, 液滴速度	58
7.2.3 液滴流束	58
7.2.4 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅	61
8. 文献による実験値と本解析モデルによる計算値との比較	63
8.1 Hetsroni の実験値との比較	63
8.2 Laats の実験値との比較	67
8.3 Shearer の実験値, 解析値との比較	76
8.4 伊藤の実験値との比較	78
8.5 Newman の実験値, 解析値との比較	81
9. 結 論	85
記号説明	86
参考文献	87

気液同軸型噴射要素による噴霧流の 実験及び解析 (2)*

八 柳 信 之**

An Experimental and Analytical Study of Spray Flow Fields Formed by Liquid/Gas Coaxial Injector Elements (2)

Nobuyuki YATSUYANAGI

ABSTRACT

An experimental and analytical study of the spray flow field formed by recessed post concentric-tube injector elements is presented. And also the analytical model which was derived by the author was applied to calculate the spray flow field under the same conditions as those of experiments which had been reported in various literature.

By the experimental works the following results were noted. The recessed post elements exhibited good mixing efficiencies between the liquid droplets and the gas-phase, compared to the flush-face elements. And the coefficient κ , which is the ratio of the half-width of liquid-phase mass flux to that of the gas-phase velocity, was proved to be the analogous Schmidt number of the spray, if it was considered to have the average density of a two-phase flow.

From the analysis of all the experimental data, it was found that the coefficient κ was expressed by the following relationship,

$$\kappa = 0.071 + 0.239 \log \frac{1}{\bar{\eta}} \frac{(\rho_g U_g)_0}{(\rho_L U_L)_0}$$

where $\bar{\eta}$ is the local volumetric fraction of liquid droplets.

The analytical method which was derived by the present study was applied to calculate the two-phase jet flow field under the conditions of experiments which had reported in the literature. The agreements between the analytical solutions and the experimental data are good except in the case of Laats's one. This disagreement may be caused by the inadequate velocity measurement method used by Laats. The several analytical models in the literature, which had been assume no relative velocity between the gas-phase and the liquid-droplets, were proved to be inadequate except in the case where the liquid injection mass fraction was very small and the liquid droplet diameter was on the order of $10\mu\text{m}$. By these facts the validity of the present analytical model was proved.

* 昭和57年 8 月25日受付

** 角田支所

1. 序

前報⁽¹⁾では同軸型噴射器の基本となるフラッシュ型同軸噴射要素の流れ場の測定および解析を行った。一方、実際の液体酸素・水素ロケットの噴射器では低温ガス水素と液体酸素による噴霧の混合を向上させ、外乱に対する安定性（振動燃焼に対する安定性）を増す目的でリセス型噴射要素が用られることが多い。すなわち液体酸素の噴口が噴射面からある距離だけ引き込んだ形状であり、この引き込んだ領域で、気（ガス水素， GH_2 と記す）・液（ LOX^* ）の接触が開始し、微粒化および混合の一部が行われ、燃焼室へ噴射される形式のものである。酸素・水素の燃焼では化学量論比は酸素質量/水素質量＝8であるが、実際のロケットでは比推力、各推進薬の充填効率などを考慮して混合比（噴射液体酸素流量と噴射水素流量比）は5付近で燃焼させる。これは、これまでの二相噴霧流で扱われて来た実験条件や理論解析に比べて、液体の噴射流量が気体のそれに比べてかなり大きい範囲のものであると言える。液体酸素水素ロケット噴射器用リセス型に関するこれまでの文献⁽²⁾においては、個々の特定な形状についてのコールド・フロー試験による混合度の測定は行われているが、このような噴霧流の流れ場の特性について広い範囲での詳細な測定と解析は行われていない。

リセスを設けることは前述のように、この領域で液側の微粒化および気液間の混合の一部が行われることになるから内部混合型、いわゆる pre-mixed type に近いものになる。しかし pre-mixed と全く異なる点は、気液同軸型であるから、液側の微粒化はリセス領域である有限な割合で行われること、pre-mixed型のように完全に2相が均一な混合体で噴射されると見做せないことである。完全に2相が均一と見做せる pre-mixed 型の噴霧流は燃焼のみならず様々な目的のために用いられ、この種の文献は比較的存在する^{(3)~(5)}。従ってここで述べるリセス型同軸噴射要素の噴霧特性と pre-mixed 型噴霧流の特性を比較して見ることは興味深い問題である。

本報では、まずリセス型噴射要素のリセス領域内

での微粒化と流れの特性の観察、噴射後の噴霧流の流れ場の測定を行い、解析モデルによる計算値との比較を行った。また、計算で必要となる唯一の定数 k （液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比）を与える実験式を求めた。さらに文献で述べられている pre-mixed 型噴霧流の実験条件を用いて、本解析モデルによって解を求め、これらを文献の実験値と比較を行い、本解析方法の妥当性を確かめた。

2. 供試噴射要素および実験範囲

供試リセス型噴射要素の形状と寸法を図1、表1に示す。 $x_r = 0$ の場合は前報のフラッシュ型である。リセス領域内の微粒化と流れ場の様子を調べるため、静圧測定口を①～⑥の位置に設けた。また透明アクリルの噴口を用い微粒化に到る水流れの様子をストロボで閃光させてカセット・メーターによって観察した。噴口形状のパラメーターは水噴口内径（ d_l ）、ガス噴口内径（ d_g ）、リセス距離（ x_r ）、

表1 噴射要素寸法

CASE	d_l	d_g	x_r	θ_l	θ_g
recess	(mm)	(mm)	(mm)	(deg)	(deg)
J	1.0	6.0	9.0	-	-
L	1.6	6.0	9.0	-	-
N	1.6	6.0	9.0	15	-
P	2.2	6.0	9.0	-	-
Q	1.6	6.0	9.0	15	7.5
R	1.6	6.0	4.0	-	-
T	1.6	6.0	4.0	15	-
U	1.6	5.2	4.0	15	-
V	1.6	5.2	4.0	15	-
flush					
A	1.0	6.0	0	-	-
B	1.0	6.0	0	-	-
C	1.0	6.0	0	-	-
D	1.0	6.0	0	-	-
E	1.6	6.0	0	-	-
F	1.6	6.0	0	-	-
G	1.6	6.0	0	-	-
H	1.6	6.0	0	15	-
I	2.2	6.0	0	-	-

* Liquid oxygen の略称

水噴口開角（半開角 θ_l ）、ガス噴口半開角（ θ_g ）であり、噴射条件は水、GN₂噴射圧力を変化させた。この組合せによる実験条件を表2に示した。噴霧流の気相速度、液滴流束はフラッシュ型の場合と同じ測定方法によった。

更にフラッシュ型とリセス型の気相の流れ構造の差異、すなわち噴射 GH₂と誘引空気との混合の様子

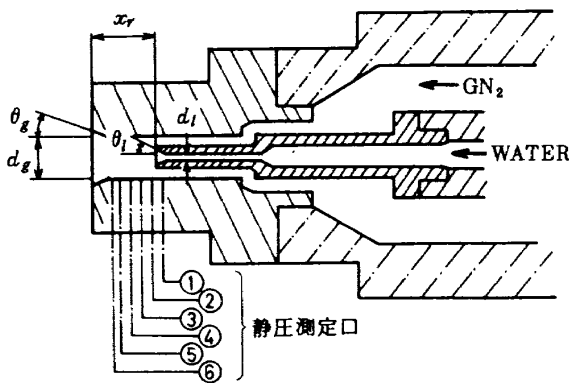


図1 リセス噴射要素形状

の違いが液滴分散におよぼす影響を調べるため、ガスクロマトグラフによって、噴霧流内各位置で気相成分すなわち噴射GN₂重量分率と誘引空気の重量分率の分析を行なった。

3. リセス領域での微粒化および流れの観察

リセス内（ $-x_r \leq x \leq 0$ ）で微粒化が行なわれる場合には、噴口出口（ $x=0$ ）での気相速度、液滴速度はリセス領域での気相速度および局所微粒化量と液滴粒径によって定まる。フラッシュ型の場合にも述べたが、高速気流による液体の微粒化に関しては液柱の分裂に至るまでの長さとして、これによって生じる液滴粒径分布に関する文献は存在するが、局所微粒化量を算定する文献は見当たらない。従ってここでも、局所微粒化量は適当な仮定の下に計算によって定めた。詳細は第7.1節の解析で述べるが、大略は以下の様になる。すなわち、リセス噴口内では高

表2 実験条件

CASE	P_{l0}	P_{g0}	U_{l0}	U_{g0}	W_{l0}	W_{g0}	U_{g0}/U_{l0}	W_{l0}/W_{g0}	D	q_0
recess	(kg/cm ² , abs)		(m/s)		(g/s)				(μ)	(g/cm ² ·s)
J	1.33	1.33	7.6	200	4.7	4.8	26.0	0.97	71	598.4
L	1.23	1.33	5.5	176	8.7	4.5	31.7	1.92	143	432.7
N	1.23	1.33	3.3	173.3	8.7	4.3	66.3	2.05	181	332.9
P	1.23	1.33	4.9	173	14.7	3.9	35.1	3.73	295	386.7
Q	1.23	1.33	4.4	203.5	11.6	5.3	45.8	2.19	120	443.9
R	1.19	1.33	5.8	203.8	9.1	4.9	35.1	1.86	147	452.6
T	1.19	1.33	3.4	202	9.1	4.5	58.0	2.00	200	348.2
U	1.32	1.33	3.4	207	9.0	3.9	60.1	2.29	256	344.4
V	1.37	1.44	3.8	230	9.9	4.5	60.3	2.17	236	381.2
flush										
A	1.33	1.33	6.0	205.0	4.7	5.9	34.4	0.79	67	598.4
B	1.33	1.87	6.0	301.3	4.7	9.5	50.6	0.49	40	598.4
C	1.73	1.33	9.1	205.0	7.1	5.9	22.6	1.20	104	904.0
D	1.73	1.87	9.1	301.3	7.1	9.5	33.2	0.75	61	904.0
E	1.19	1.87	3.8	301.3	7.7	9.5	78.9	0.80	66	383.0
F	1.33	1.87	6.0	301.3	11.9	9.5	50.6	1.26	112	591.9
G	1.19	1.33	6.0	203.5	9.4	4.8	33.6	1.95	58	472.0
H	1.19	1.33	3.3	203.5	8.8	4.6	60.4	1.88	145	336.8
I	1.14	1.33	4.4	203.5	13.2	4.7	45.4	2.82	494	349.1

速気流に周囲をかこまれた液ジェット表面から徐々に微粒化が行なわれ、気相速度はこれらの液滴群を加速することにより運動量を失う。リセス内流れ方向静圧変化はこれらのバランスから定まるものである。従ってリセス内流れ方向静圧分布を測定することによって、局所微粒化量を算出することが出来

るものとする。まず最初に、噴射条件を変えた場合のリセス内静圧分布の測定値を図 2.1 ~ 2.8 に示す。図 2.1 は GN_2 (窒素ガス) だけを流した場合の静圧分布で、一般に見られるノズル内の気体の流れの場合⁽⁶⁾と同じ傾向である。すなわち $x = -x_r$ の位置に最小断面が存在し、この位置で最大速度を有するため圧力最低を示し、以後徐々に圧力が回復するという、いわゆる貯気槽圧力からの亜音速ノズル流れに等しい。一方、同軸中心部から水、外周部から

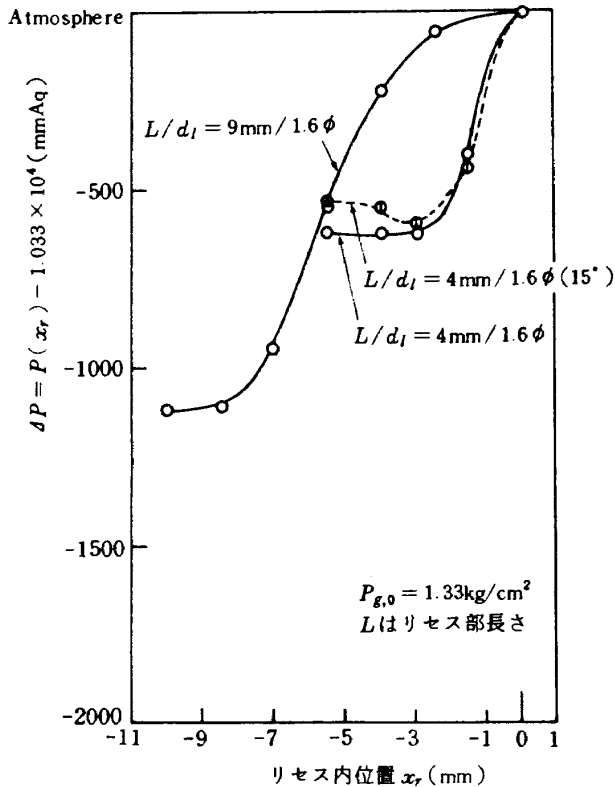


図 2.1 リセス内静圧分布 ($w_{l0} = 0$ の場合)

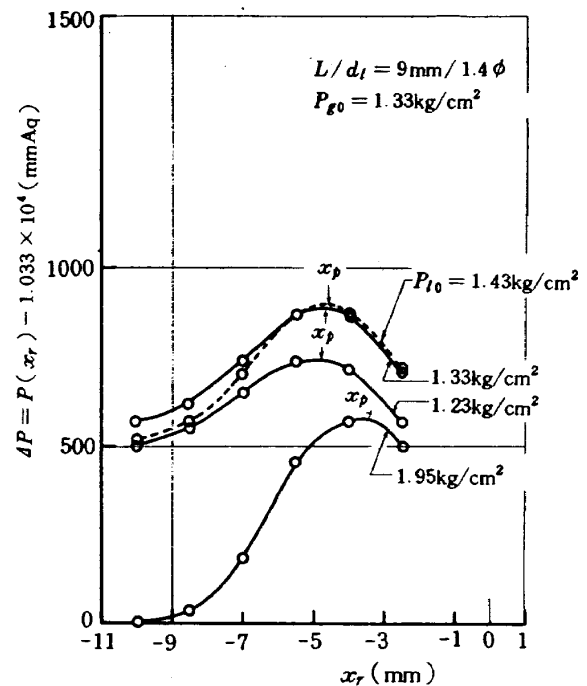


図 2.3 リセス内静圧分布

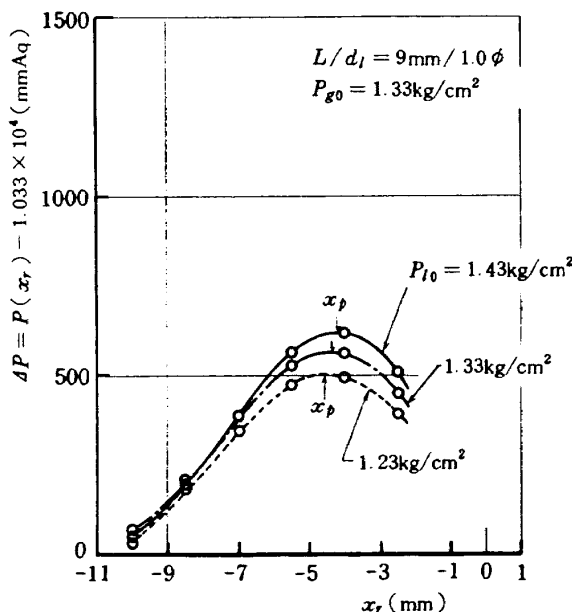


図 2.2 リセス内静圧分布

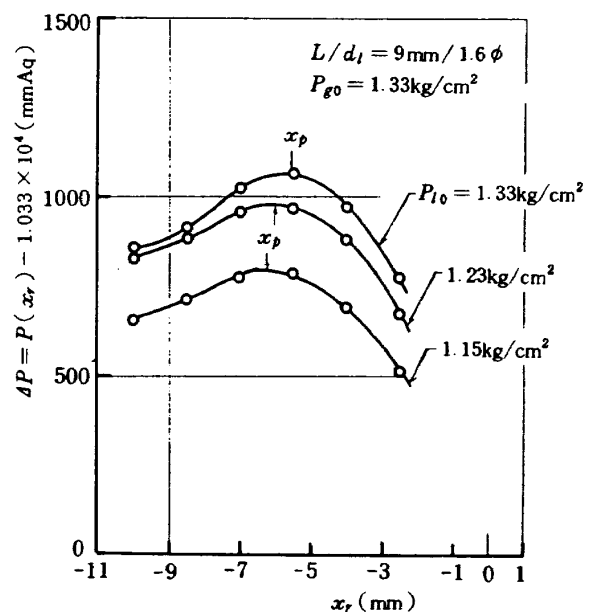


図 2.4 リセス内静圧分布

GN₂ を同時に流した場合には図 2.2～2.8 に示すように、リセス内では外気圧より高い圧力を示し、出口までの途中に圧力極大値を有する圧力分布となる。圧力極大値の大きさ、および $x = -x_r$ からこの位置までの距離は噴射条件と次のような関係がある。すなわち、極大値の大きさは水噴口寸法が大きく、水噴射流量の多いものほど大きい値を示す。また極大となる位置 ($-x_p$) は同一噴口形状で比較すれば、水噴射流量が多くなるほど下流へ移動することが分る。この理由としては、前者に対しては微粒化された液滴数が多いほど、流路断面積をふさぐ割合が多

くなること、液滴群を加速するために気相側が失う運動量が多くなり、その減速に見合う静圧上昇が大きくなることに対応するものと考えることが出来る。

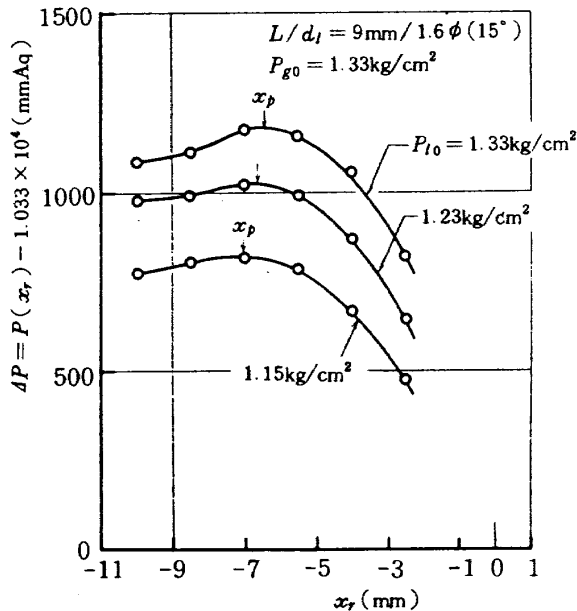


図 2.5 リセス内静圧分布

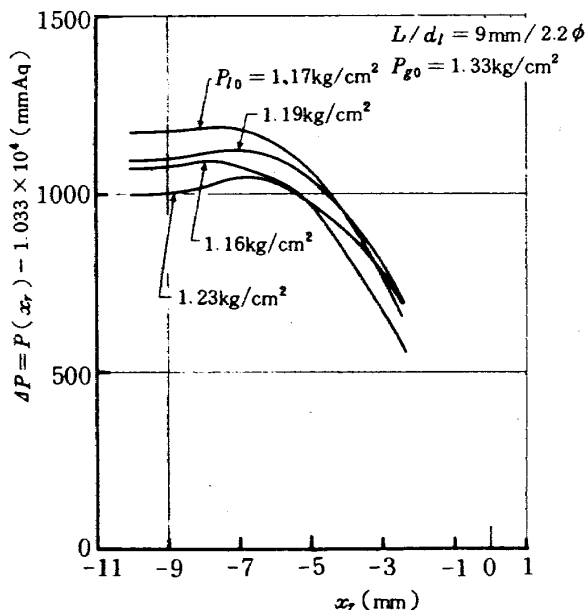


図 2.6 リセス内静圧分布

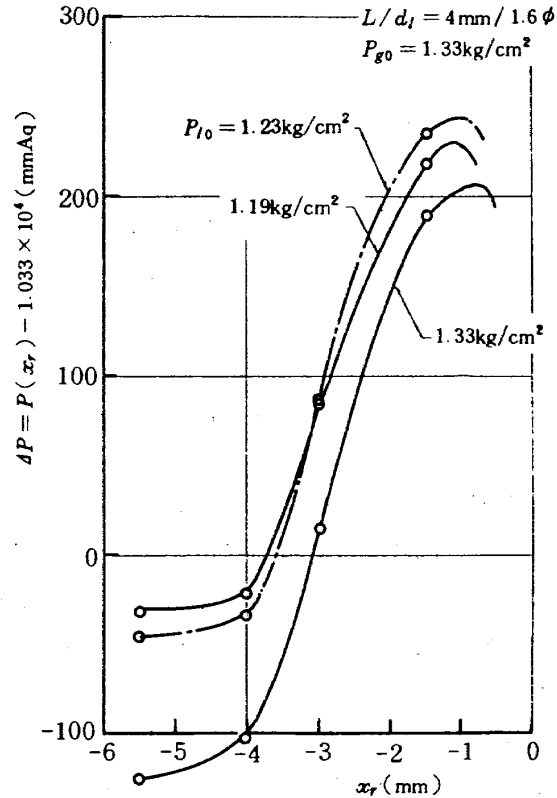


図 2.7 リセス内静圧分布

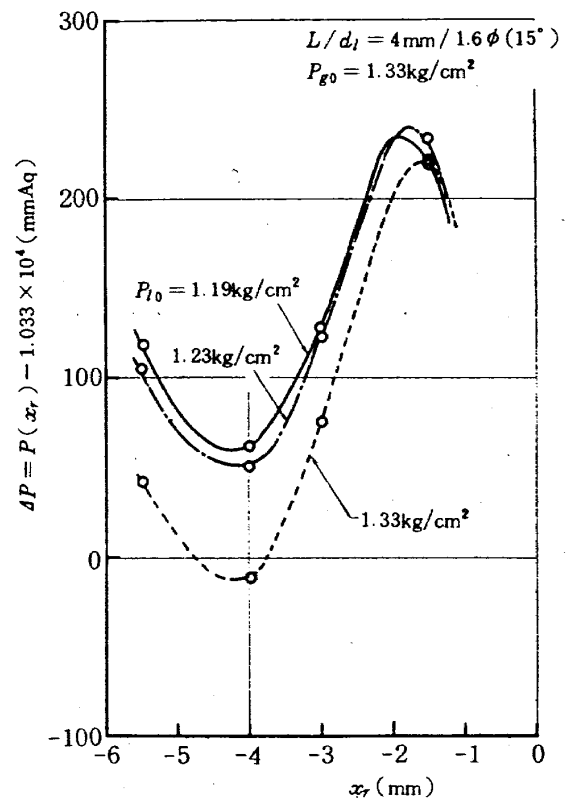


図 2.8 リセス内静圧分布

後者に対しては、もし圧力極大位置が気相側流路の最も拡大した位置、すなわち液柱の最もくびれた位置で微粒化開始位置に対応するものとすれば、同一形状の噴口では液噴射流量の多い場合ほど微粒化開始位置が遠くなり、そのため圧力極大位置が下流へ移動すると考えることが出来る。また、噴口寸法が異なる場合、すなわちガス側噴口内径 ($d_{g,1}$) と水噴口径 (d_l) によって決まる水噴口肉厚 $t = (d_{g,1} - d_l) / 2$ は気液の接触開始位置の影響を与えることになり、 t の大きい場合には $-x_p$ の距離は大きいことになる。ここでは $x = -x_p$ を微粒化開始位置として (その理由については後で述べる)、 $-x_p$ 以降での局所微粒化量は計算によって求めるものとした。

次に典型的な二つの場合 (図 2.2, 2.4) について説明する。図 2.2 は液噴口径が小さく、水噴射流量の少ない場合である。 $x = -9\text{mm}$ から $x = -5\text{mm}$ 間では実質的な微粒化はまだ行なわれず、気相側は単に断面積拡大により減速するのみである。ほぼ $x = -5\text{mm}$ で気液の接触が開始し、噴霧流の発生が行なわれる。この位置から次々に液柱表面から微粒化が行なわれ、液滴群は高速気流によって加速されるが、液滴群によって流路が閉塞されることがない場合である。一方、図 2.4 は液側噴口径が大きく、水噴射流量の多い場合である。

前者にくらべて高い静圧を示すことは気相側の減速が大きいこと、霧化された液滴群によって流路の閉塞が大きいことを意味する。また圧力極大位置、すなわち微粒化開始位置は図 2.2 の同一噴射圧力の場合に比べて短くなっている。これは水噴口肉厚 (t) が薄くなることによって気液接触開始位置が早まったことによるとともに、気液の接触面積は液噴口径に比例して大きくなるために、液柱に働く空気力学的力が大きくなり液柱の不安定性、ひいては微粒化開始位置が早まることによるものと考えられる。

圧力極大位置を微粒化開始位置と仮定したが、リセス部を透明なアクリル・ノズルに変えて、内部の流れの様子をストロボの閃光により、カセット・メータによって観察した。目視によればノズル内の噴流の様子は図 3 に示されるような 2 ケースに分けられ

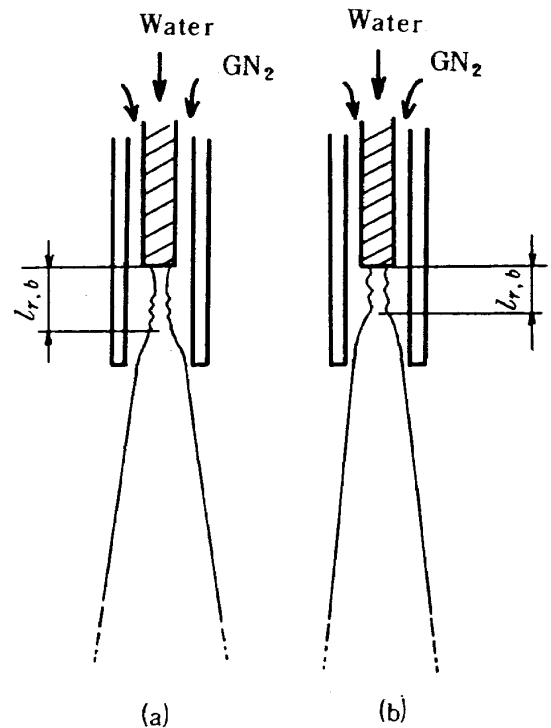


図 3 リセス部噴流の様子

る。すなわち水噴射流量を一定にして GN_2 噴射流量を序々に増やして行くと、最初 GN_2 流量が少ない場合には (a) の様に水噴流は周囲の GN_2 と接解開始してもある長さは透明な水柱として存在し、それ以降で液表面は不透明なソロバン玉状の不安定な流れに変化し、この不安定な流れがある程度続いた後、扇状に広がった噴霧流となる。さらに GN_2 流量を増やした場合には噴口直近の透明な水柱は存在せず、水噴口から直ちにソロバン玉状の流れとなった後、噴霧流となる。この様子を (b) に示す。同様な現象は GN_2 流量を一定として水噴射流量を減らして行った場合にも観察される。ここで水噴口から噴霧流が発生するまでの長さをカセット・メータによって読み取り、その長さを $l_{r,b}$ (mm) として、各噴射条件に対する $l_{r,b}$ と、リセス内圧力極大位置 $|x_p|$ とを比較すれば図 4 に示すようにほぼ対応関係が得られる。従って圧力極大位置を微粒化開始位置と見做すことが出来ると考えられる。

次にリセス型噴口による噴霧流の代表的な瞬間写真を図 5.1, 5.2 に示す。図 5.1 は噴口出口で微粒化が完了している場合であり、図 5.2 は未だ液体塊が残っており実質的に微粒化が完了していない場合

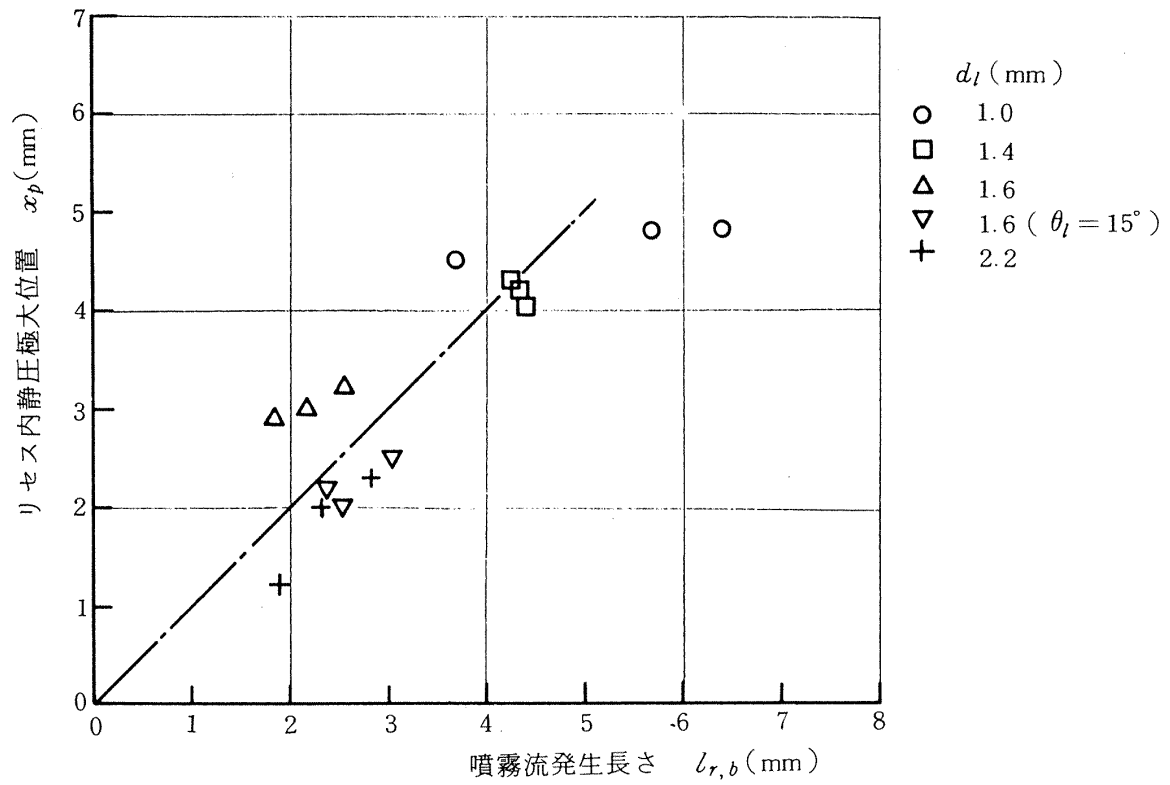


図 4 リセス内静圧極大位置と噴霧流発生長さの関係



図 5.1 リセス型噴口 case L

$$\begin{pmatrix} u_{g0} = 176 \text{ m/s} & w_{g0} = 4.53 \text{ g/s} \\ u_{l0} = 5.55 \text{ m/s} & w_{l0} = 8.7 \text{ g/s} \end{pmatrix}$$

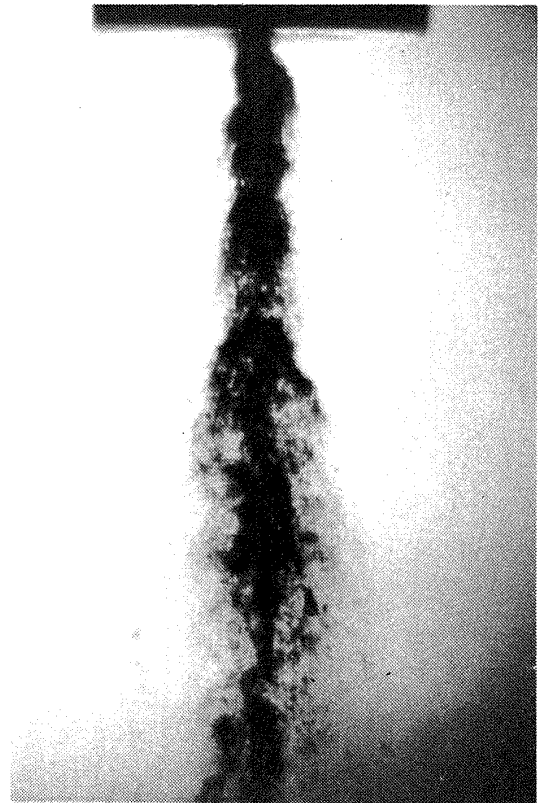


図 5.2 リセス型噴口 case P

$$\begin{pmatrix} u_{g0} = 173 \text{ m/s} & w_{g0} = 3.94 \text{ g/s} \\ u_{l0} = 4.93 \text{ m/s} & w_{l0} = 14.7 \text{ g/s} \end{pmatrix}$$

である。ところで先に述べたように、リセス部内においては噴霧流の発生に関連して静圧分布が存在することを示した。すなわち、ガス側噴射圧力を一定にして液側噴射流量を増やして行くに従い、圧力極大点が下流へ移動するとともに静圧自身の増加が観察される。ここで、更に液噴射流量を増やして行くと、この傾向が続いた後、急激に静圧自体が全体に渡って低下することが観察される。これらの静圧分布の変化の様子を図 6 に示す。

この状態を噴霧の瞬間写真に対応させて見ると、静圧全体が上昇し続けている間は、リセス内で液の微粒化がほぼ完了している状態（図 5.1）に対応し、静圧全体が急激に低下した後の状態は、リセス内での微粒化が不完全な状態（図 5.2）に対応していることが分る。従って噴射条件を変えて、リセス内静圧が最大となる条件を求めれば、リセス内で微粒化が完了する条件、以後リセス内限界霧化条件と呼ぶ、が得られることになる。図 7.1 ～ 7.3 に各噴口に対する限界霧化条件を示す。以上のデータから限界霧

化条件での噴射流束運動量比に対して、リセス距離（ L ）を液噴口径（ d_l ）で無次元化した長さをプロットすれば図 8 を得る。これがリセス型噴口のリセス内で微粒化が完了するための噴射条件となる。ここで前報で述べたフラッシュ型噴口の場合について写真観察から、液柱の連続長さと噴射条件について示す。まず代表的な噴霧流の瞬間写真例を図 9.1, 9.2 に示す。図 9.1 はフラッシュ型噴口で相対的に液噴射流量の少ない場合であり、噴霧流の発生位置が比較的是っきり分る。図 9.2 は液噴射流量の多い場合であり、破断までの長さとしてどの長さをとるかはきわめて困難である。ここでは物理的に連続している長さを“安定長さ”と呼び、実質的に微粒化が完了していると思わせる長さを“微粒化完了長さ”とした。最初に微粒化完了長さ（ l_B ）について述べる。図 10 に l_B を液噴口径（ d_l ）で無次元化した長さを噴射条件のパラメータとして噴射流束の運動量比 $\rho_g u_{g0}^2 / \rho_l u_{l0}^2$ を用いて示す。但し l_B については気液が物理的に接触開始するまでの長さは減じた

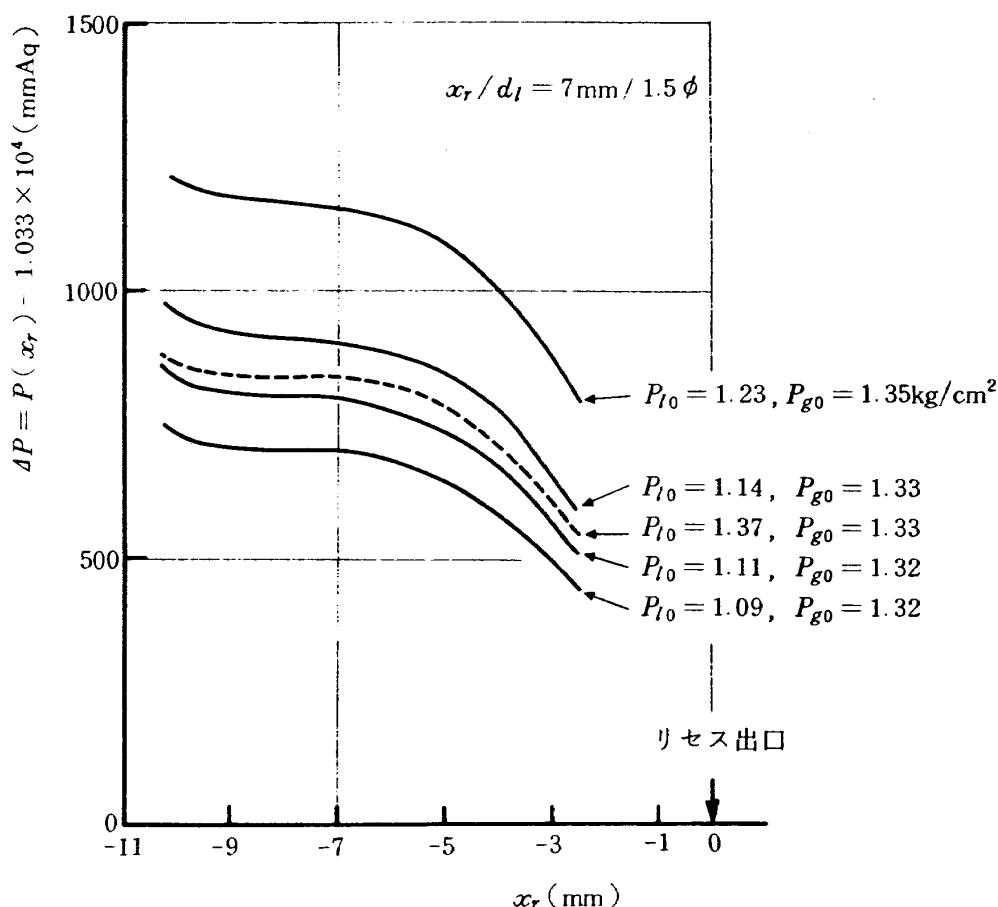
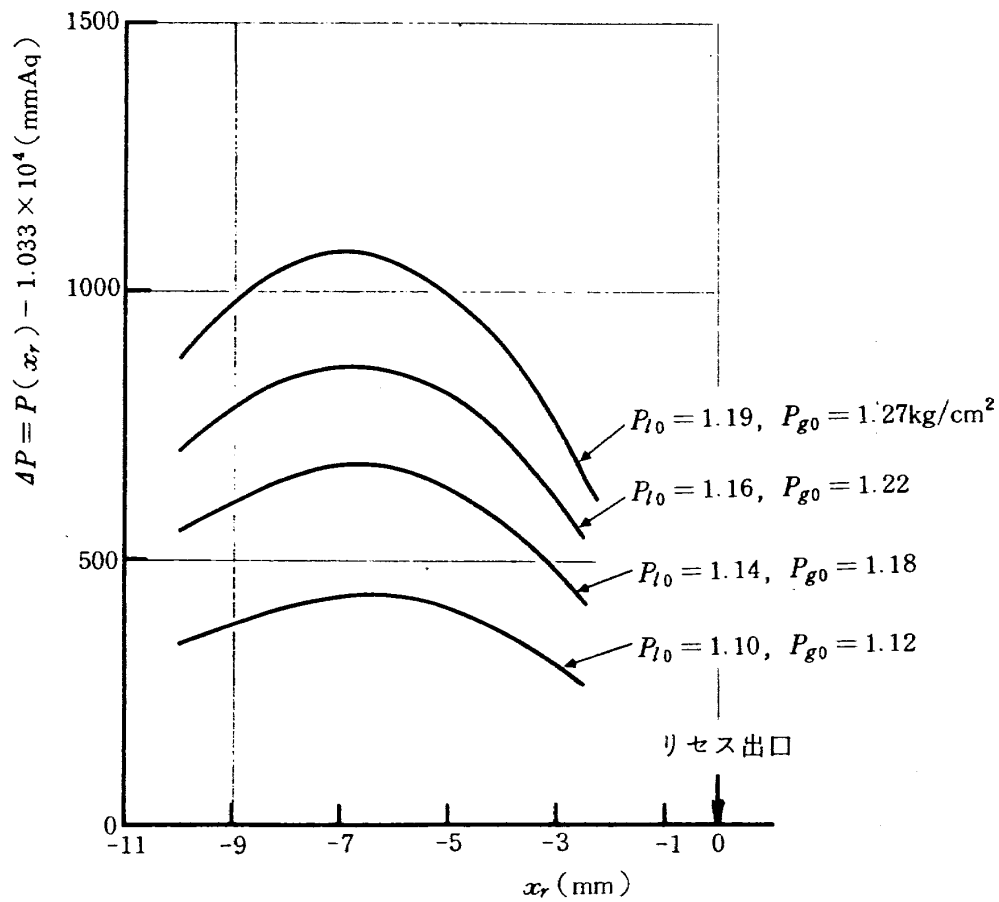
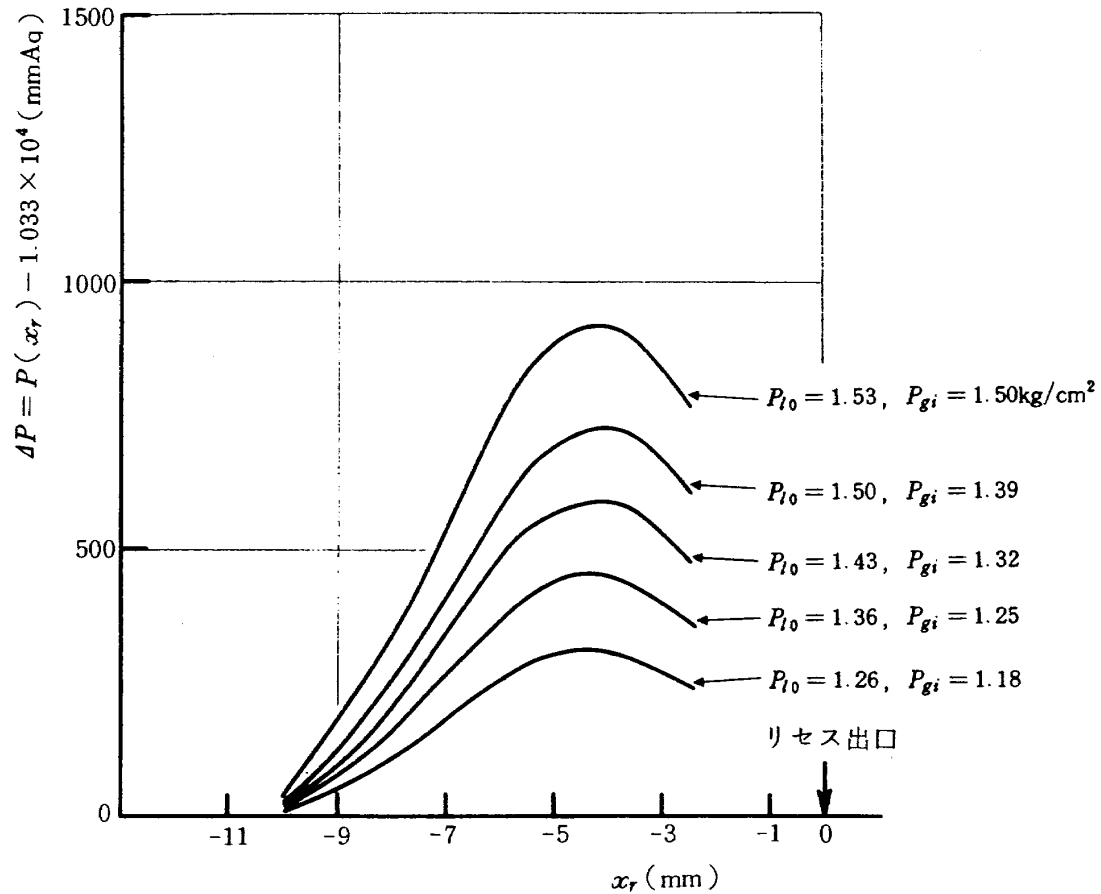


図 6 噴射条件によるリセス内静圧分布変化


 図 7.1 リセス内限界霧化条件 ($x_r = 9 \text{ mm}$, $d_l = 2.2 \phi$ の場合)

 図 7.2 リセス内限界霧化条件 ($x_r = 9 \text{ mm}$, $d_l = 1 \phi$ の場合)

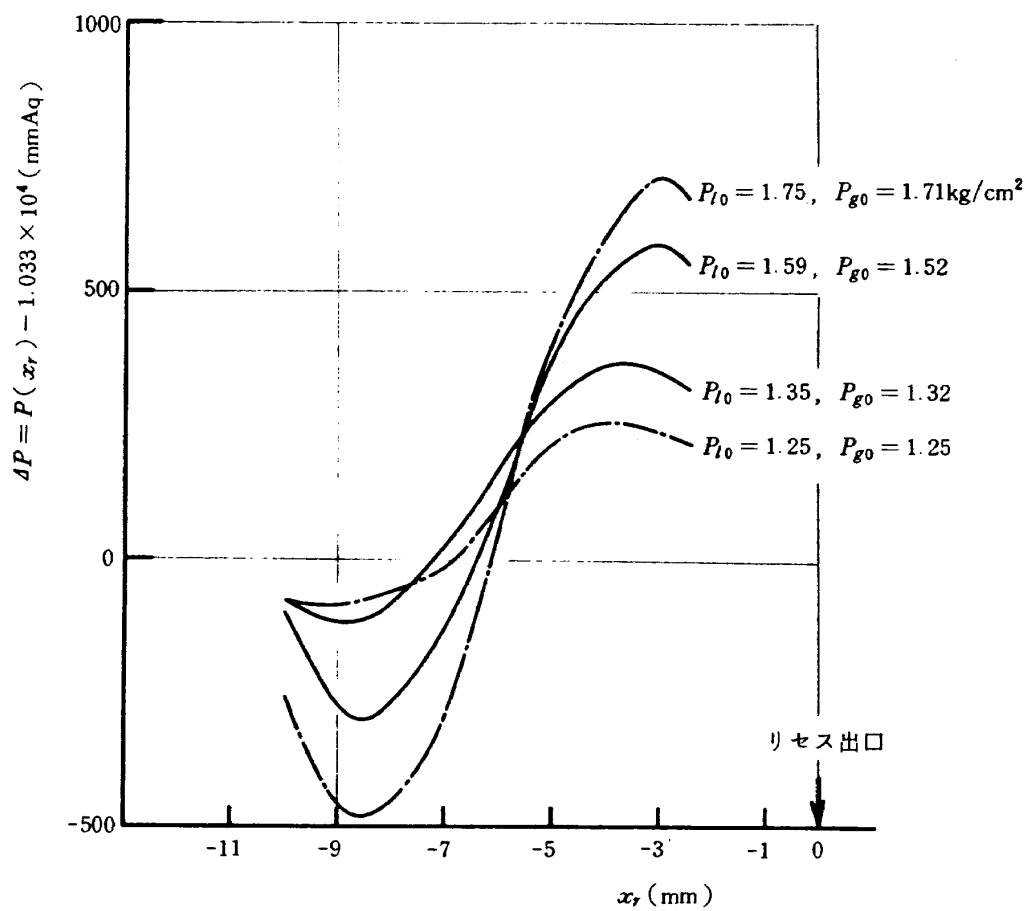


図 7.3 リセス内限界霧化条件 ($x_r = 9\text{mm}$, $d_l = 0.85\phi$ の場合)

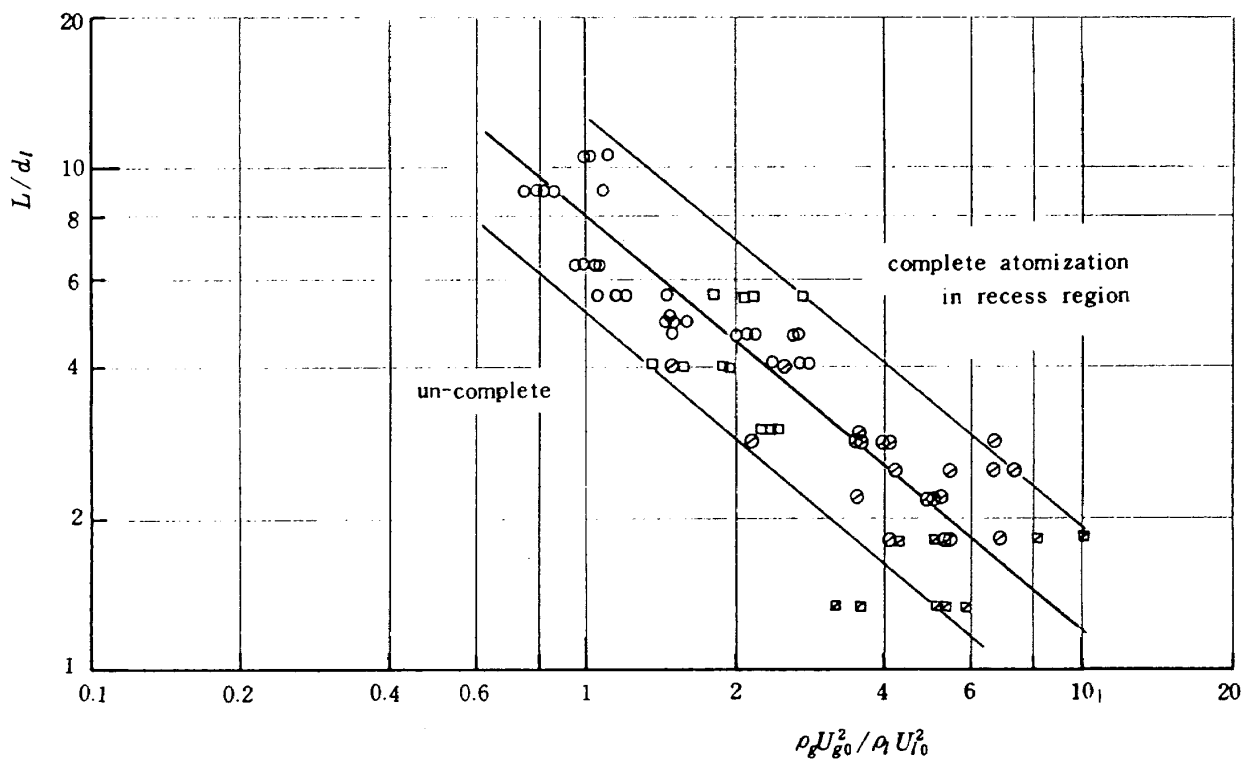


図 8 リセス噴口内限界霧化条件

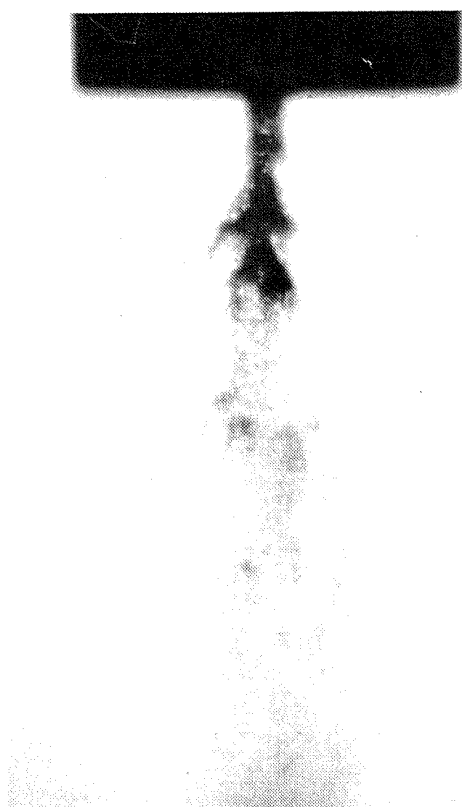


図 9.1 噴霧瞬間写真 フラッシュ型噴口 case H
 $\left(\begin{array}{ll} u_{g0} = 203.5 \text{ m/s} & w_{g0} = 4.68 \text{ g/s} \\ u_{l0} = 3.37 \text{ m/s} & w_{l0} = 8.8 \text{ g/s} \end{array} \right)$



図 9.2 フラッシュ型噴口 case I
 $\left(\begin{array}{ll} u_{g0} = 203.5 \text{ m/s} & w_{g0} = 4.71 \text{ g/s} \\ u_{l0} = 4.48 \text{ m/s} & w_{l0} = 13.27 \text{ g/s} \end{array} \right)$

値である。図中、丸印は水と窒素ガス噴霧流の場合であり、逆三角印は液体窒素（以後 LN_2 と記す）と窒素ガスの場合である。 LN_2/GN_2 噴霧流の代表的な様子を図 9.3 に示した。

以上の写真から分るように明確に微粒化長さを決めることが難かしいため図 10 での l_B/d_l の実験点のバラツキの範囲はかなり大きい。噴射流束の運動量比増加によって微粒化完了長さは減少する傾向にある。図中に文献⁽⁷⁾による LOX/GH_2 ロケットの燃焼中の噴霧流の写真観察から得られている“visible LOX -jet length”のデータもプロットした。これらの噴射条件は表 4 の通りである。噴射流束の運動量比に対する傾向は本実験とほぼ同じであるが、絶対値は幾分大きい目である。

一方、“安定長さ”について図 11 に示す。図 10 との比較から、実質的な微粒化長さは液柱の安定長さの約 3 倍であると言える。

次にもう一つの重要な量である粒径については、



図 9.3 液体窒素 / ガス窒素
 $\left(\begin{array}{ll} u_{g0} = 256 \text{ m/s} & w_{g0} = 4.87 \text{ g/s} \\ u_{l0} = 15.18 \text{ m/s} & w_{l0} = 46.4 \text{ g/s} \end{array} \right)$

表 3 液体酸素，液体窒素の物性値

	記号	単 位	液体酸素 (LOX)	液体窒素 (LN ₂)
沸 点	T_b	K	90.18	77.32
臨界温度	T_{cri}	K	154.77	125.96
蒸気圧	P_{vap}	atm	2.5 (100 K)	0.846 (76 K)
密 度	ρ	gr/cm ³	1.142 (90 K)	0.8084 (77.31 K)
粘 度	μ	c poise	0.19 (90.1 K)	0.158 (77.33 K)
定圧比熱	C_p	cal/gr · K	0.2175 (80 K)	
熱伝導率	k	cal/cm · s · K	0.1718×10^{-4}	3.33×10^{-4}
蒸発潜熱	h_v	cal/gr	50.8	47.74

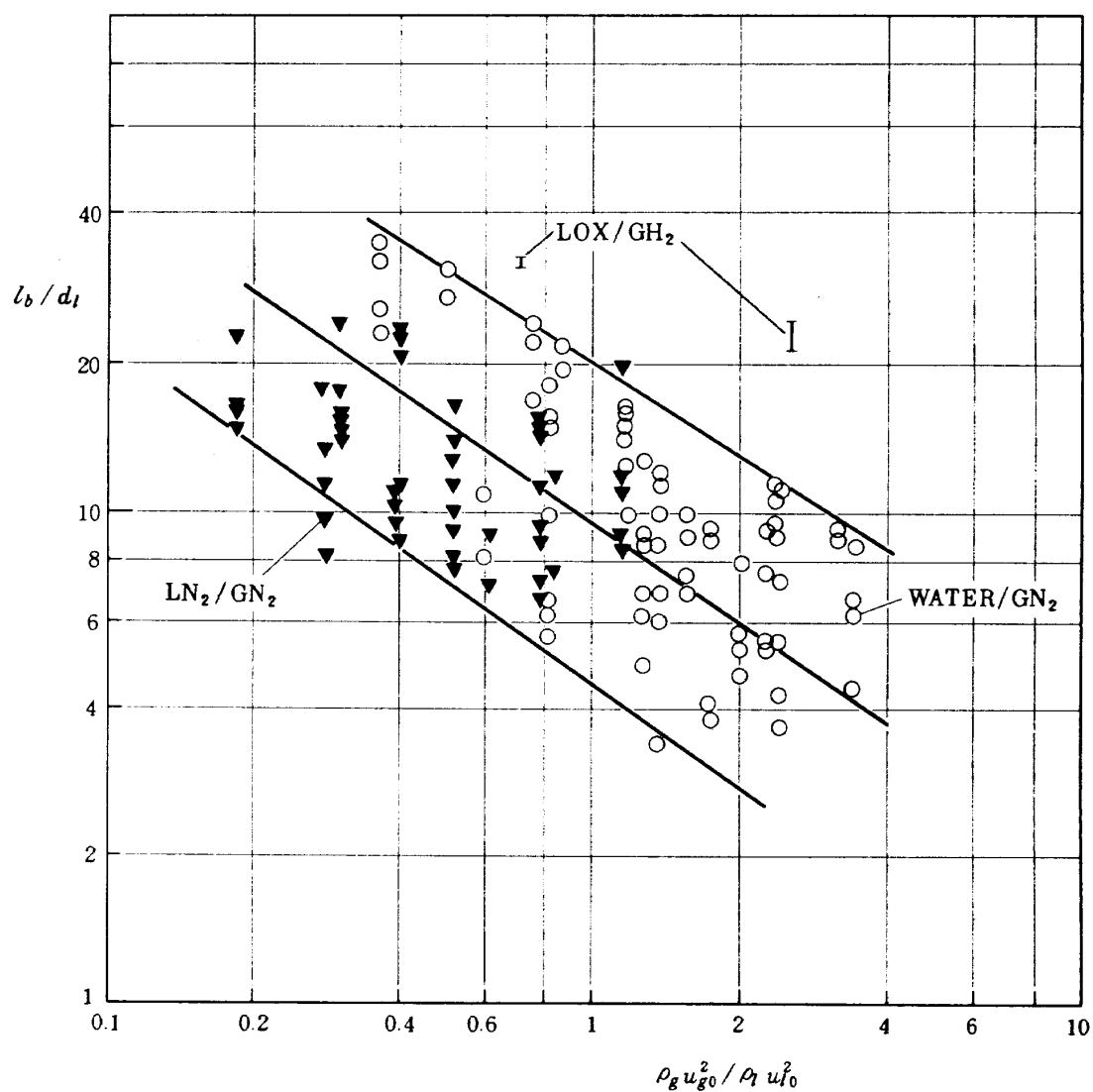


図 10 実質微粒化完了長さ

表 4 LOX・GH₂ 燃焼における LOX 噴流可視長さ (文献⁽⁷⁾)

O/F	w_{LOX} (kg/s)	w_{H_2} (kg/s)	P_c (kg/cm ² _{abs})	$T_{H_2, inj}$ (K)	d_l (mm)	d_g (mm)	x_r (mm)	θ_l (deg)	u_{LOX} (m/s)	u_{H_2} (m/s)	u_{H_2}/u_{LOX}	$\frac{(\rho_0 u_0^2)_{H_2}}{(\rho_0 u_0^2)_{LOX}}$	l_{max} (mm)	l_{max}/d_l
4.9	0.269	0.054	33.05	278	3.35	4.76	0	0	26.9	801	29.8	2.20	71 ~ 81	21.2 ~ 24.3
7.1	0.297	0.042	31.64	175	3.35	4.76	0	0	29.7	408	13.7	0.71	104 ~ 109	31.1 ~ 32.6

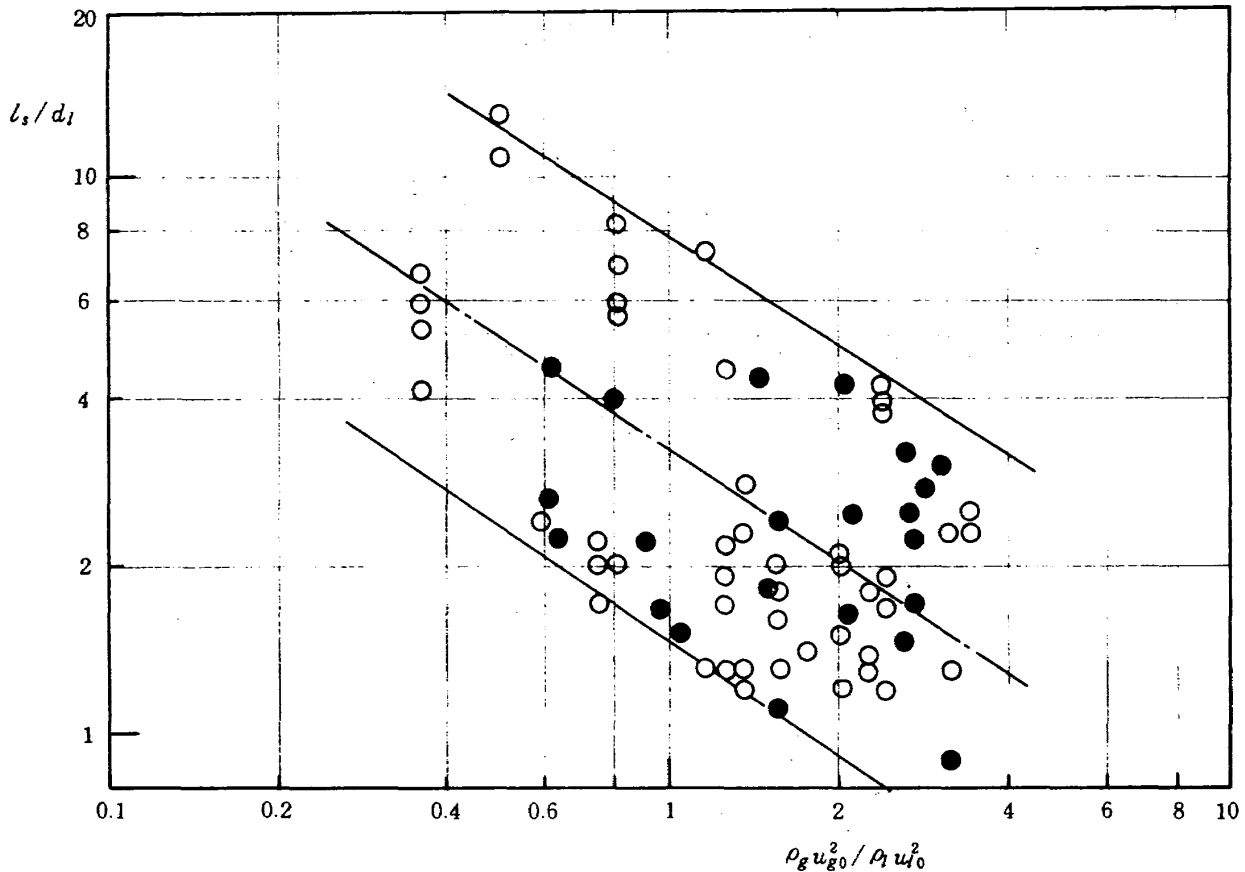


図 11 液柱安定長さ

フラッシュ型の場合と同様に気流噴射弁に対する棚沢の式⁽⁸⁾によって平均粒径 \bar{d} を与えた。すなわち

$$\bar{d} = 1.83 \times 10^6 \frac{1}{(u_{g0} - u_{l0})} \sqrt{\frac{\sigma_l}{\rho_l}} + 2.81 \times 10^3 \left(\frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma_l \rho_l}} \right)^{0.45} \left(1000 \frac{Q_l}{Q_g} \right)^{1.5} \quad (1)$$

で与え、この時の重量分布は

$$\frac{\Delta w}{w} = \rho_l \beta \frac{\left\{ \frac{\Gamma(\alpha+4)/\beta}{\Gamma(\alpha+3)/\beta} \right\}^{\alpha+3}}{\left\{ \frac{\Gamma(\alpha+4)/\beta}{\Gamma(\alpha+3)/\beta} \right\}^{\alpha+4}} \left(\frac{d}{\bar{d}} \right)^{\alpha+3} \cdot \exp \left[- \frac{\Gamma\{(\alpha+4)/\beta\}^\beta}{\Gamma\{(\alpha+3)/\beta\}^\beta} \left(\frac{d}{\bar{d}} \right)^\beta \right] \frac{\Delta d}{\bar{d}} \quad (2)$$

ここに $\alpha = 2$, $\beta = 1$

である。各噴射条件に対する平均粒径は表 2 に示してある。

4. 実験結果

4.1 気相速度の測定

表 1 に示した case J ~ V について噴口からの距離 (h) を変えて、各 h における半径方向 (r) の気相速度分布を測定した。表に示したように case N, Q, T, U, V では水噴口に開角のあるもの、case Q はさらにガス側噴口にも開角のある場合である。これらの測定値を図 12.1 ~ 12.8 に示す。以下代表例についてフラッシュ型と比較して述べる。(1) フラッシュ型で顕著であった遷移領域、すなわち噴口寄りの位置で、

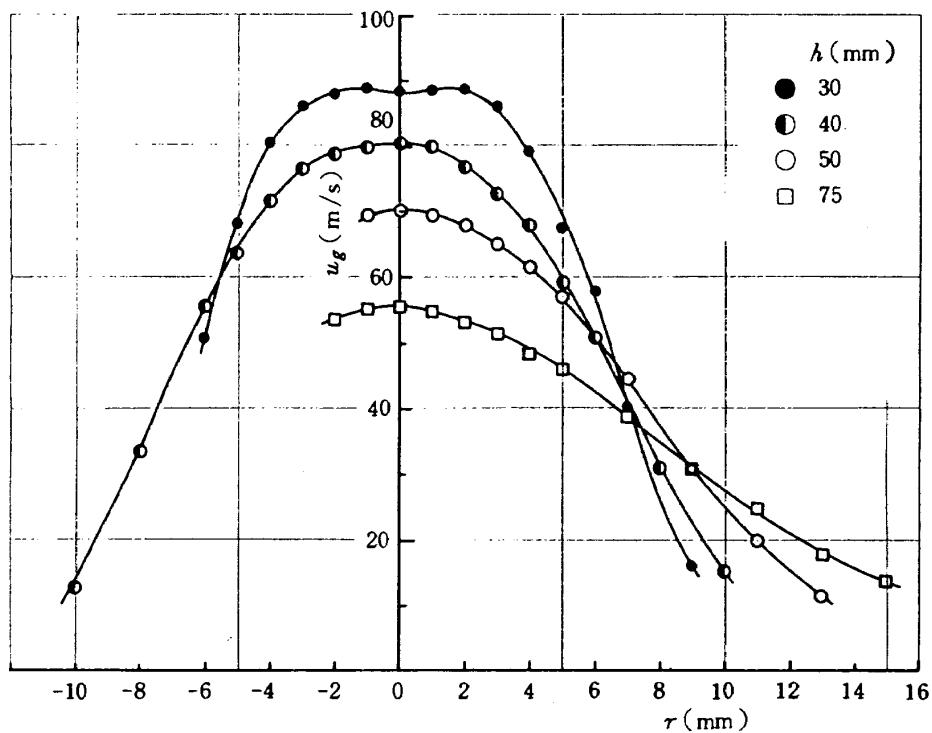


図 12.1.1 気相速度分布 (case J)

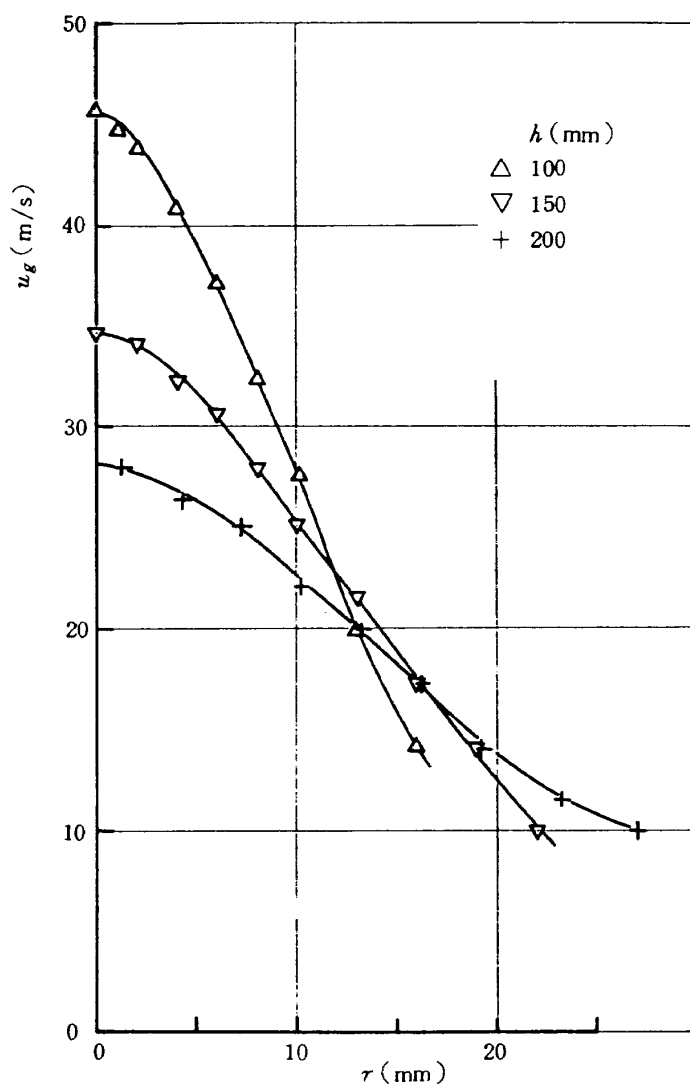


図 12.1.2 気相速度分布 (case J)

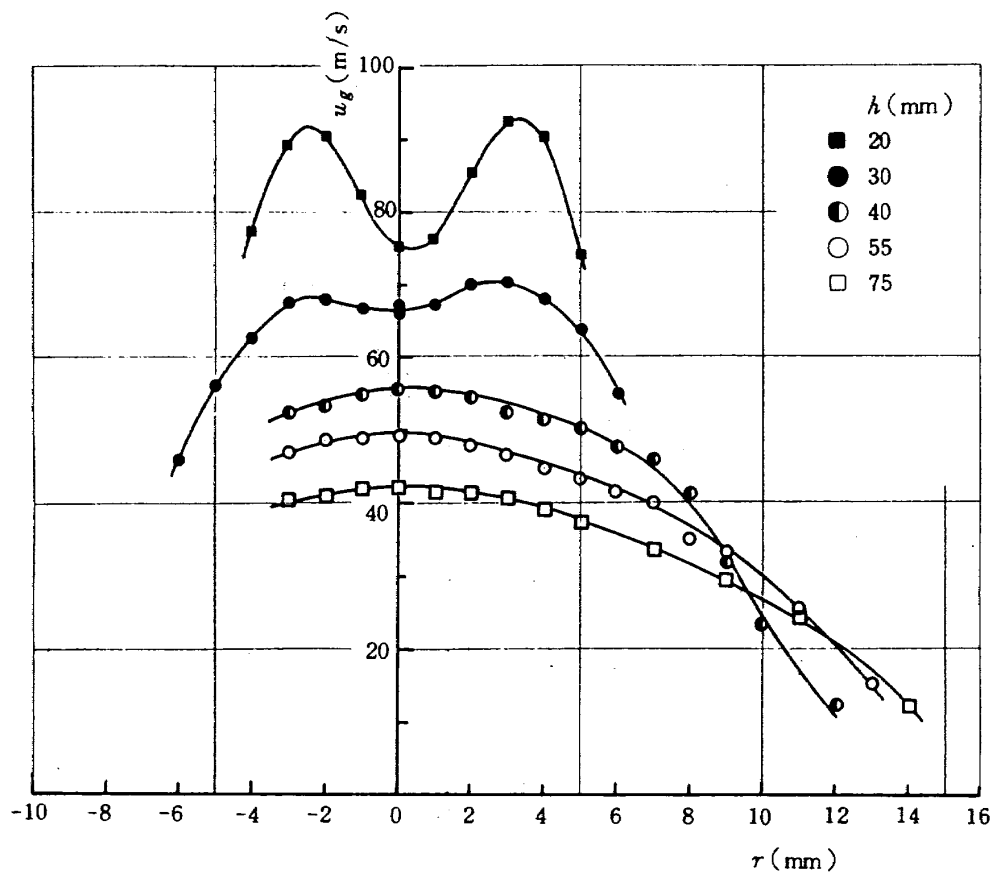


図 12.2.1 気相速度分布 (case L)

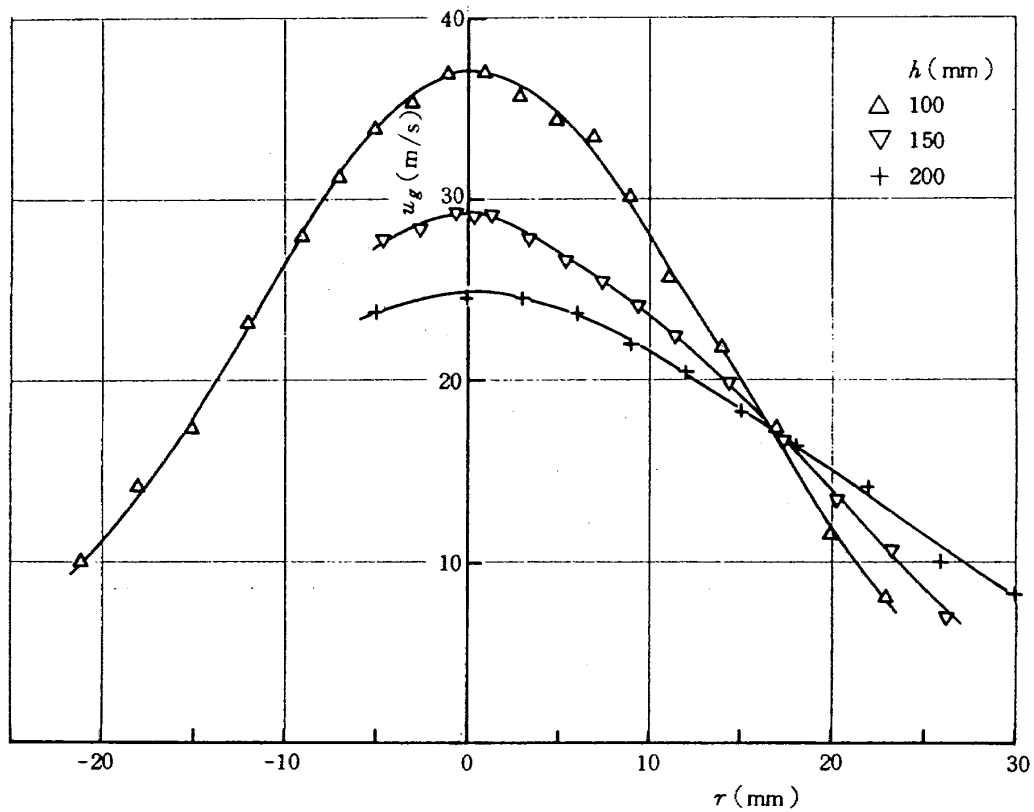


図 12.2.2 気相速度分布 (case L)

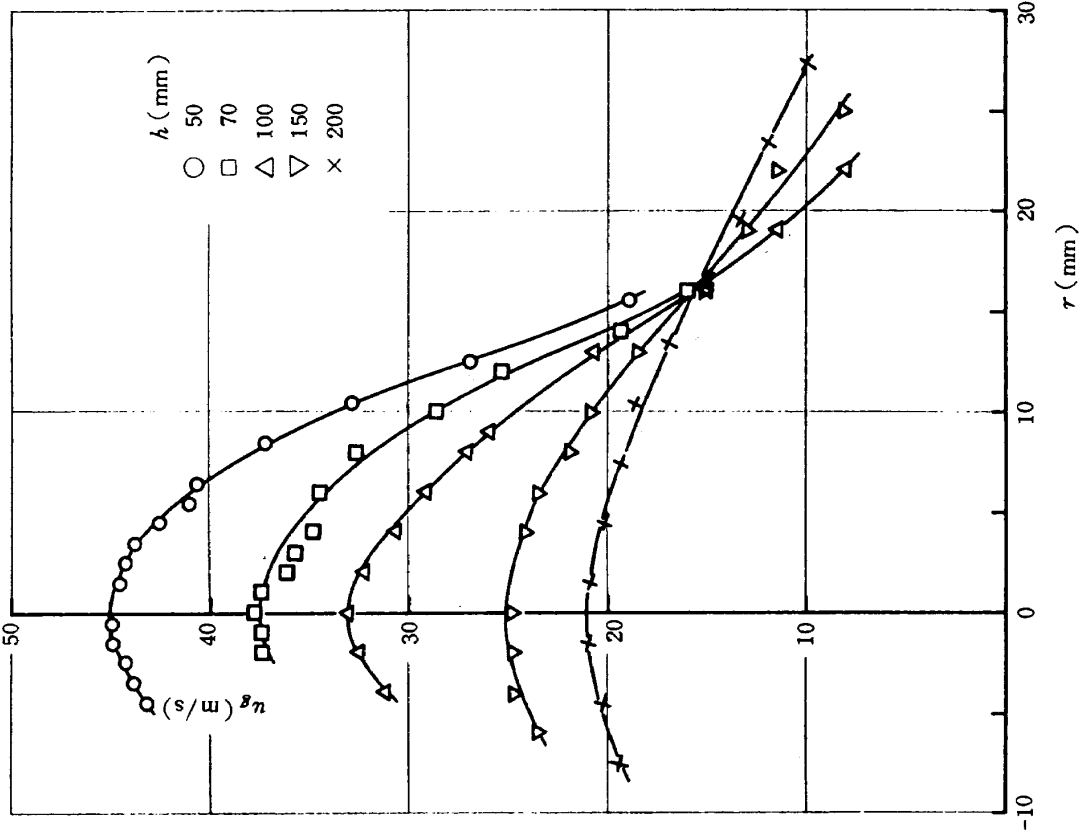


図 12.4 気相速度分布 (case P)

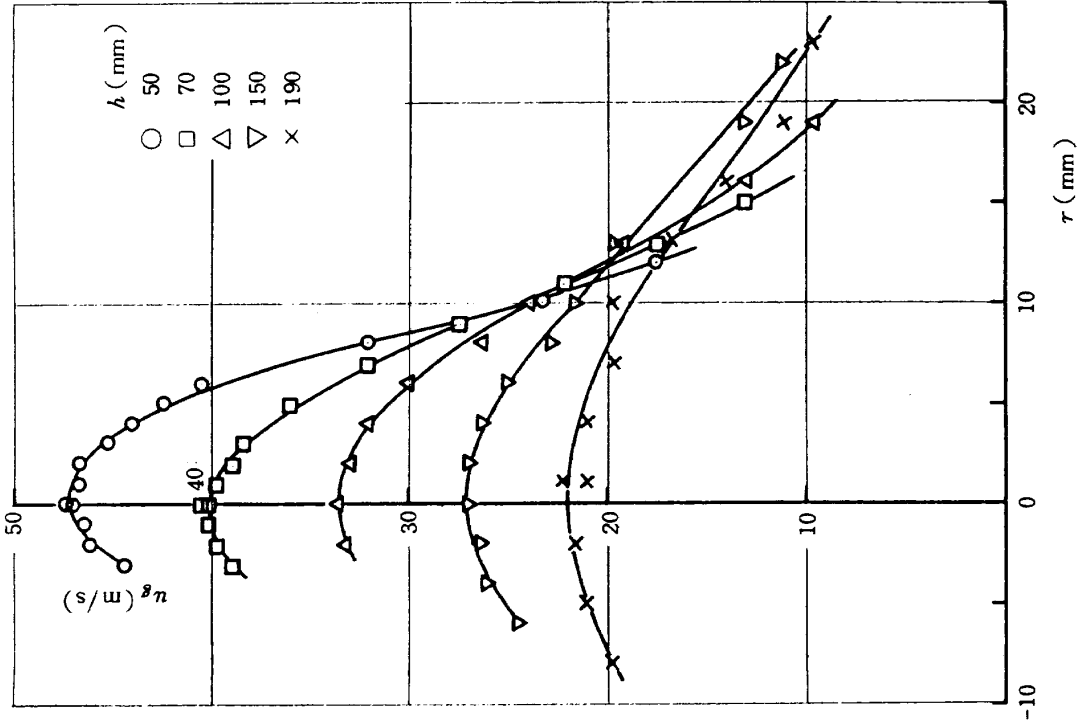


図 12.3 気相速度分布 (case N)

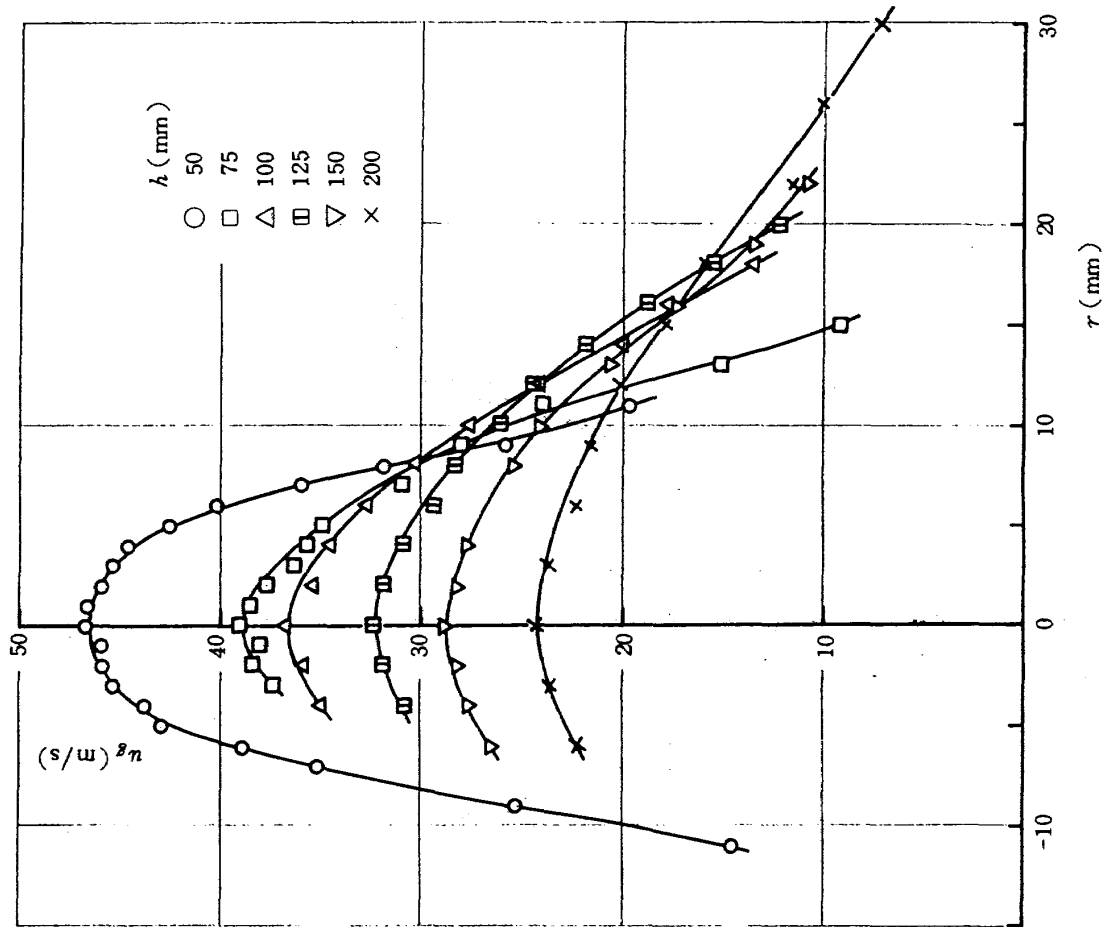


図 12.6 気相速度分布 (case R)

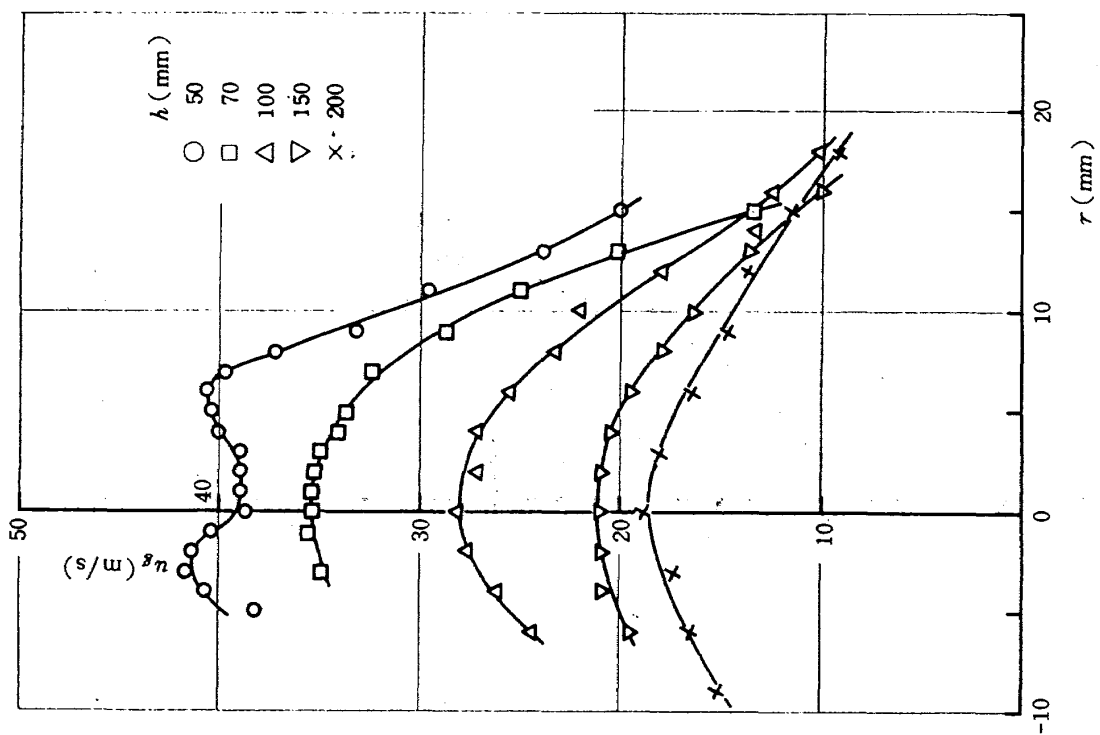


図 12.5 気相速度分布 (case Q)

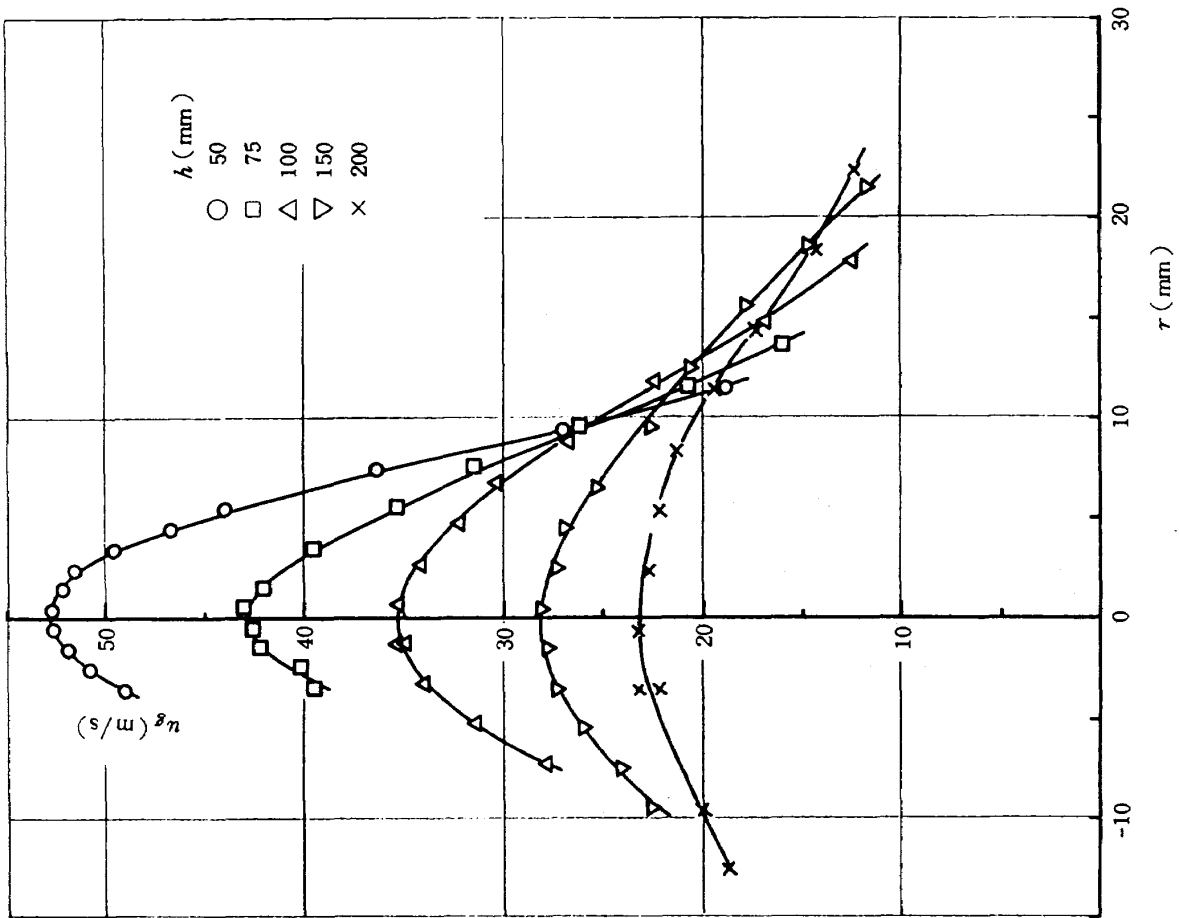


図 12.8 気相速度分布 (case U)

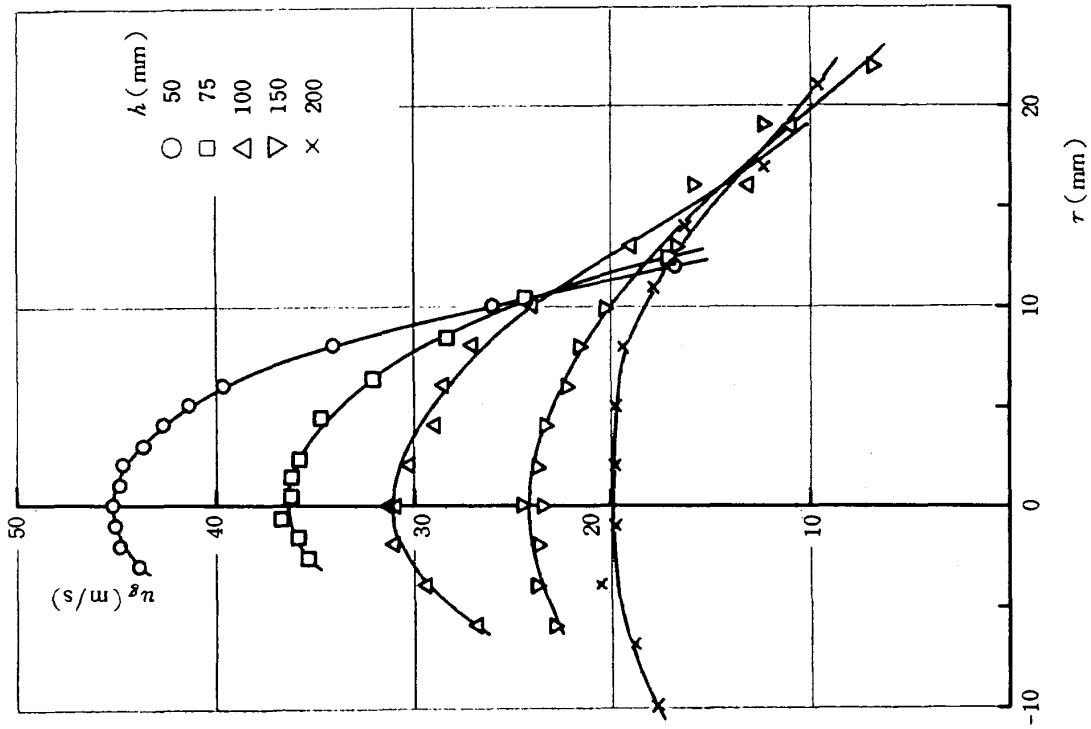


図 12.7 気相速度分布 (case T)

密に存在する液滴群の影響を受けて中心軸上で速度欠損を持った領域，は同一噴射流量のフラッシュ型に比べて短い距離になっている。(2) 主領域での軸上(最大)気相速度の絶対値は，同一噴射条件のフラッシュ型に比較して低い値である。これは噴口内ですでに液滴群が発生し，これを加速するために必要な気相側運動量が消費されていることによるものである。

4.2 気相速度分布の半値幅による整理

前節の気相速度測定値半径方向プロファイルから速度半値幅(\bar{r}_u)が定まる。この半値幅を用いて半径方向速度分布を整理し図 13.1 ~ 13.8 に示す。主領域においてはフラッシュ型と同様にほぼ次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u(x, r) &= u_c(x) (1 - \xi_u^{1.5})^2 \\ \xi_u &\equiv r/R_g(x) = r/2.267 \bar{r}_u(x) \end{aligned} \right\} (3)$$

但し噴口寄りの位置での速度プロファイルは上式から離れて，中心部で偏平な吊鐘状の分布になっている

ことが分る。第 7 節で述べる計算では主領域において(3)式を仮定することになるが，計算結果と測定値との不一致が出て来るのはこのためである。従って計算値と実験値の傾向を噴口近くでも一致させるためには遷移領域後，直ちに(3)式のプロファイルに移行するのではなく，例えば吊鐘状の速度プロファイル等を考慮する必要がある。

4.3 中心軸上における気相速度変化

代表例についてフラッシュ型と比較して示す。水噴口径および気液噴射条件のほぼ等しい case J と case A($d_l = 1\text{mm}\phi$)，また case L と case G($d_l = 1.6\text{mm}\phi$)，および case P と case I($d_l = 2.2\text{mm}\phi$) について述べる。

まず水噴口径 $d_l = 1\text{mm}\phi$ でリセスのある場合(case J)とない場合(case A)を比較する。噴射条件はともに $P_{l,0} = P_{g,0} = 1.33\text{ kg/cm}^2, \text{ abs}$ である。両者の中心軸上気相速度の軸方向変化を図 14.1 に示す。case J では図 2.2 に示したようにリセス内に

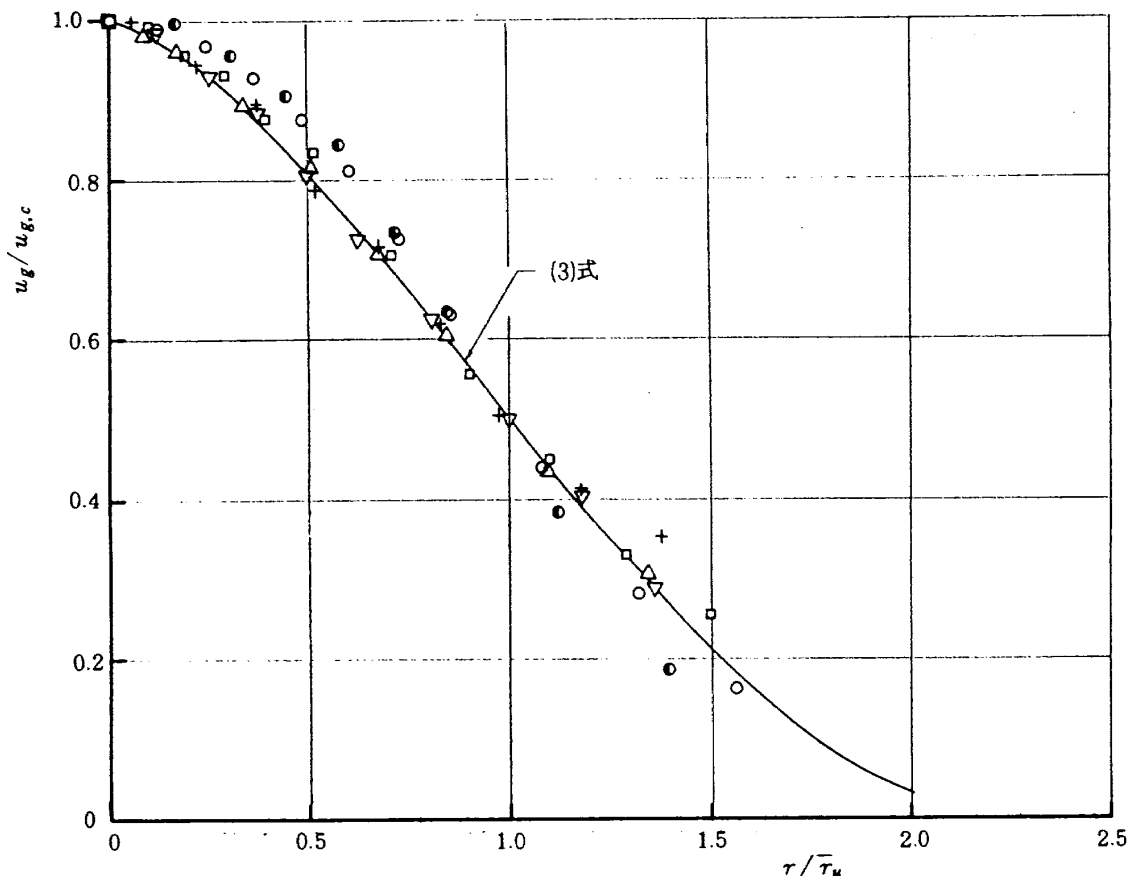


図 13.1 気相速度半径方向プロファイル (case J)

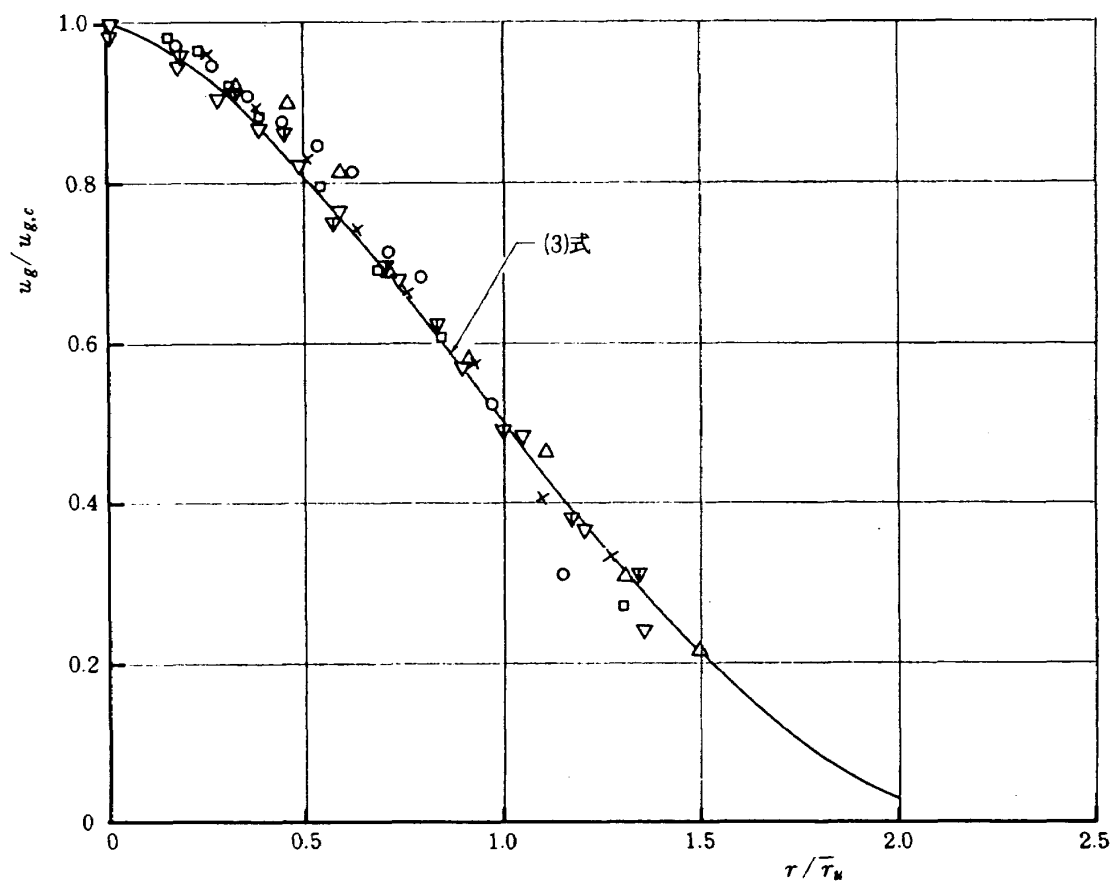


図 13.2 気相速度半径方向プロファイル (case L)

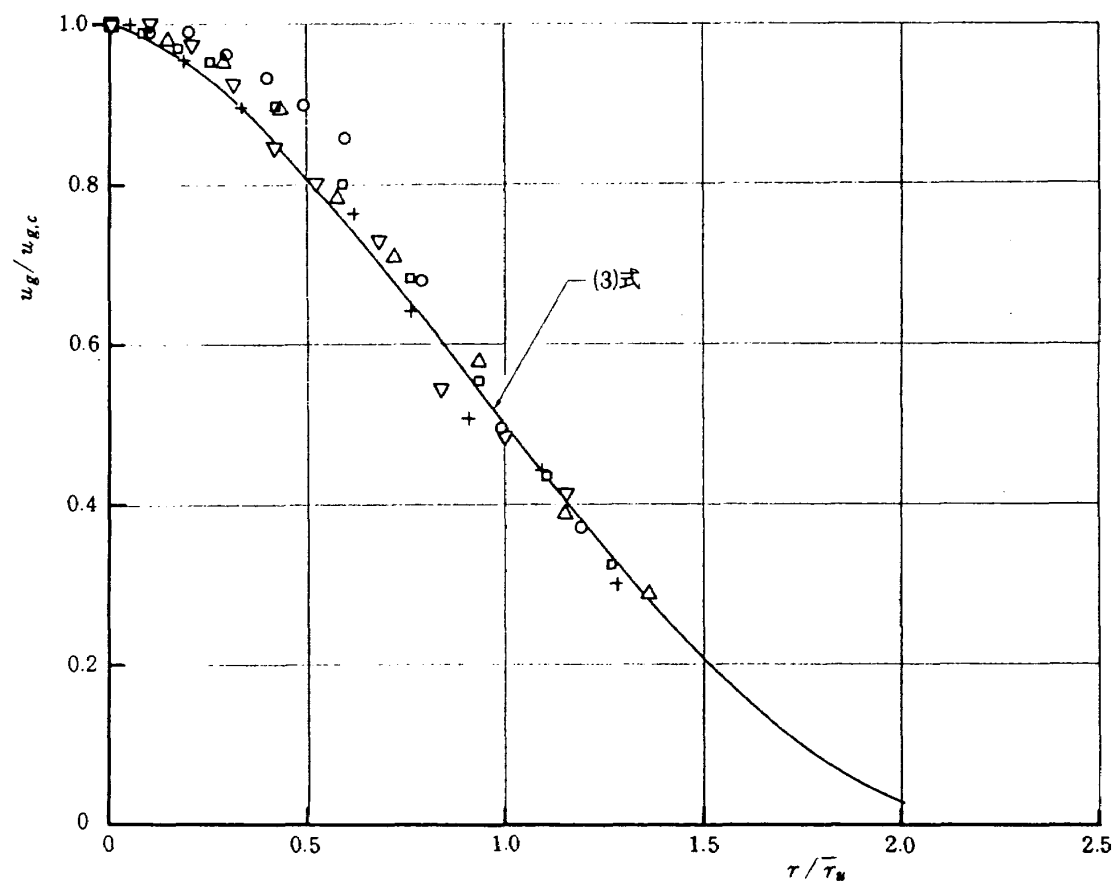


図 13.3 気相速度半径方向プロファイル (case N)

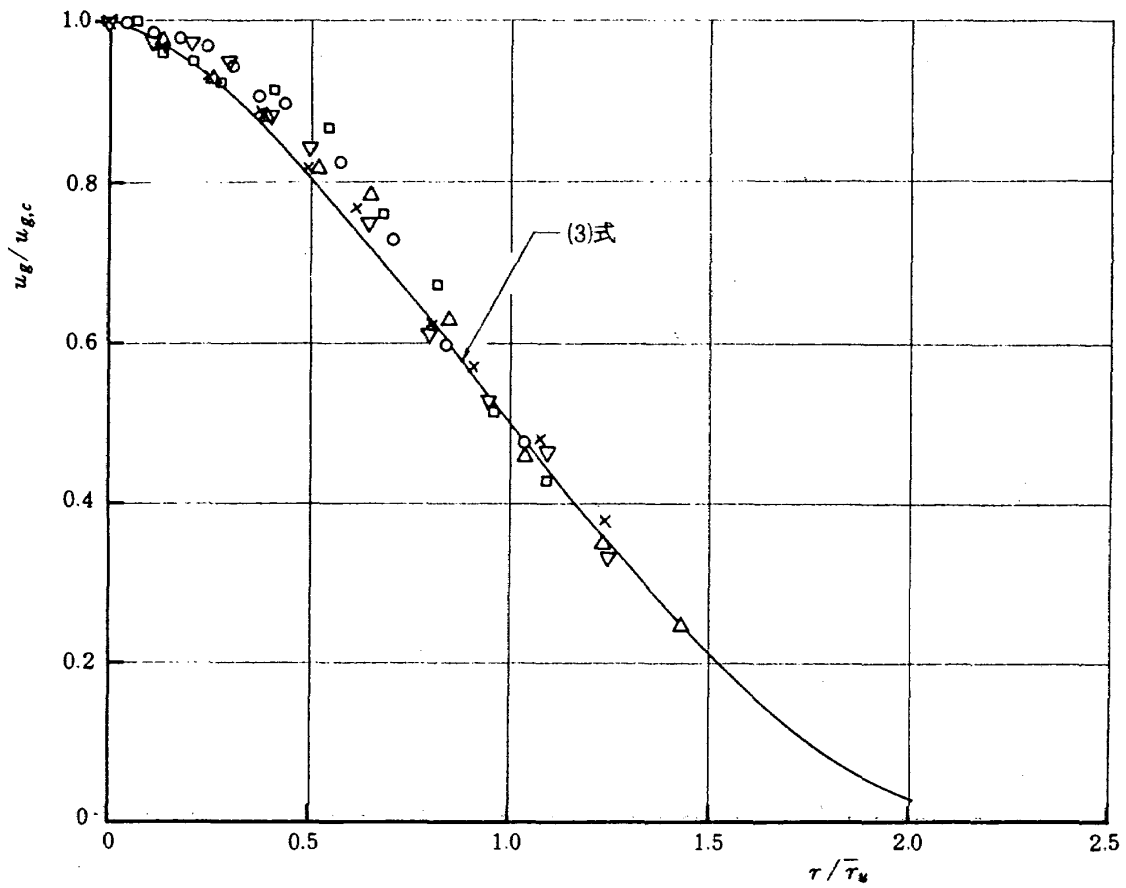


図 13.4 気相速度半径方向プロフィール (case P)

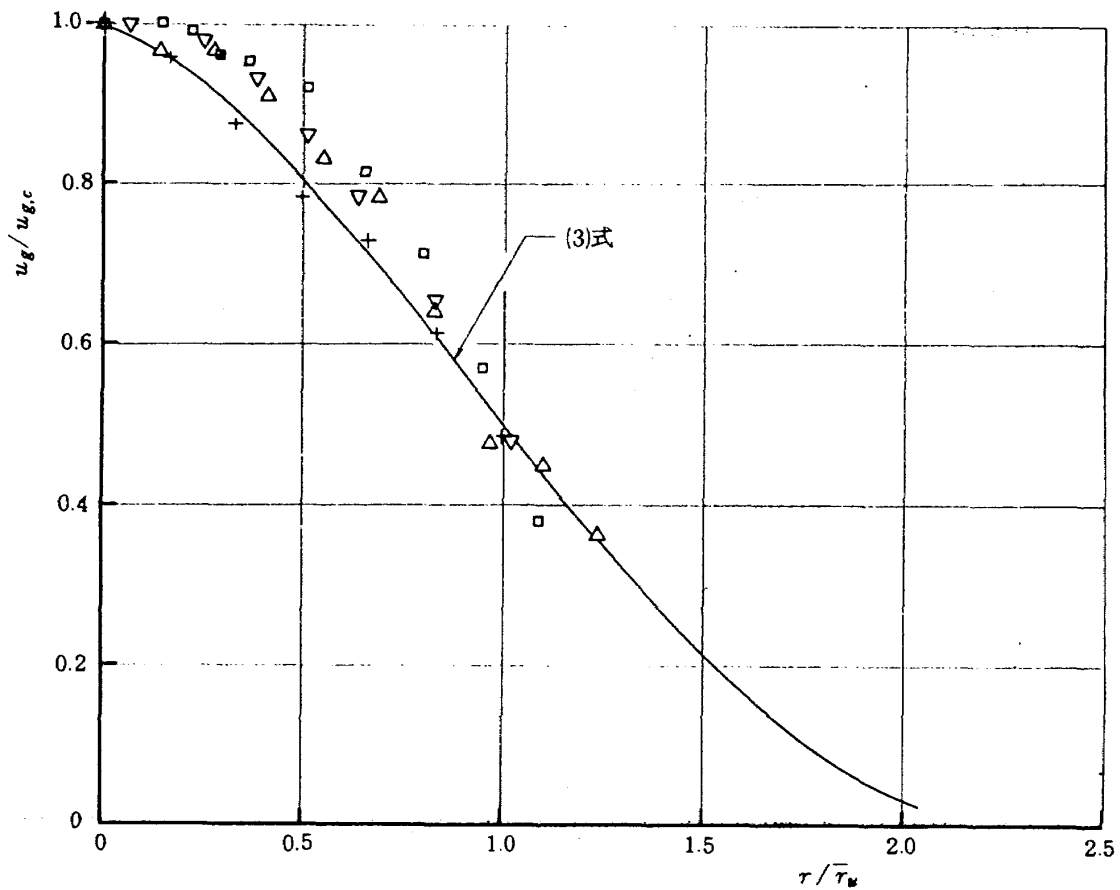


図 13.5 気相速度半径方向プロフィール (case Q)

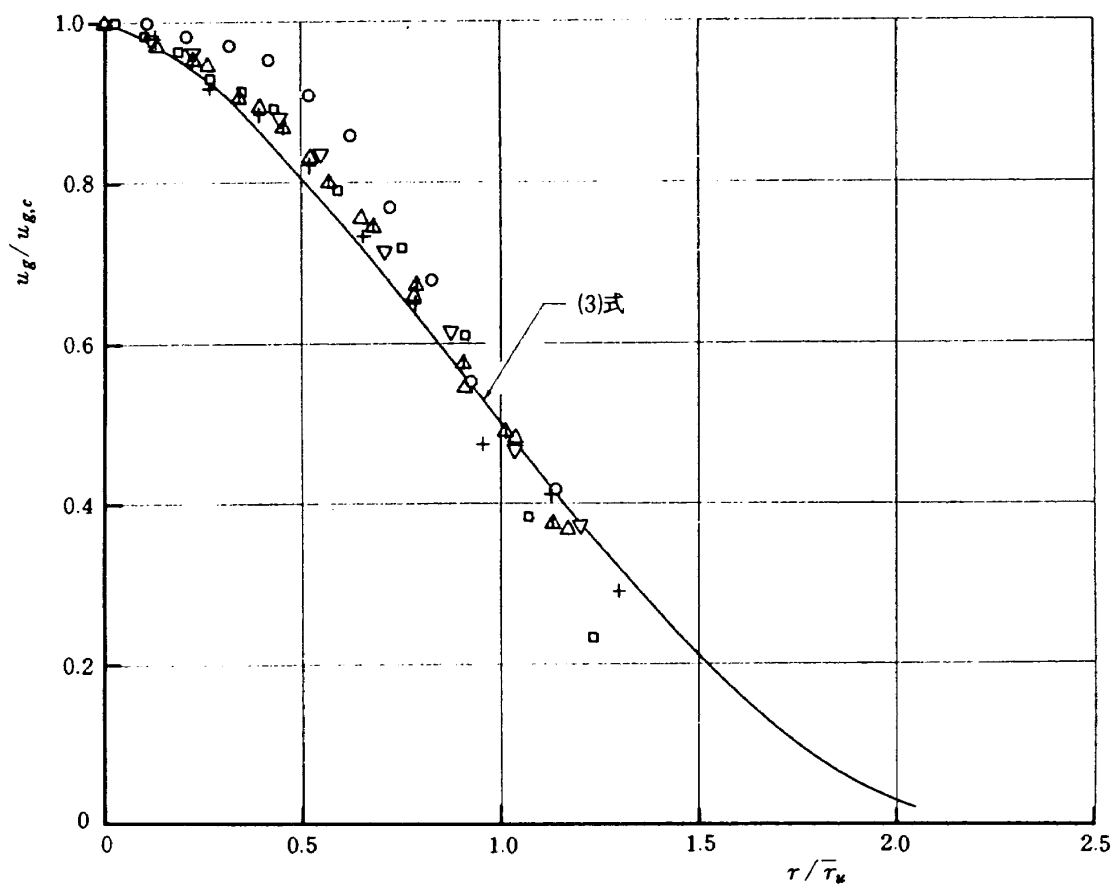


図 13.6 気相速度半径方向プロファイル (case R)

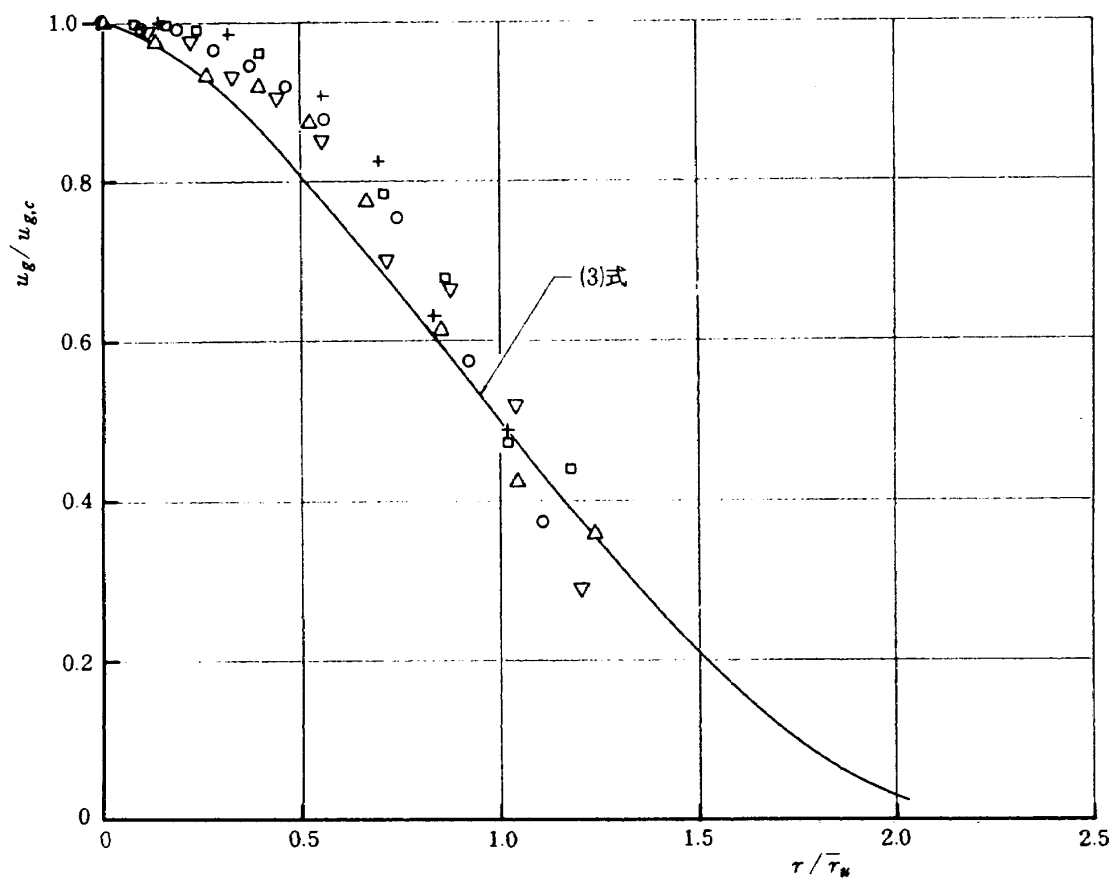


図 13.7 気相速度半径方向プロファイル (case T)

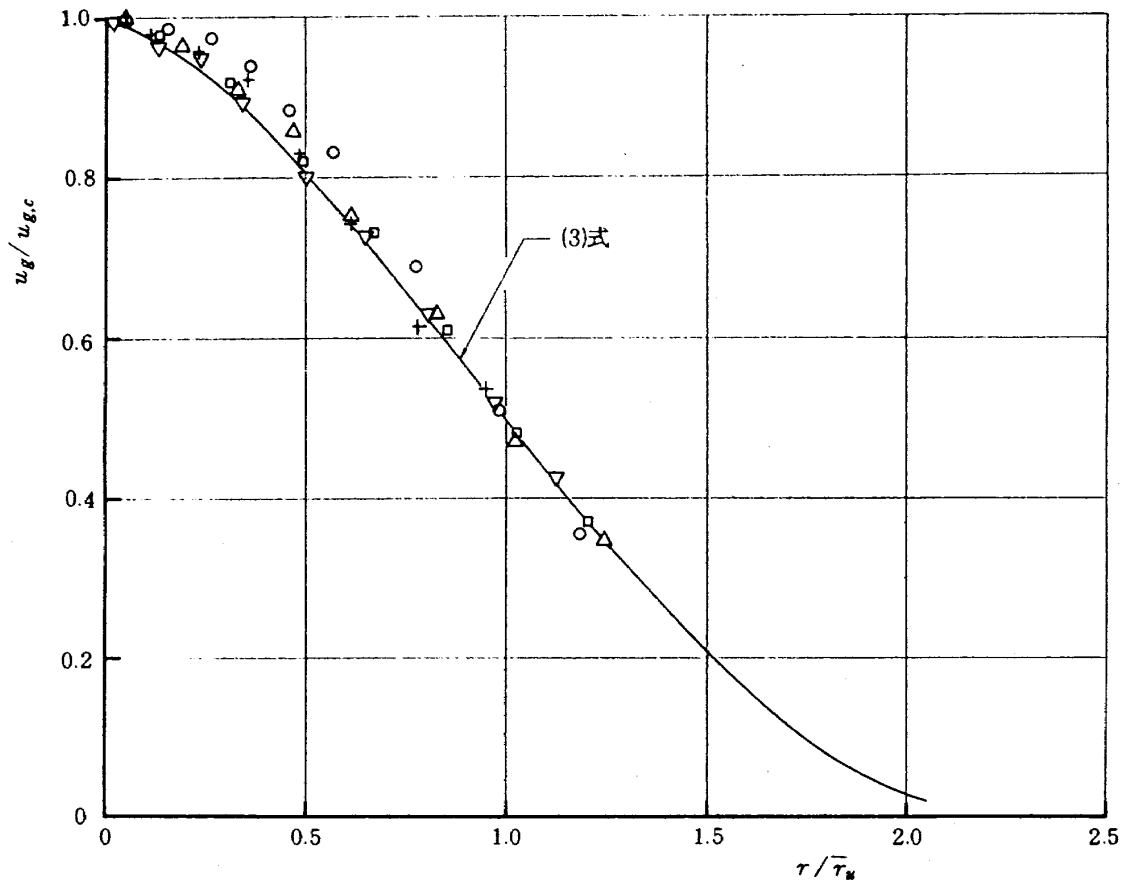


図 13.8 気相速度半径方向プロファイル (case U)

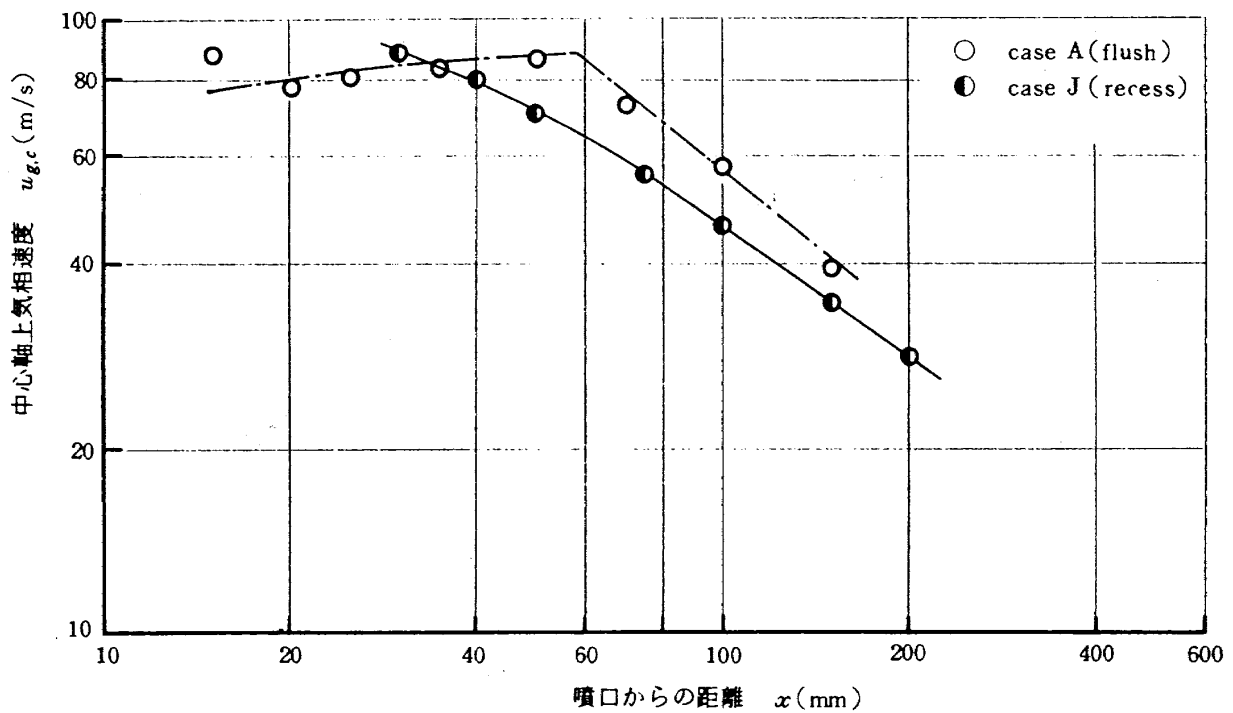


図 14.1 中心軸上気相速度

正の圧力分布を持ち、気液が接触開始する $x = -9$ mm の位置で約 $4P = 150 \text{ mmAq}$ であるが、気相側噴射初速度への背圧としての影響は（約 -5 m/s ）小さく、水噴射初速度への影響も無視出来るから、噴射条件としては、フラッシュ型 case A とほぼ同一であると見做せる。リセス型の場合は前述のように遷移領域は短くなっている。case J では $x \approx 30 \text{ mm}$ の位置で僅かに中心軸上で速度欠損を有するが、これに対してフラッシュ型の case A ではこの領域で典型的な凹分布であり、 $x = 50 \text{ mm}$ 程度まで遷移領域が続く。このことは case J ではリセス内部で微粒化がほぼ完了した後、気液の混合が進行しており、噴口出口においては比較的均一な噴霧流になっていることを意味するものである。また主領域での case J の速度絶対値はリセス内で液滴群を加速することによって低下するから、フラッシュ型 case A に比べて低い速度となっている。

このようにリセス型とフラッシュ型では噴口出口での噴霧の状態が異なっているため、気相側の乱れの状態、すなわち局所的乱れのスケールおよび強さも異なって来ることが考えられる。更に、これらによる噴射 GN_2 と誘引空気の混合状態もなんらかの影響を受けるものと思われる。このことについては第

4.9 節で噴霧流気相成分の分析を行ない検討する。

次に水噴口径を大きくして $d_l = 1.6 \text{ mm}\phi$ で、リセスのある場合 case L と無い場合 case G を比較して図 14.2 に示す。

case L ではリセス内圧力分布、図 2.4 から見て $x = -9 \text{ mm}$ における背圧は噴射初速度に影響を与える。リセス型 case L では $u_{g0} = 176 \text{ m/s}$ 、フラッシュ型 case A では $u_{g0} = 203.5 \text{ m/s}$ となる。またリセス型では水噴射初速度 u_{l0} も背圧の影響を受けるので、これを考慮して水噴射圧力を高めた。結果として気液噴射速度比 ($u_R = u_{g0}/u_{l0}$) ではほぼ同じ値を与えるようにした。この場合も前述の case J, A の特徴と同じことが言えるが、 $d_l = 1 \text{ mm}\phi$ の場合に比較して速度減衰の勾配はいく分緩やかになる。これは case L では case J にくらべて水噴射流量が増えたことによってリセス内で消費される気相側運動量が多くなるから、噴口出口後の気相速度の絶対値は低下するが、リセス内で液滴群に与えた運動量が多いため気相速度が液滴速度より低くなる位置以降では、液滴群に蓄えられた多くの運動量が再び気相側へ戻り、これによって気相の減速は緩やかになることによるものである。

さらに水噴口径を大きくして ($d_l = 2.2 \text{ mm}\phi$) 液

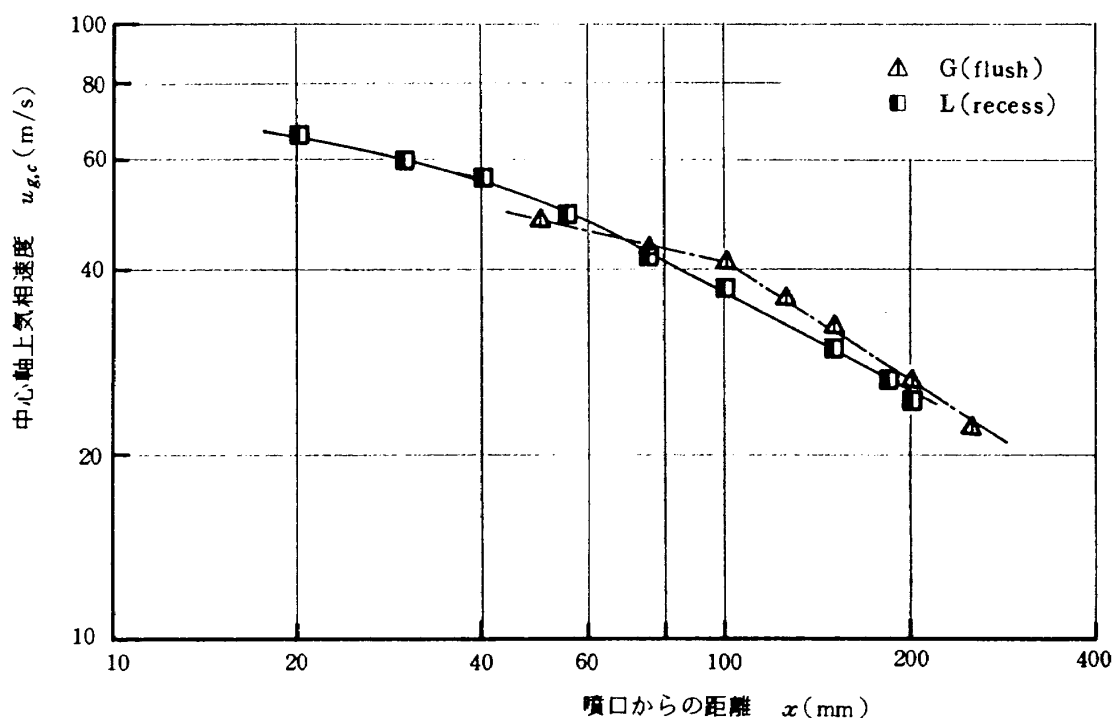


図 14.2 中心軸上気相速度

噴射流量 (w_{l0}) の GN_2 噴射流量 (w_{g0}) に対する比 ($\kappa_0 \equiv w_{l0}/w_{g0}$) を大きくした場合のリセス型 case P ($\kappa_0 = 3.73$) とフラッシュ型 case I ($\kappa_0 = 2.82$) について図 14.3 に示す。水噴射流量が多くなるに従いフラッシュ型 case I では噴口下流 $x \approx 70\text{mm}$ 程度の位置でも密に存在する液滴群の影響を受けて

速度欠損を持つ遷移領域が存在しているが、リセス型の case P では $x = 50\text{mm}$ の位置においてもこのような現象は表われていない。このことはリセス型噴口においては液滴群を拡散させるのに極めて効果的であることを意味しており、事実第 6 節で述べる気液混合度の比較によれば、リセス型噴射要素はす

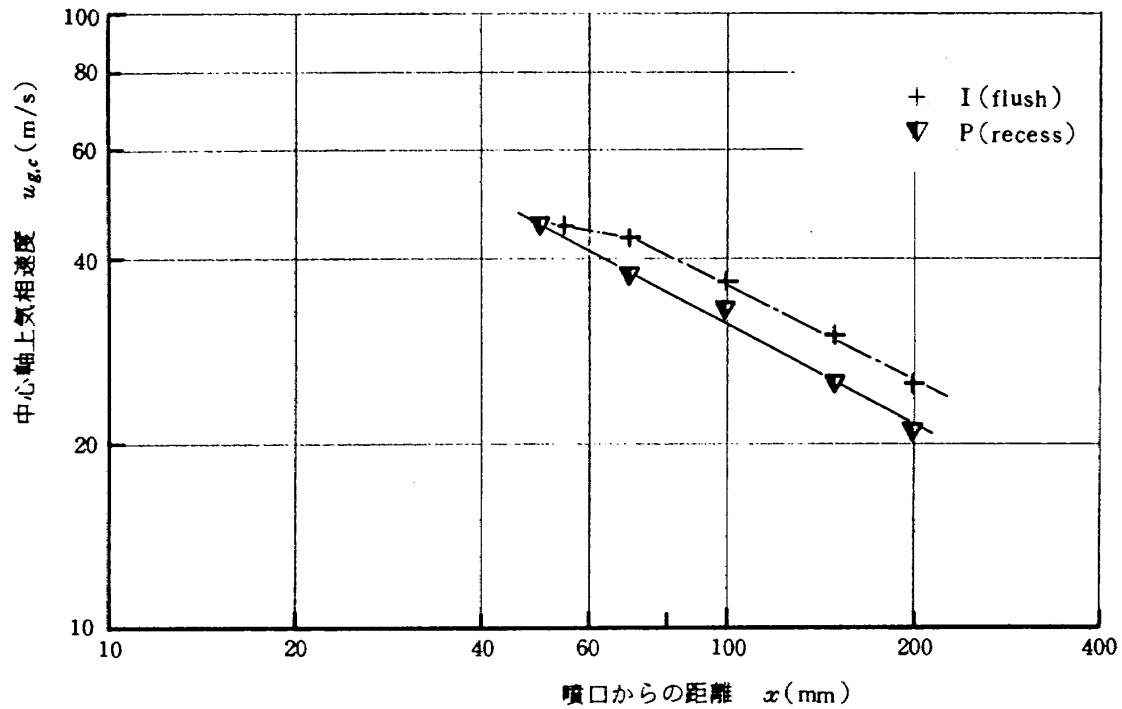


図 14.3 中心軸上気相速度

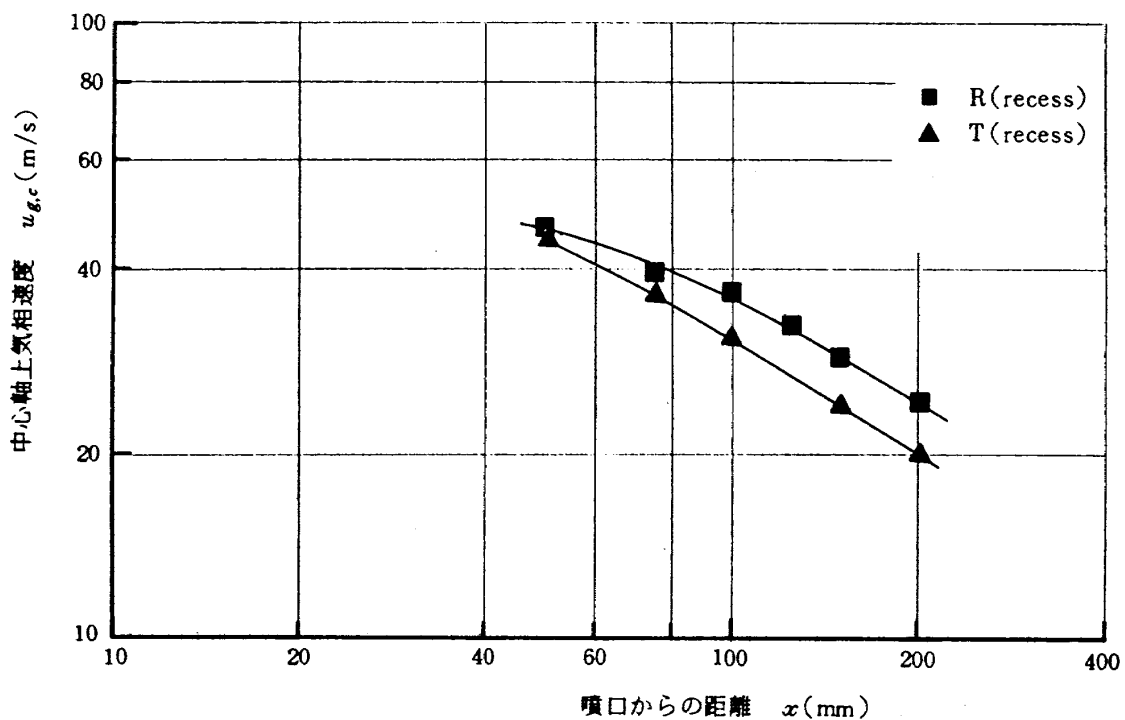


図 14.4 中心軸上気相速度

ぐれた混合度を得ることが出来るものである。case P でも、これまでの case J , L の特長と同じであり、水噴射流量が増えたことによる気相速度絶対値の低下、軸方向速度減衰の勾配の緩和の傾向も同じである。

更に本実験範囲で最も良い混合度を得られたリセス型 case T をリセス型 case R と比較して図 14.4 に示す。case T , R はともに $x_r = -4\text{mm}$, $d_l = 1.6\text{mm}\phi$ であるが case T では水噴口に開角 ($\theta_l = 15^\circ$)を与えた場合である。リセス内の圧力分布、図 2.8 から見て水噴口に開角のある case T では気相噴射初速度 u_{g0} へ僅かながら背圧の影響を与えるがおおむね同じである。水噴射速度は開角のある case T では低下するから、噴射速度比で比較すれば case T ($u_R = 58.0$) は case R ($u_R = 35.1$) より大きい値となっている。この場合の気相速度変化を比べれば、主領域では速度減衰の勾配はほぼ同じであるが、case T ではその絶対値が低いことから、それだけ液滴群に与えた運動量が多いことを意味している。

4.4 液滴流束測定値

表 1 に示した case $J \sim V$ について、噴口からの距離 (h) を変えて、各 h における半径方向 (r) の液滴流束分布を測定した。これらを図 15.1 ~ 15.9 に示す。これらの液滴流束分布形から $q/q_c = 0.5$ なる位置、すなわち液滴流束半値幅 (\bar{r}_l) が定まる。

4.5 液滴流束分布の半値幅による整理

液滴流束半値幅 (\bar{r}_l) を用いて半径方向液滴流束分布を整理したものを図 16.1 ~ 16.9 に示す。フラッシュ型と同様に噴霧の外縁近くで僅かに異なるが、次式のプロファイルで近似出来ることが分る。

$$\left. \begin{aligned} q(x, r) &= q_c(x) (1 - \xi_l^{1.5})^3 \\ \xi_l &\equiv r/R_l(x) = r/2.874 \bar{r}_l(x) \end{aligned} \right\} (4)$$

4.6 中心軸上における液滴流束の軸方向変化

リセスの有る場合と無い場合について水噴口の大きさ (d_l) と開角 (θ_l , θ_g) の影響を比較して示す。

最初に水、 GN_2 噴口ともに開角のない場合のリセス型とフラッシュ型の中心軸上液滴流束変化を比較

する。水噴口径 $d_l = 1\phi$ として、リセス型 case J ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1\phi$)、フラッシュ型 case A の場合を図 17.1 に示す。噴射初期流束 q_0 で無次元化して示したが、軸方向に対する液滴流束の減少は case J , A ともにほぼ同じであることが分る。これは水噴口径が小さく水噴射流量の少ない場合であるため主領域に至るまでに、フラッシュ型でも十分に液滴を周囲に拡散させることが出来て、リセス型とほぼ同じ液滴分散のパターンが得られていることが分る。軸方向に対する減少の勾配は両者はほぼ $n \approx -1.75$ である。ここで噴射初期流束および噴射流量は表 2 にまとめて示してある。

$d_l = 1.6\phi$ の場合でリセス型 case L ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1.6\phi$)、フラッシュ型 case G の両者を図 17.2 に示す。水噴射流量が増るに従い、図に示し

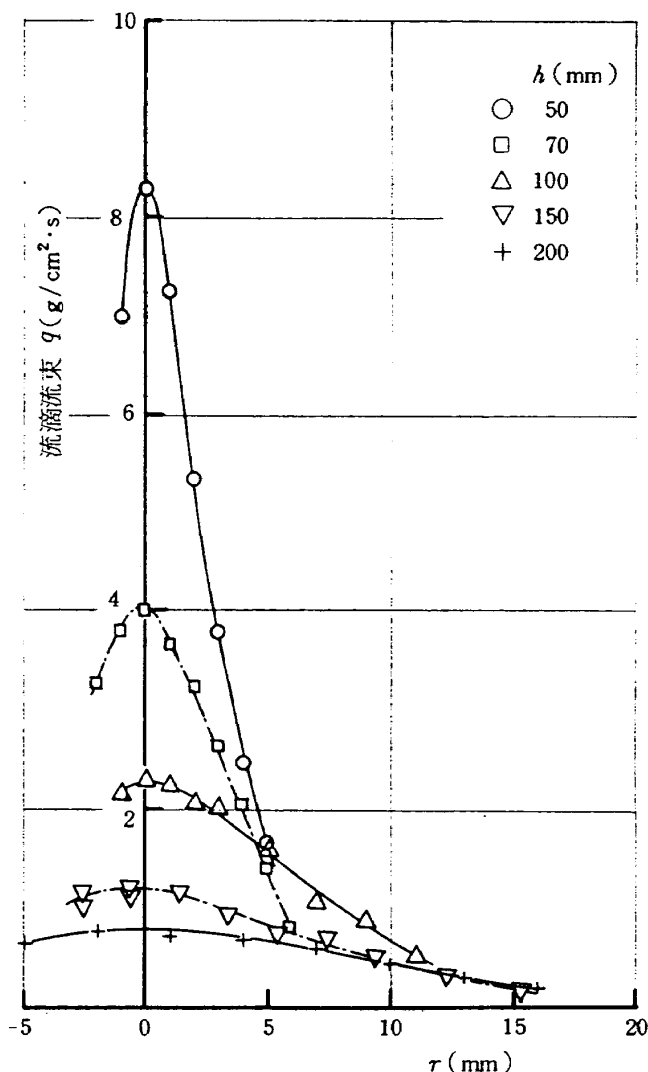


図 15.1 液滴流束 (case J)

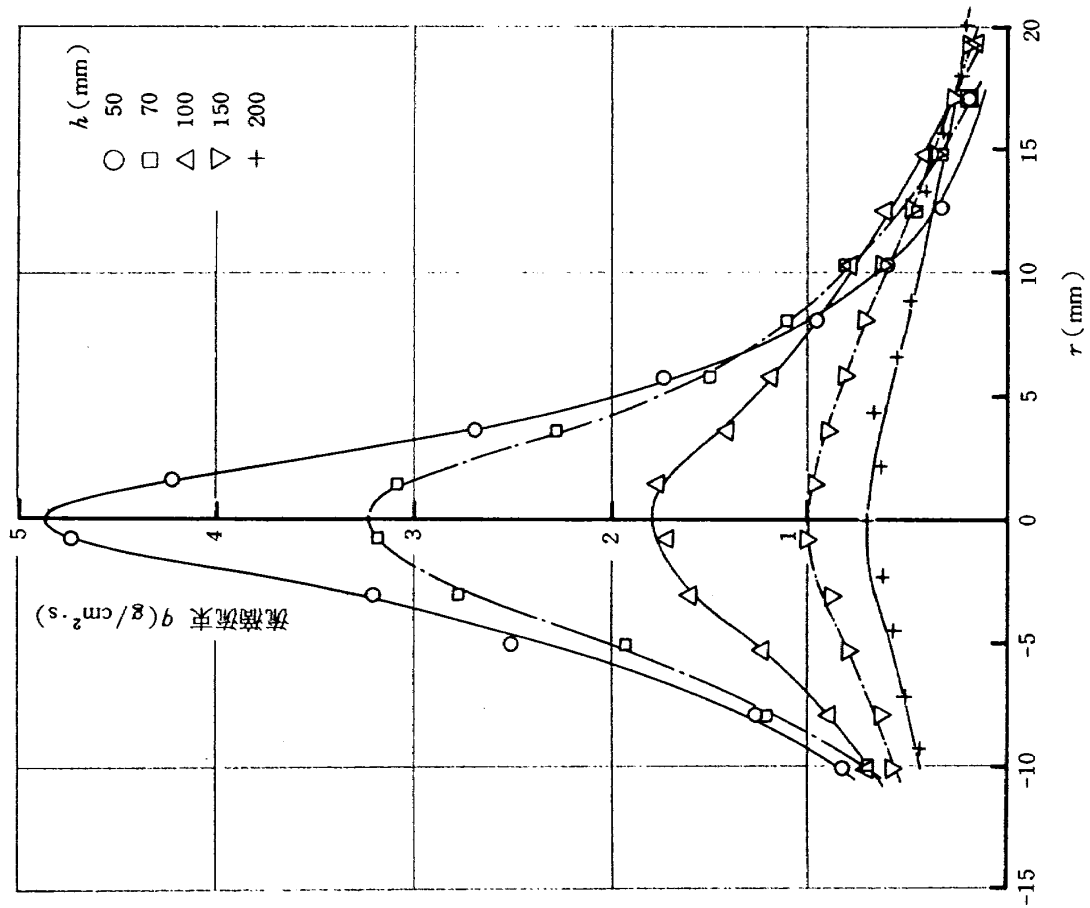


図 15.3 液滴流束 (case N)

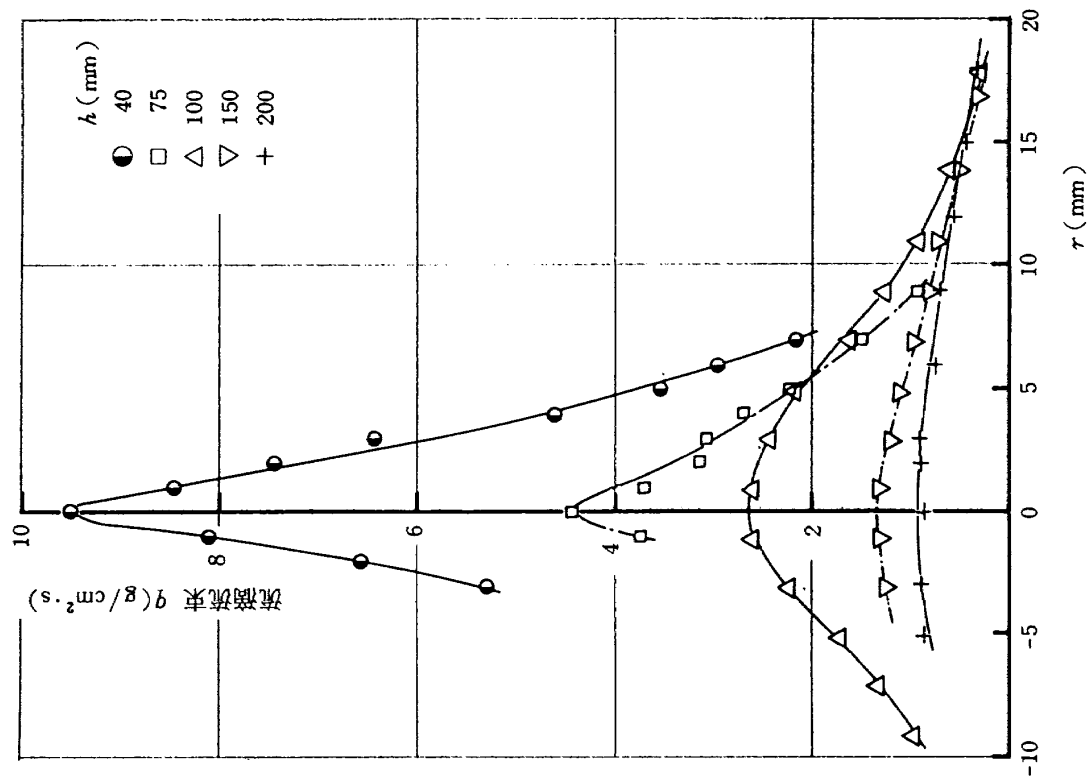


図 15.2 液滴流束 (case L)

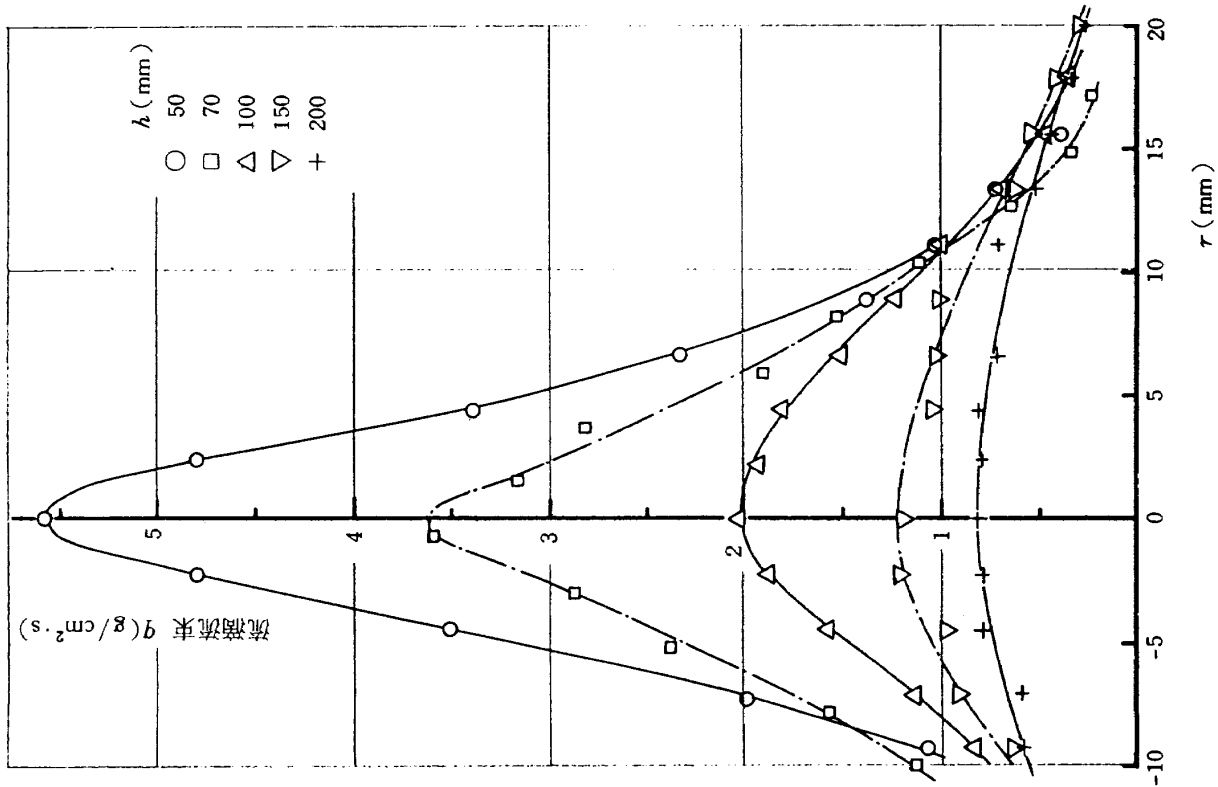


図 15.4 液滴流束 (case P)

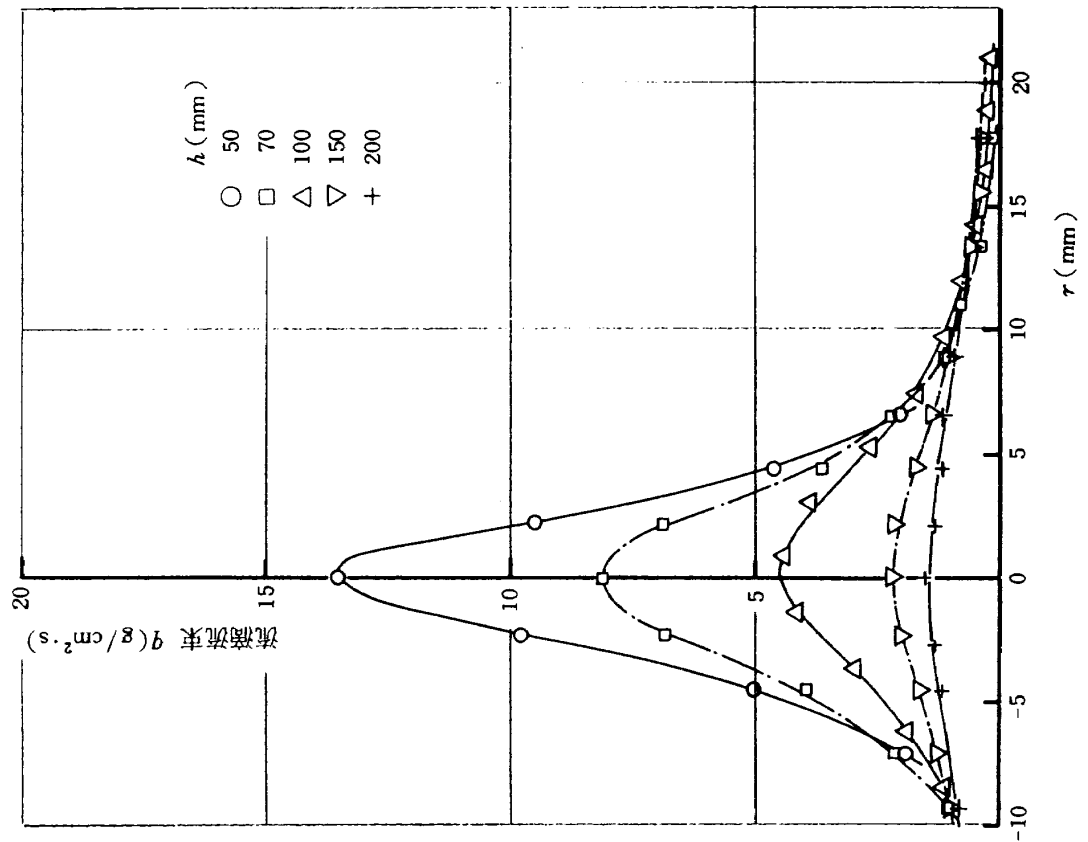


図 15.5 液滴流束 (case Q)

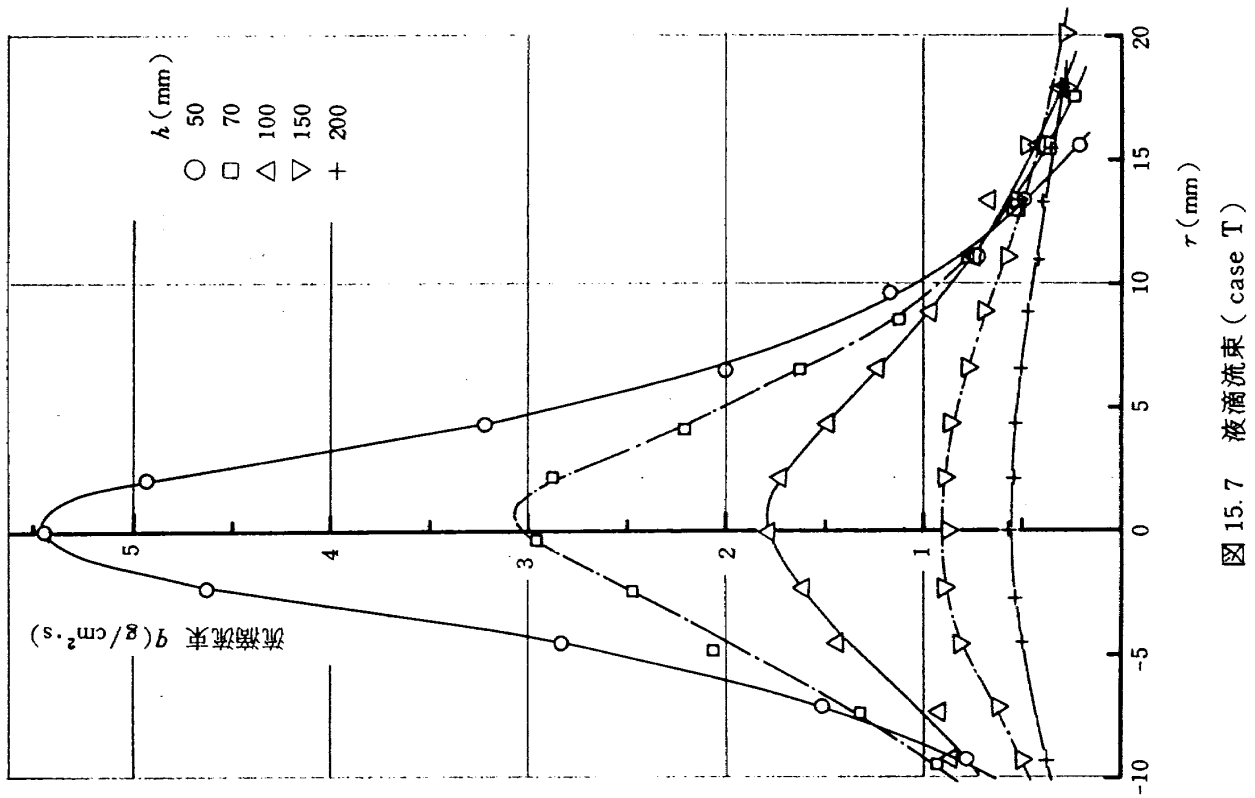


図 15.7 液滴流束 (case T)

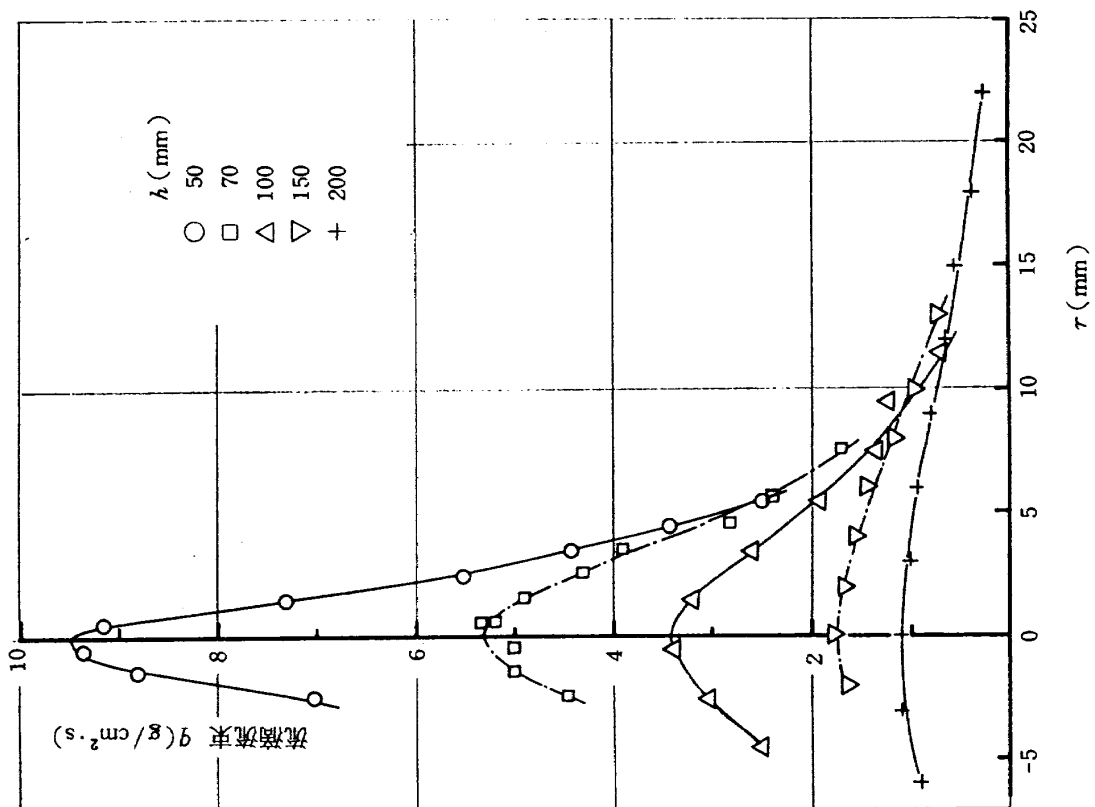


図 15.6 液滴流束 (case R)

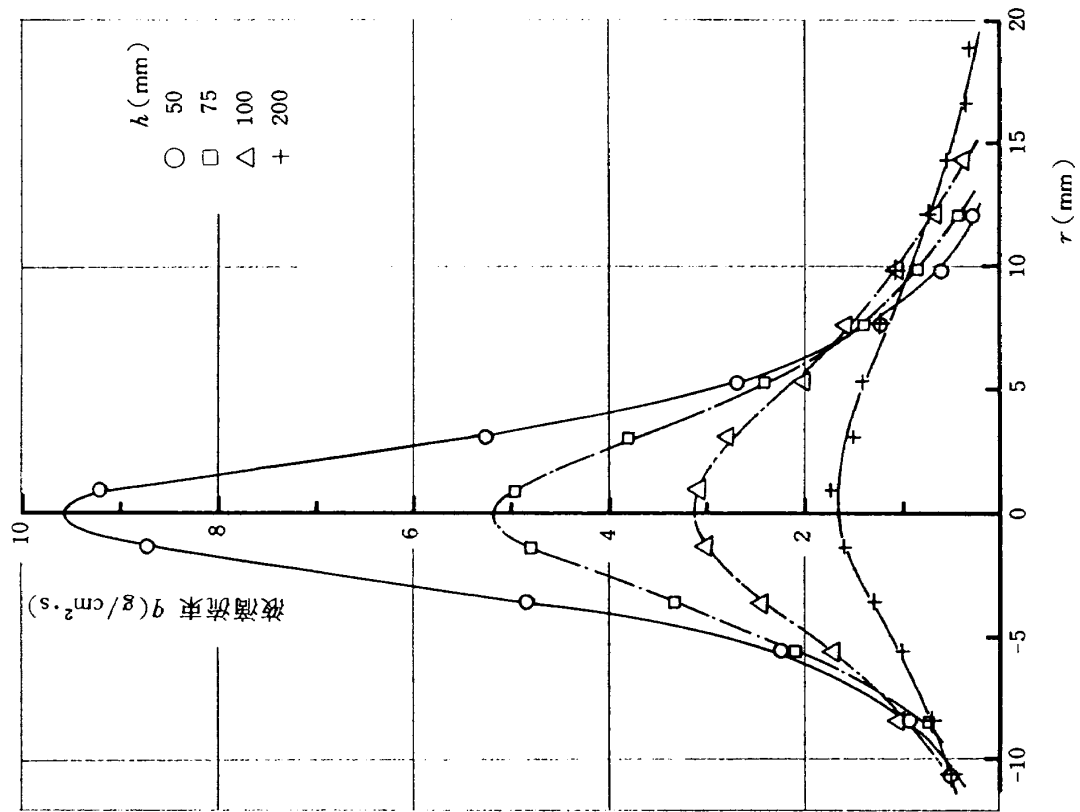


図 15.9 液滴流束 (case V)

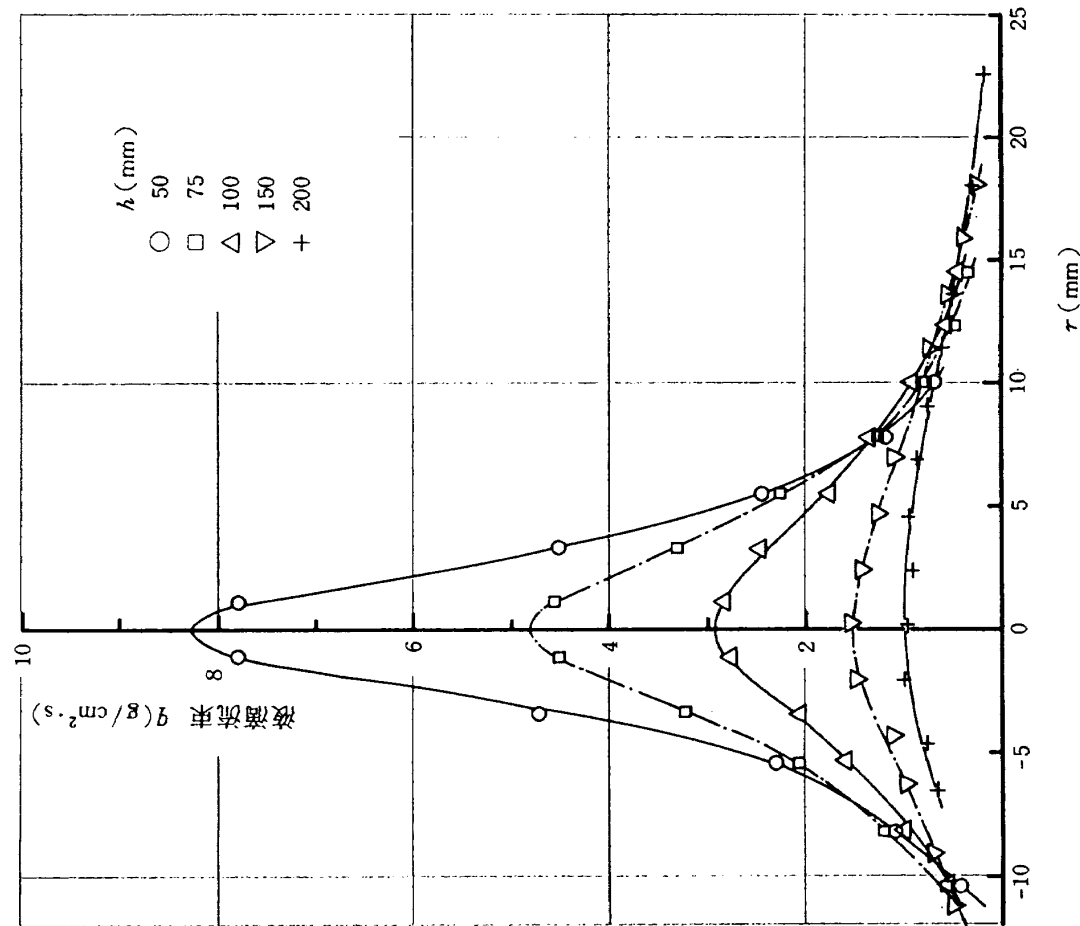


図 15.8 液滴流束 (case U)

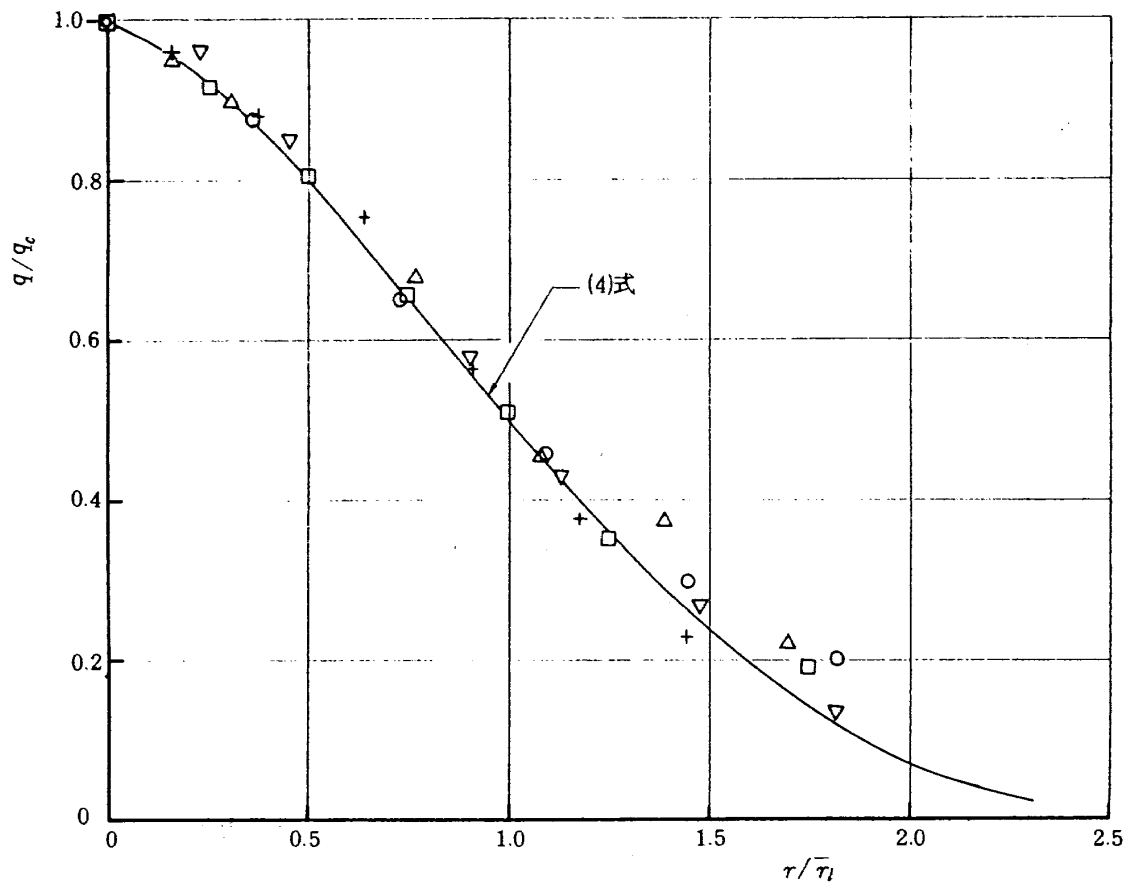


図 16.1 液滴流束半径方向プロフィール (case J) (以下記号は図 15 に対応する)

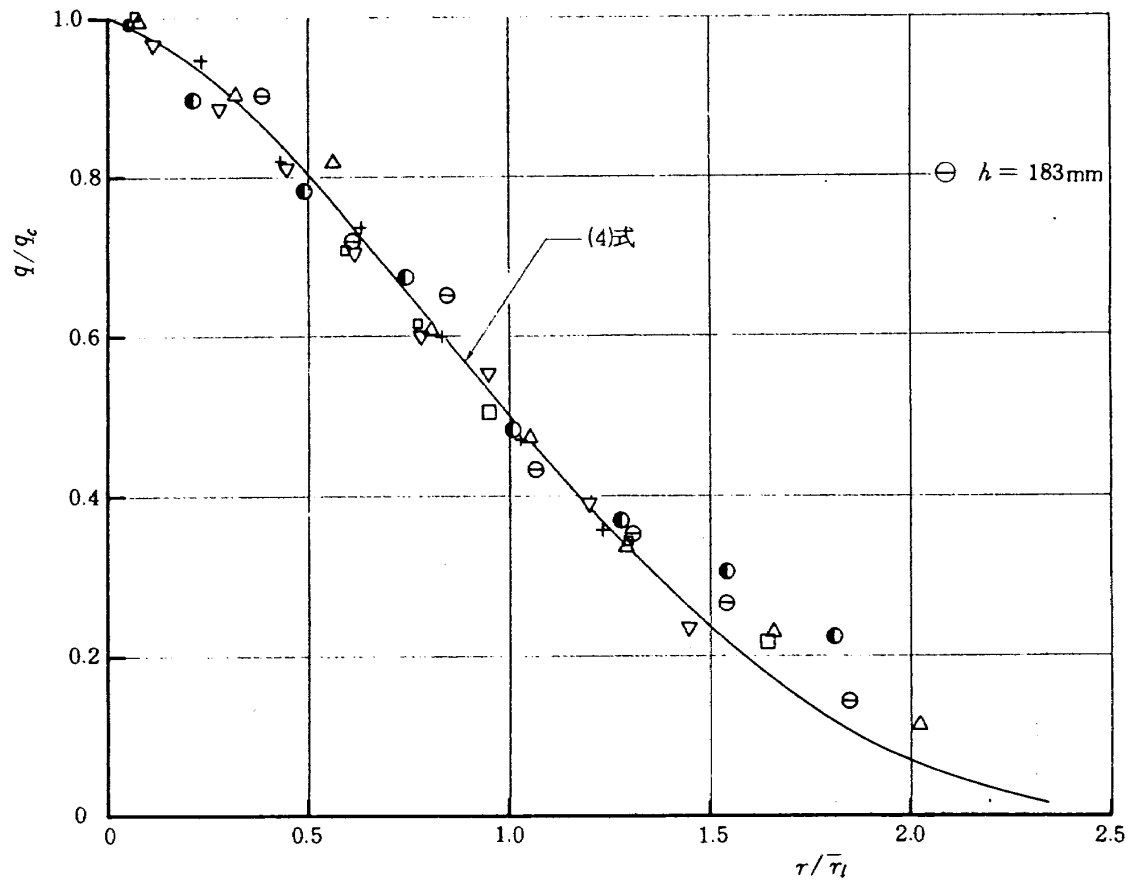


図 16.2 液滴流束半径方向プロフィール (case L)

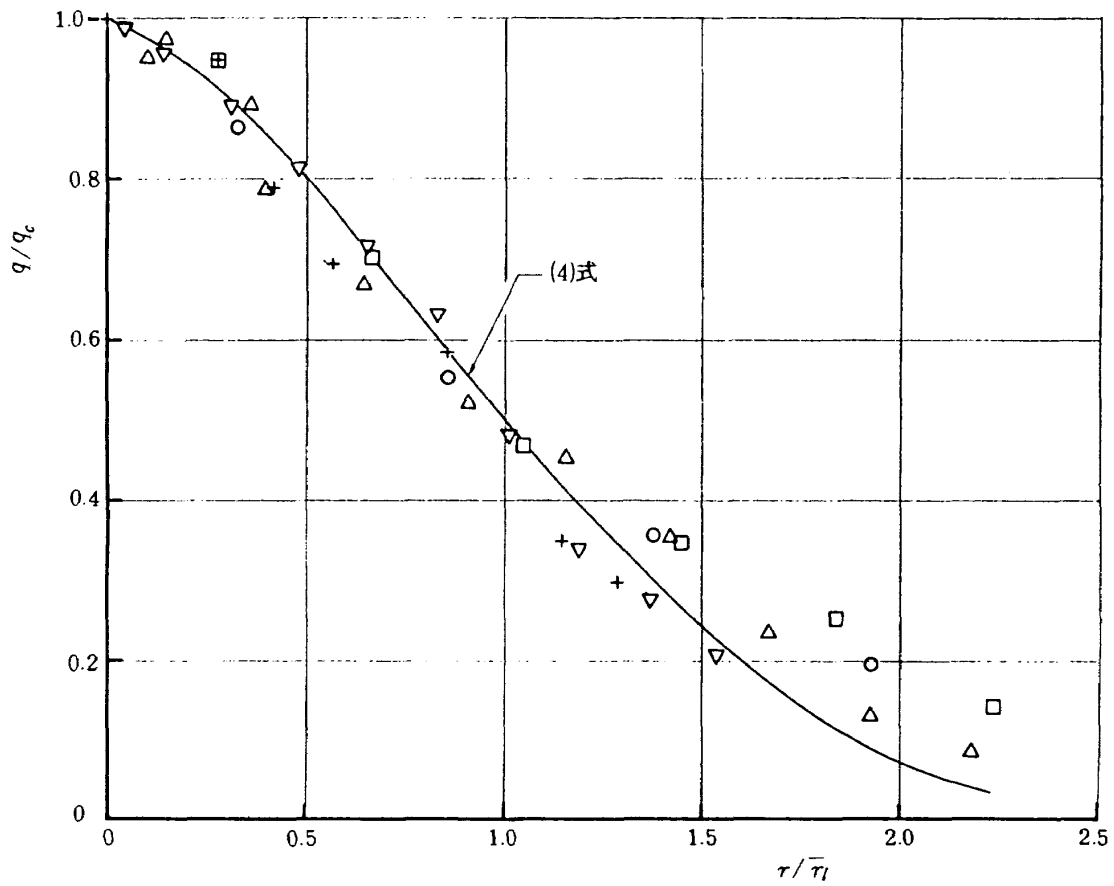


図 16.3 液滴流束半径方向プロファイル (case N)

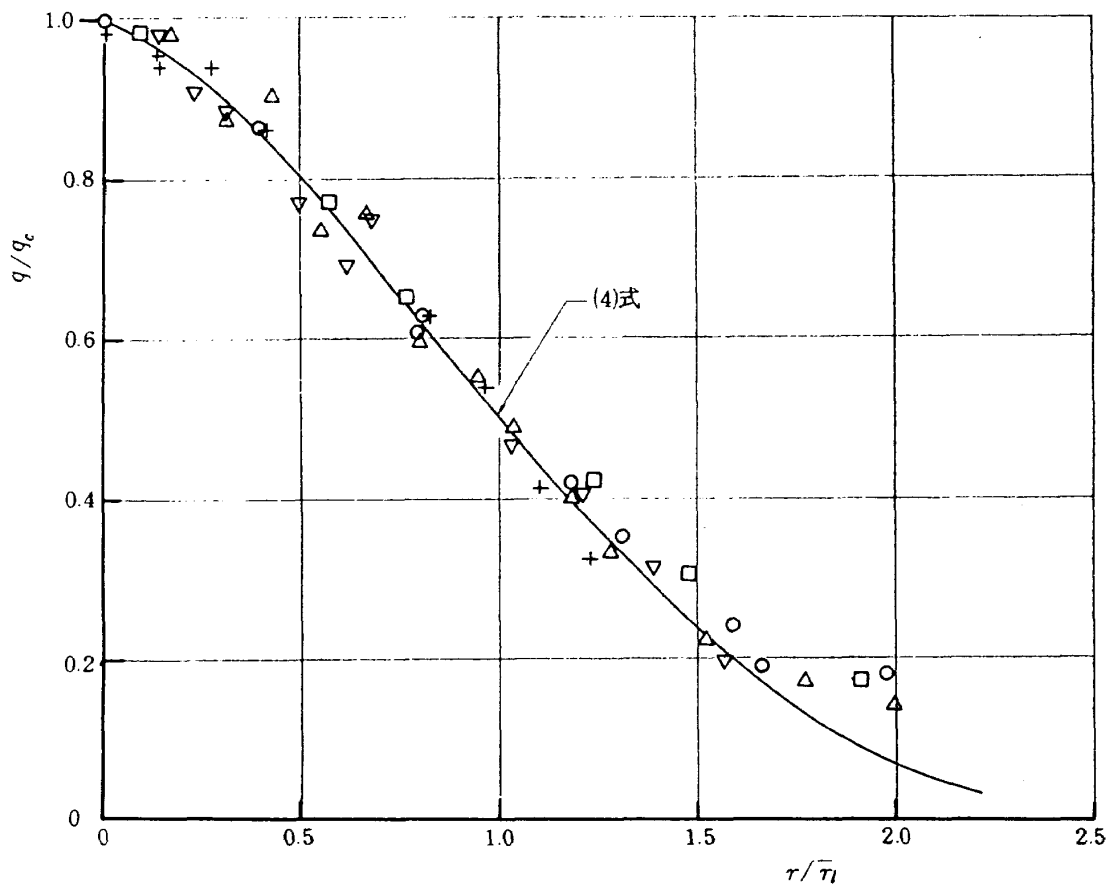


図 16.4 液滴流束半径方向プロファイル (case P)

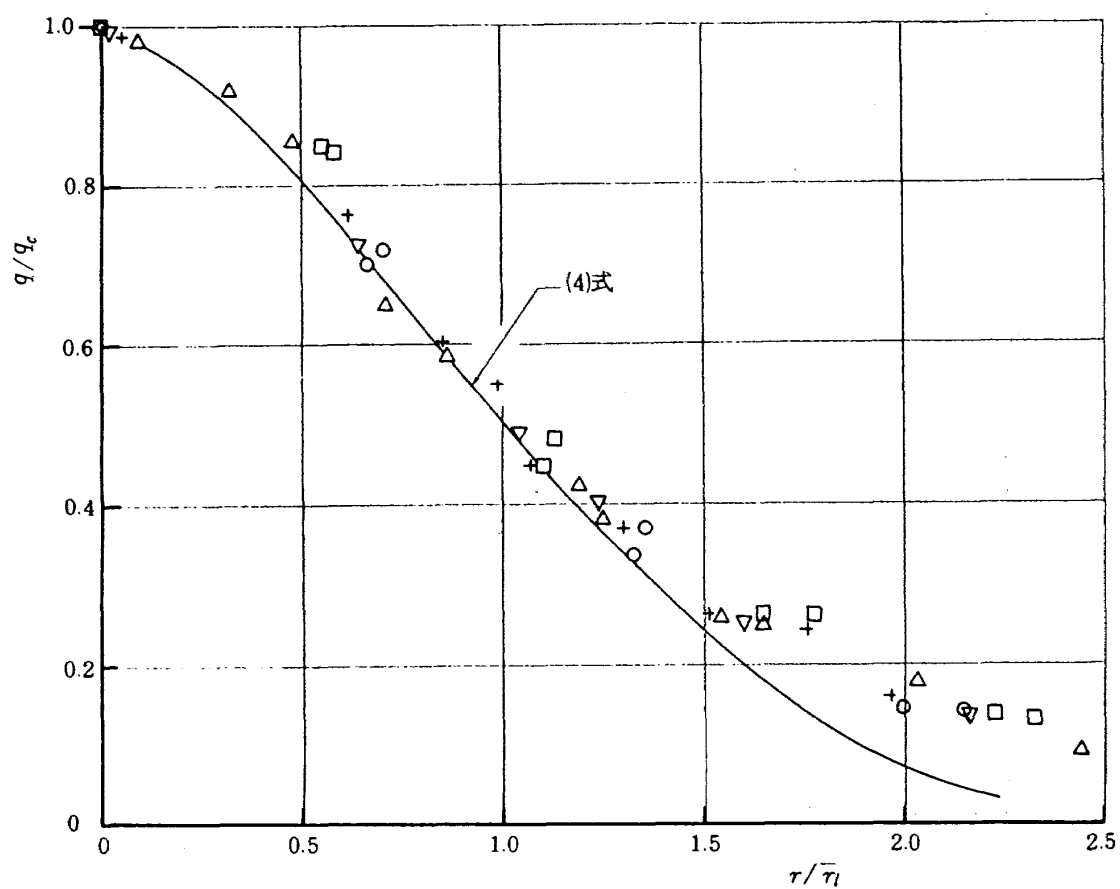


図 16.5 液滴流束半径方向プロフィール (case Q)

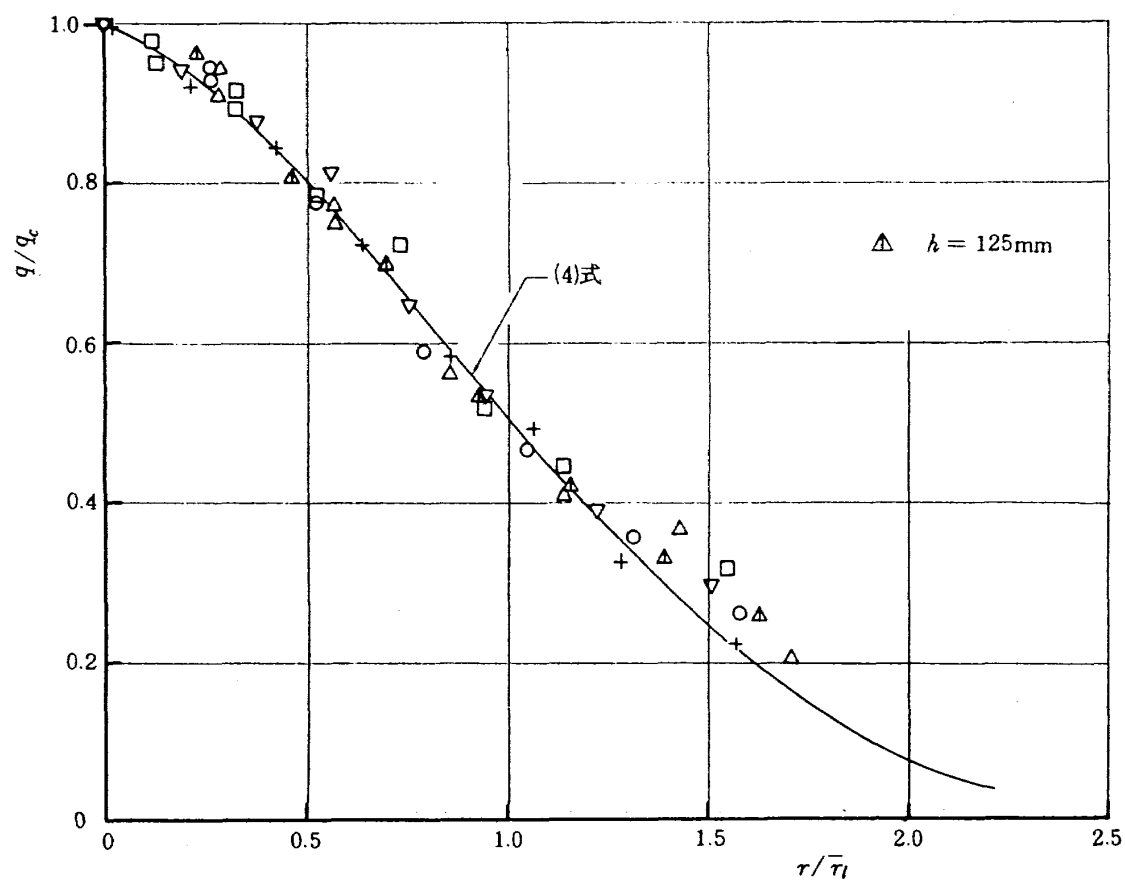


図 16.6 液滴流束半径方向プロフィール (case R)

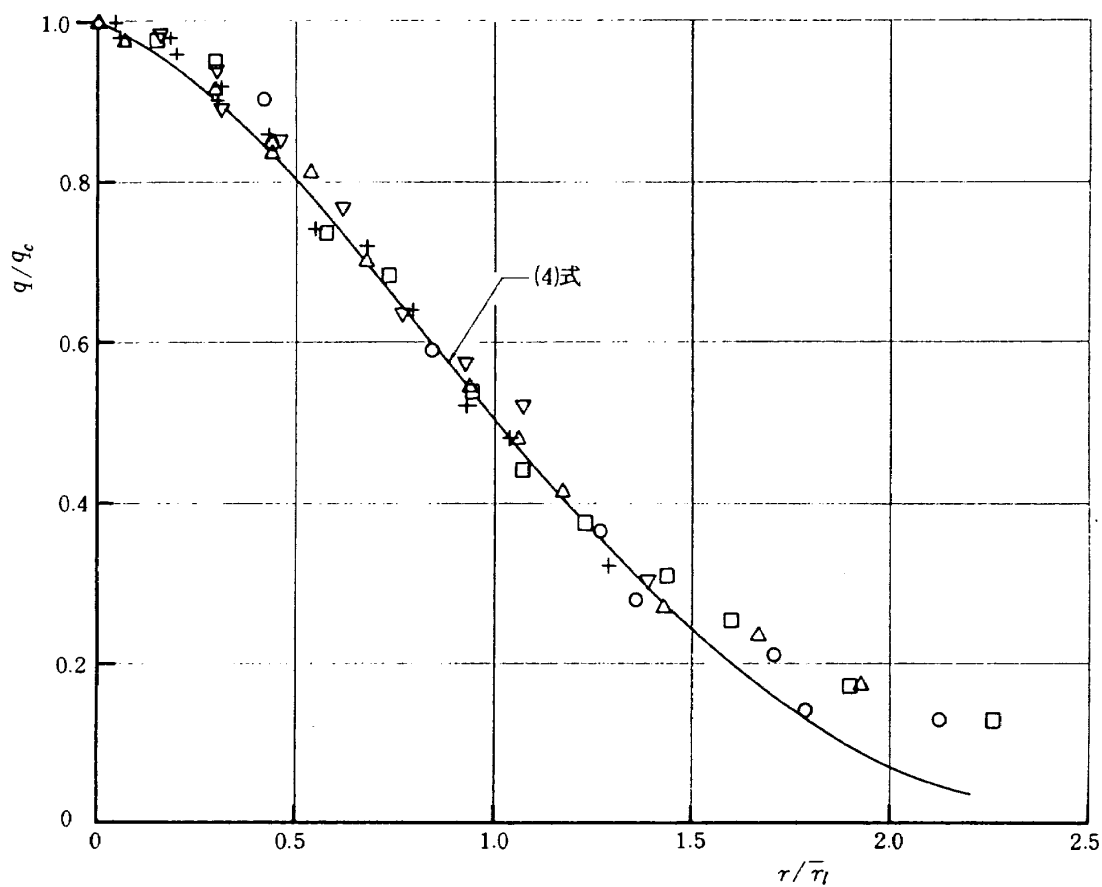


図 16.7 液滴流束半径方向プロフィール (case T)

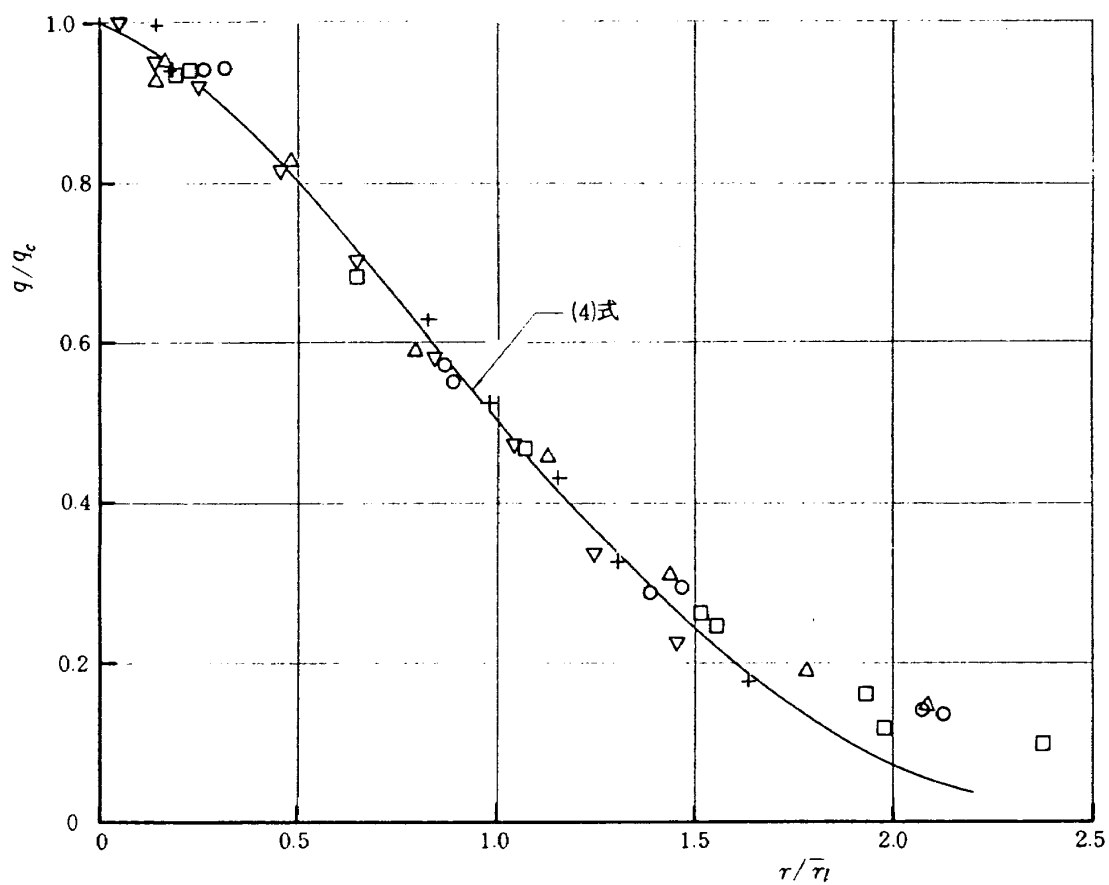


図 16.8 液滴流束半径方向プロフィール (case U)

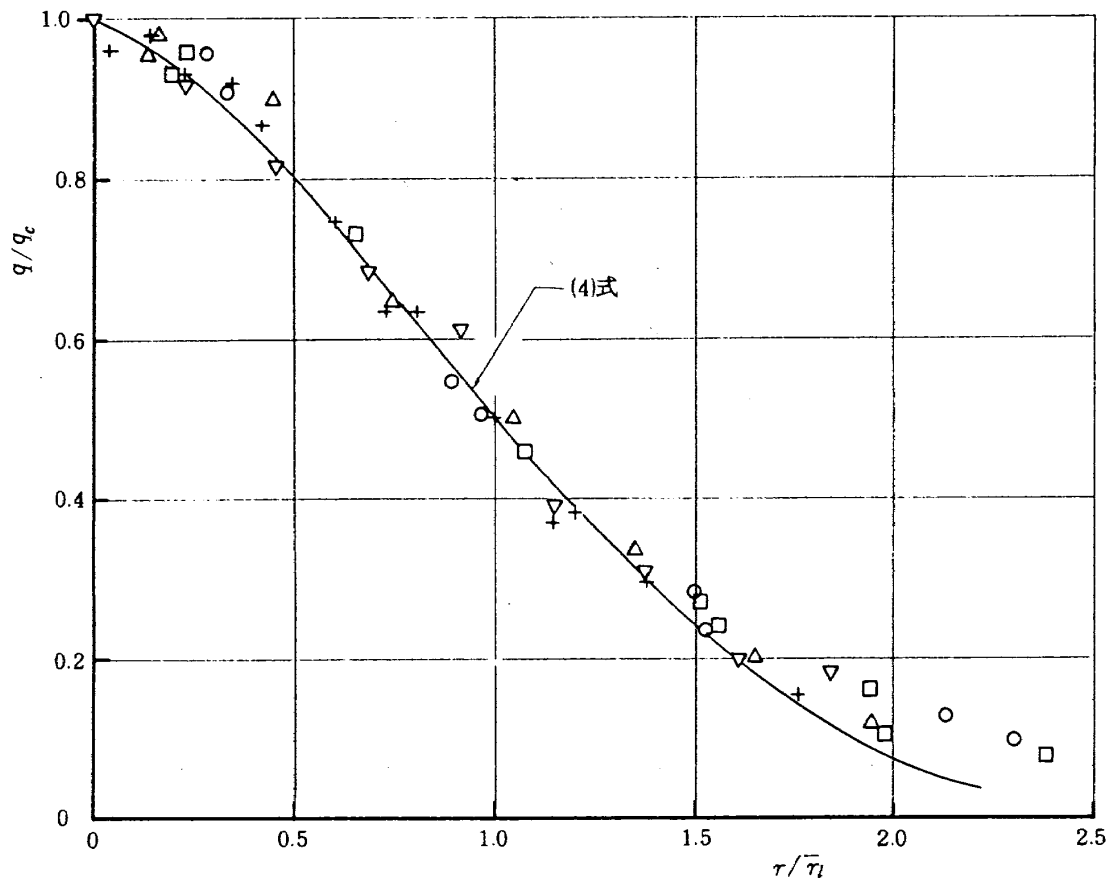


図 16.9 液滴流束半径方向プロファイル (case V)

たようにリセス型 L の方がフラッシュ型 G に比べて液滴流束は低い値となることが分る。すなわちリセス型の方が液滴群の分散に効果的であることを示している。液滴流束減少の勾配は両者ともほぼ同じで $n \simeq -1.53$ であり、 $d_l = 1\phi$ の場合よりもやや緩やかに減少していることが分る。

さらに水噴口を $d_l = 2.2\phi$ と大きくして水噴射流量を多くした場合、すなわちリセス型 case P ($x_r/d_l = 9\text{mm}/2.2\phi$)、フラッシュ型 case I を図 17.3 に示す。水噴射流量が多くなるに従い、リセス型とフラッシュ型の差は歴然として来る。これはフラッシュ型では水の微粒化が完了した後も液のコアが残る、その後の液滴の拡散は気相側の乱れに乗じて行なわれるのに対して、リセス型ではリセス内部で微粒化が進行しており、液滴は気相流れに新たな乱れを生じさせ、噴口出口においては気液の混合がある程度進んだ状態の噴霧流になっていることによる差であると考え。軸方向液滴流束の減少の勾配は case P で $n \simeq -1.37$ 、case I で $n \simeq -1.58$ であ

り、リセス型の方が僅かに緩やかである。これは直接には次節で述べる液滴流束半値幅 $\bar{r}_l(x)$ の軸方向変化勾配の緩急に依存しているものである。

次に水噴口に開角を付けた場合の効果を述べる。まずリセス型で開角を有する場合 case N ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1.6\phi$ ($\theta_l = 15^\circ$)), 無い場合 case L ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1.6\phi$) を図 17.4 に示す。開角を有する場合 N が全般に渡り僅かながら低い液滴流束分布となり、水噴口開角の効果はこの場合はあまり大きくない。これはリセス部の長さが水噴口開角の効果緩和するのに十分な長さであることを意味している。一方、同じ水噴口開角の効果でもリセス部長さの短い場合では、開角を有する場合 T ($x_r/d_l = 4\text{mm}/1.6\phi$ ($\theta_l = 15^\circ$)) と、無い場合 case R ($x_r/d_l = 4\text{mm}/1.6\phi$) を比較すれば図 17.5 に示されるように開角の有無の影響は大きく表われることが分る。リセス部長さが短い場合には、開角の有無による水側流れへの影響、すなわち開角を付けることによって噴射初速度が低下し、噴射速度比が大きく

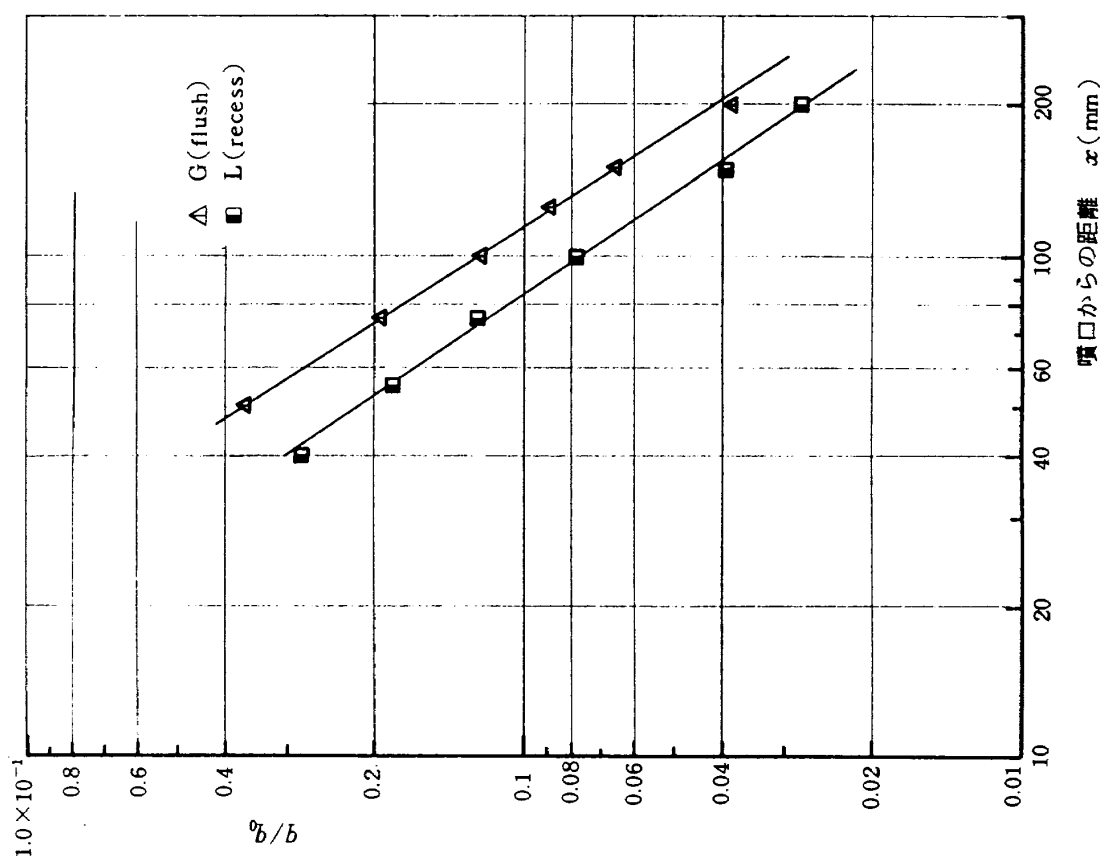


図 17.2 中心軸上液滴流束変化
(recess L と flush G の比較)

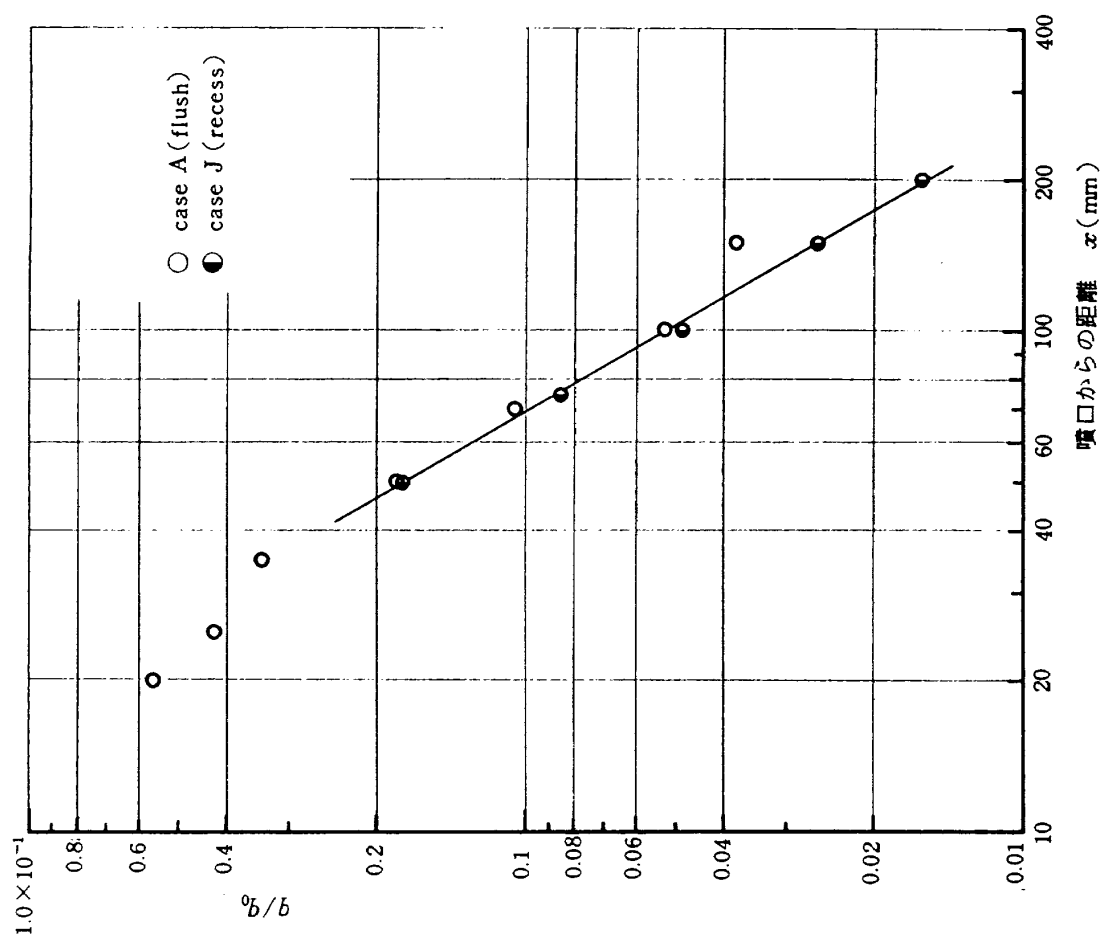


図 17.1 中心軸上液滴流束変化
(recess J と flush A の比較)

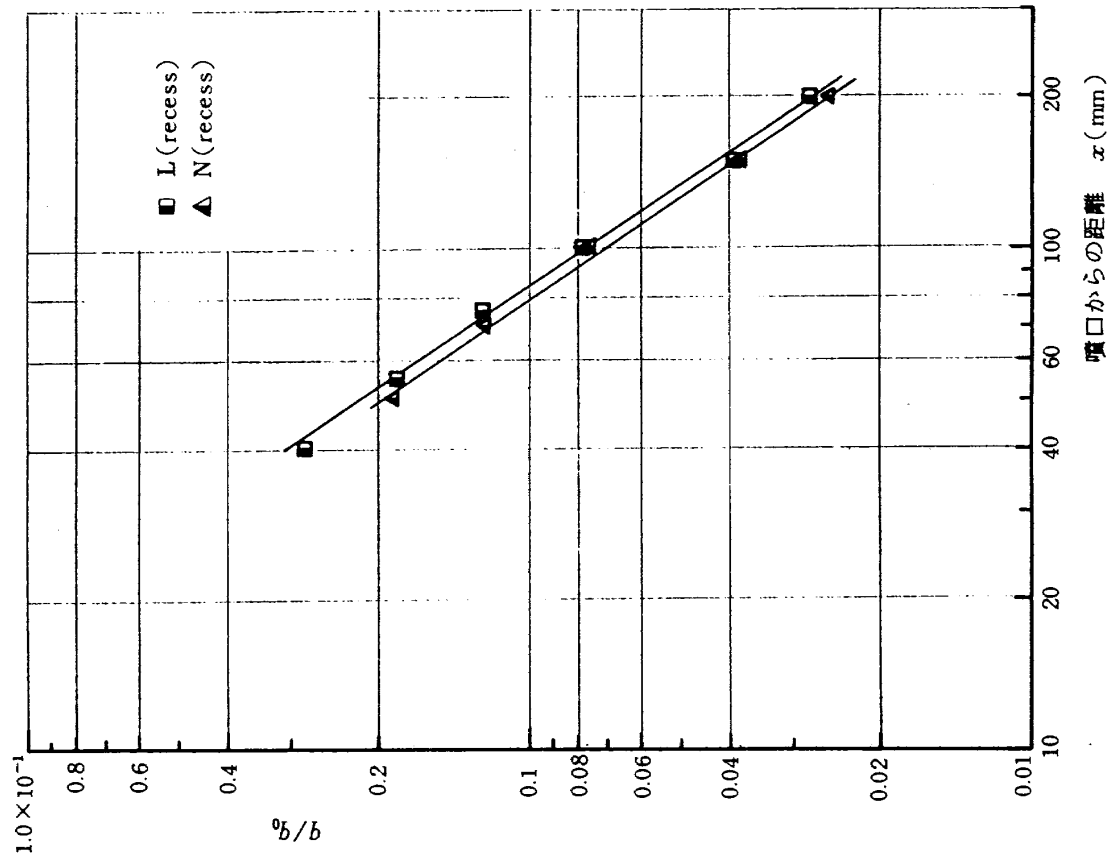


図 17.4 中心軸上液滴流束変化（水噴口に開角のある case N, 開角のない case L, 但し $x_r = 9\text{mm}$ ）

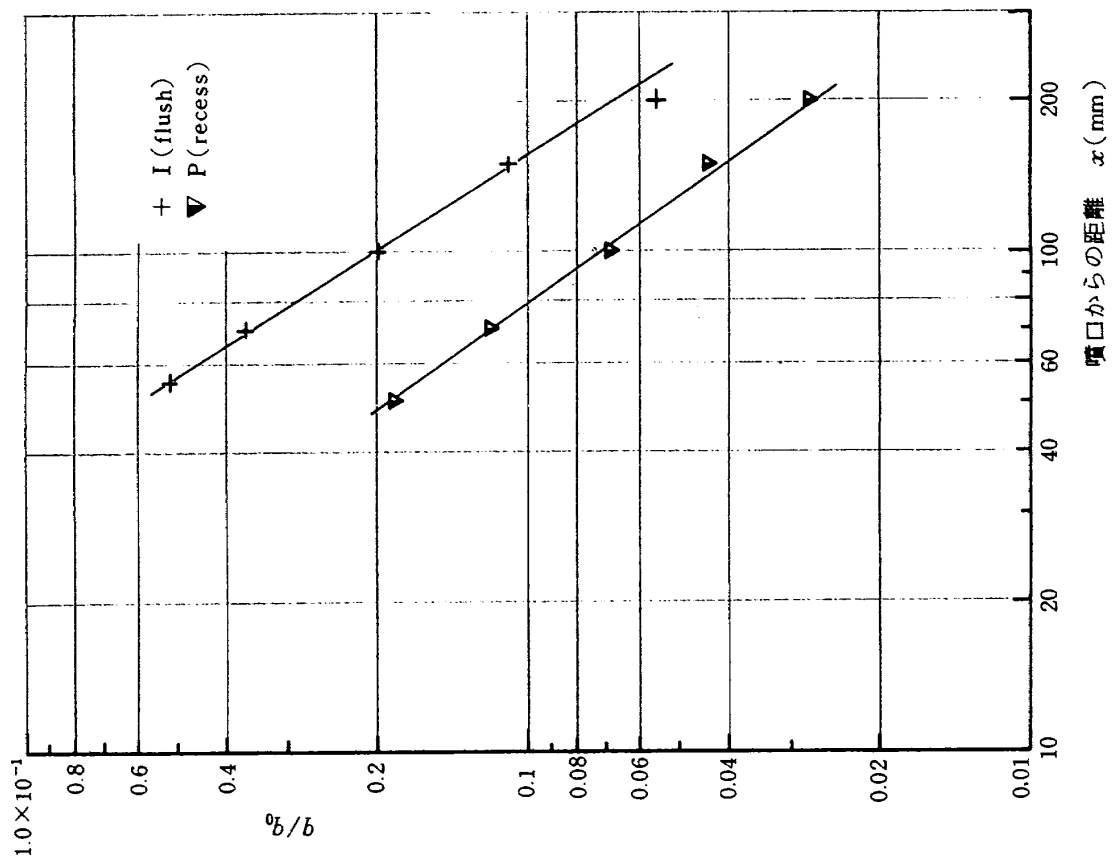


図 17.3 中心軸上液滴流束変化（recess P と flush I の比較）

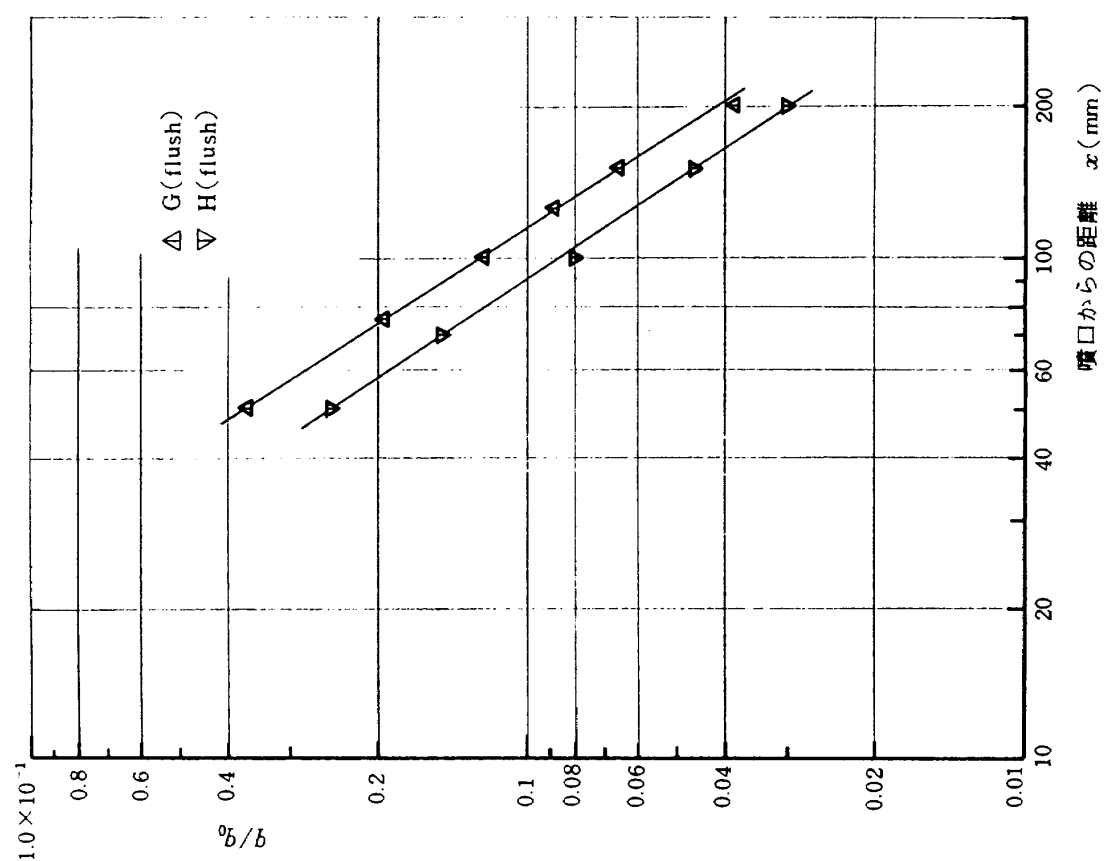


図 17.6 中心軸上液滴流束変化 (水噴口に開角のある case H, 開角のない case G, 但し flush の場合)

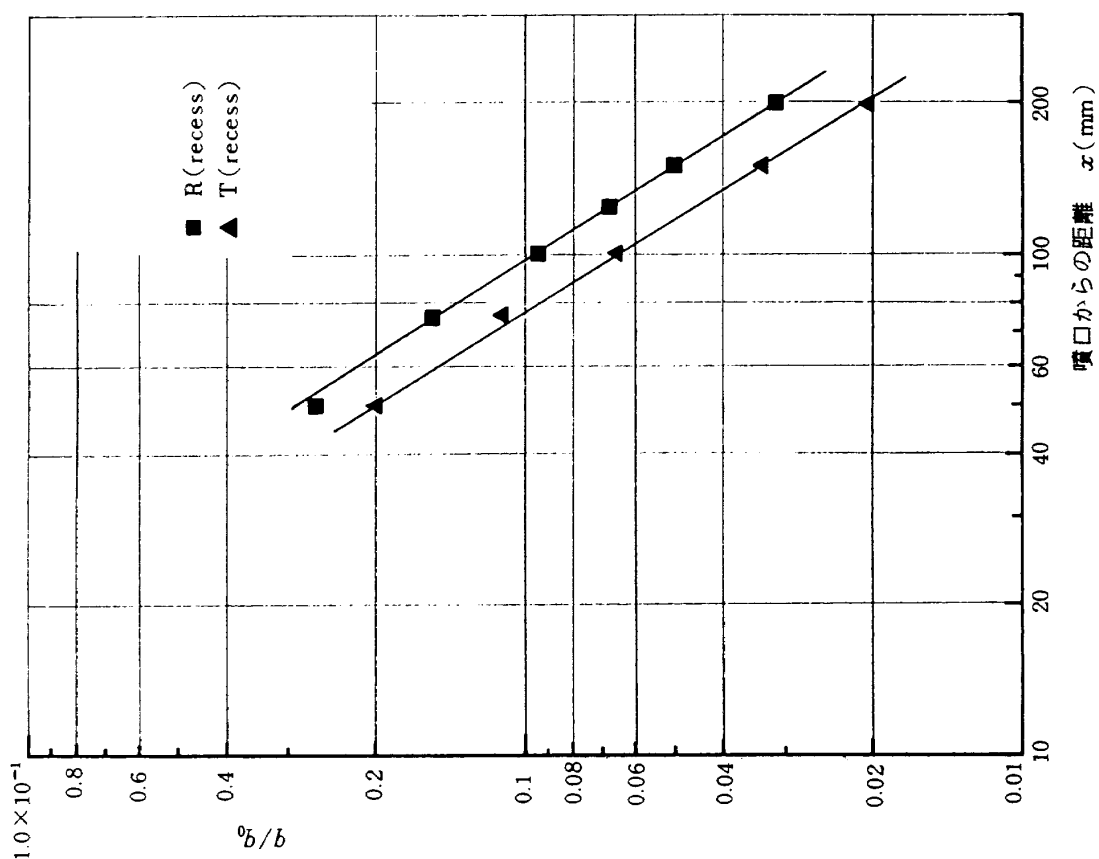


図 17.5 中心軸上液滴流束変化 (水噴口に開角のある case T, 開角のない case R, 但し $x_r = 4$ mm)

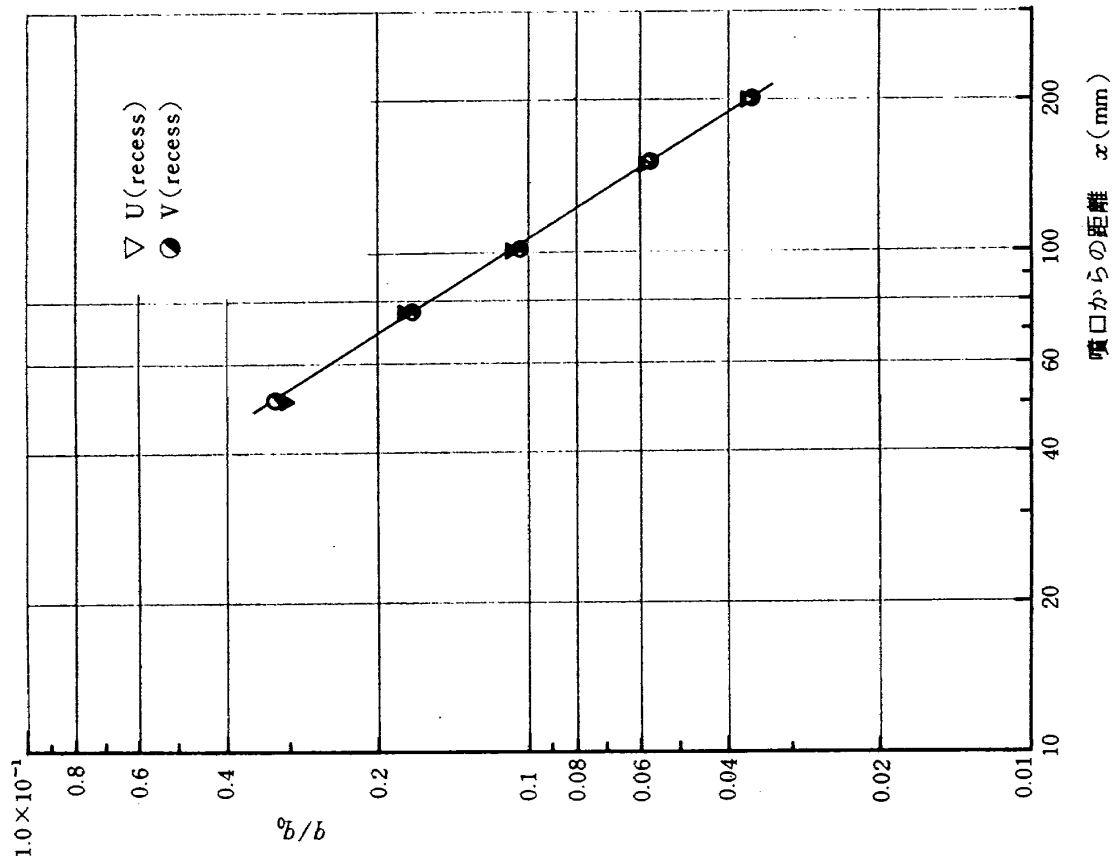


図 17.8 中心軸上液滴流束変化
(recess U, V の比較)

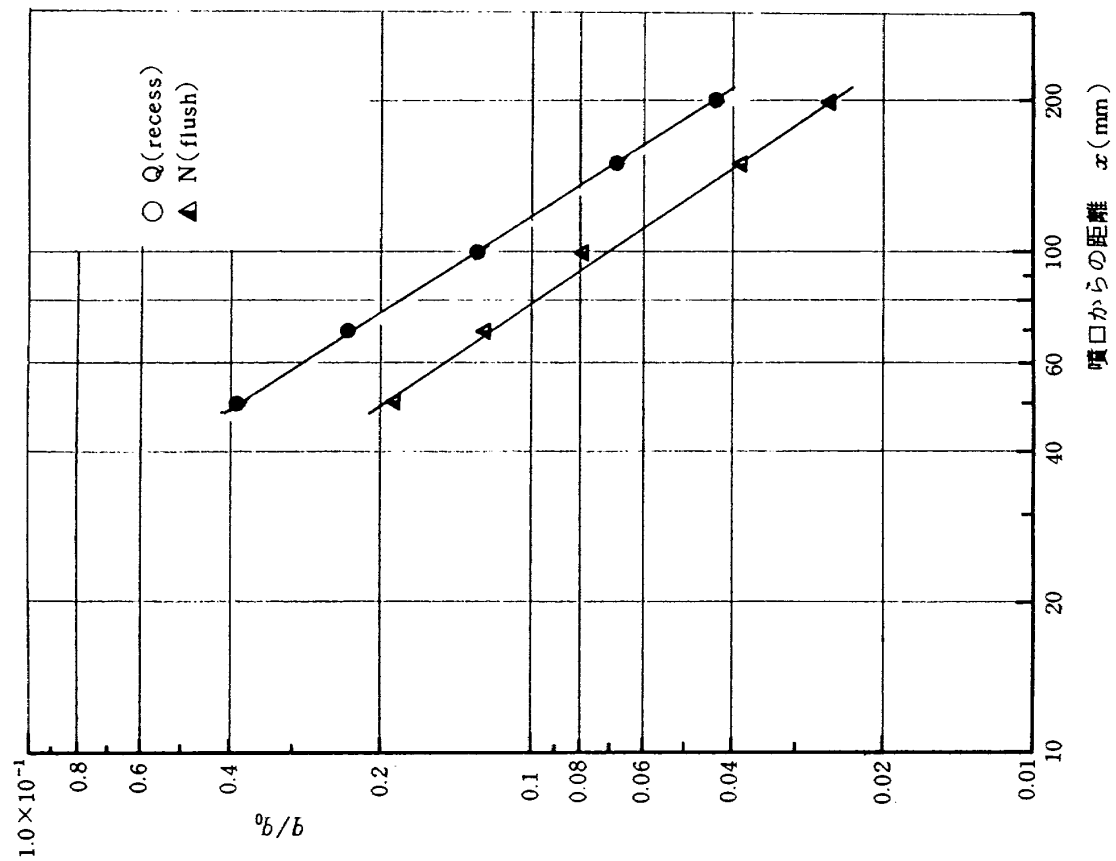


図 17.7 中心軸上液滴流束変化
(GN₂ 噴口に開角のある case Q_{c} ,
開角のない case N)

なるとともに半径方向速度成分も与えられることによって、リセス内で進行した気液混合は噴射後の噴霧流の状態にもこの影響が残っていることによるものである。

これらに対して、フラッシュ型における水噴口開角の影響を case $H(d_l = 1.6\phi (\theta_l = 15^\circ))$, case $G(d_l = 1.6\phi)$ について図 17.6 に示す。

この場合は前述のリセス距離 (x_r) を $x_r \rightarrow 0$ の場合と見なせるから、水噴口開角の影響は大きく表われることになる。水噴口に開角のある case H での液滴流束分布は開角の無い case G に比べて低い値となり、液滴分散が優れている。以上のように水側開角の液滴流束分散への影響はフラッシュ型およびリセス距離の短い場合には大きいことが分った。一方、 GN_2 側噴口開角の影響について case $Q(x_r/d_l = 9\text{mm} (\theta_g = 7.5^\circ) / 1.6\phi (\theta_l = 15^\circ))$ と case $N(x_r/d_l = 9\text{mm} / 1.6\phi (\theta_l = 15^\circ))$ について比較して図 17.7 に示す。リセス型で GN_2 噴口に開角を有する case Q と無い case N を比較すると、開角の無い case N の方が低い液滴流束分布になっている。噴射圧力条件はともに同一であるが、開角を有する case Q では噴射速度に対するリセス内背圧の影響はないが、図 2.5 のリセス内圧力分布から見て case N では背圧の影響が大きく表われ水噴射流量は減少する。これは水噴射速度の低下となり、第 3 節で述べたリセス内霧化条件に対するパラメータ ($\rho_g u_{g0}^2 / \rho_l u_{l0}^2$) は大きい方へ移動する。すなわち case N ではリセス内ですでに発達した噴霧流になっていることによって、噴口を出た後の液滴の拡散が良好な状態になっているものである。これを図 8 で case N , Q の位置を調べて見ると、case N では $\rho_g u_{g0}^2 / \rho_l u_{l0}^2 = 7.1$ となり $x_r/d_l = 5.6$ であるから、リセス噴口内で霧化完了の領域にある。一方、case Q ではパラメータ = 3.4 であるから丁度リセス噴口内霧化完了条件の境界上にあることが分る。以上のように N と Q の差は噴口出口での霧化状態の差によるものである。また GN_2 噴口に開角を有する case Q では噴霧流の目視による観察から流れの“ゆらぎ”が大きくなり不規則な流れとなった。

GN_2 噴口径を絞った場合を case U , $V(d_g = 5.2\phi)$ で図 17.8 に示す。 GN_2 噴射流量が減少するこ

とによって結果としてはいく分高目の流束分布となる。

以上のように中心軸上 q_c/q_0 の値は噴霧流の液滴の周囲への分散程度を表わす目安となることが分る。本実験範囲では case $T(x_r/d_l = 4\text{mm} / 1.6\phi (\theta_c = 15^\circ))$ が最もすぐれている。リセス長さ (x_r) を変えることにより q_c/q_0 の値が変化することはリセス長さに最適値が存在することを意味している。これまでの結果から適切なリセスの与え方としては (1) 液噴口に開角を付けることによって噴射初速度を下げるとともに、半径方向速度成分を与える。(2) ガス側噴口開角が大きすぎる場合 ($\theta_g > 7.5^\circ$) には噴霧流に“ゆらぎ”が表われ、不規則な流れとなる。(3) リセス部長さは第 3 節で示したリセス内の微粒化に必要な長さとするものである。

4.7 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化

第 4.1 節の気相速度測定値から気相速度半値幅 $\bar{r}_u(x)$ が第 4.4 節の液滴流束測定値から液滴流束半値幅 $\bar{r}_l(x)$ がそれぞれ求まる。これらの値の軸方向変化を同一噴射条件のフラッシュ型の場合と比較して以下に示す。

まず水噴口径 $d_l = 1\phi$ の場合でリセスの有る case J , 無い case A を図 18.1 に示す。気相速度半値幅はリセスの有無にかかわらずほぼ同じ広がりを示し、軸方向に対しほぼ一定の勾配 ($\alpha_g \simeq 4.7^\circ$) で増加する。これは前報で示した単一気相噴流の速度半値幅の広がり勾配 ($\alpha_g \simeq 6^\circ$) に比べて緩やかである。図中に単一気相噴流の場合を併示した。このように気相の単相噴流に比べて 2 相噴霧流では気相速度拡散幅の軸方向変化が小さくなる理由は、例えば Chigier⁽⁹⁾ の説明にあるように、「液滴が存在する場合には、液滴は気相に比べてより長い期間その運動量を持ちつづけるから、液滴と周囲の運動量の交換は単一気相噴流の場合に比べて少なく、従って気相速度の減衰と広がりがおさえられることになる」ことによるものである。従って液滴流束が多くなれば気相拡散幅の軸方向広がり幅の勾配は小さくなることが予想される。一方、液滴流束半値幅の軸方向

変化はほぼ一定の勾配 ($\alpha_l \approx 3^\circ$) でありリセス型 J の方が僅かながら大きい $\bar{r}_l(x)$ を有している。

図 18.2 は $d_l = 1.6\phi$ の場合で、リセスの有る case L と無い場合の case G の比較である。この場合は気相速度半値幅、液滴流束半値幅はともにリセスの有無によってその絶対値は異なってくるが、軸方向への拡がりの勾配の各々ほぼ一定である。気相

速度半値幅の勾配は $d_l = 1\phi$ の場合とほぼ同じであるが、リセス型 L の液滴流束半値幅の勾配は case J , A よりも僅かに大きくなる ($\alpha_l \approx 4.2^\circ$)。さらに水噴口径の大きい場合 ($d_l = 2.2\phi$) について、リセス型 P , フラッシュ型 I を比較して図 18.3 に示す。気相速度半値幅の両者の絶対値に差が見られ、初めに予想したように液噴射流量が多い場合であるから、

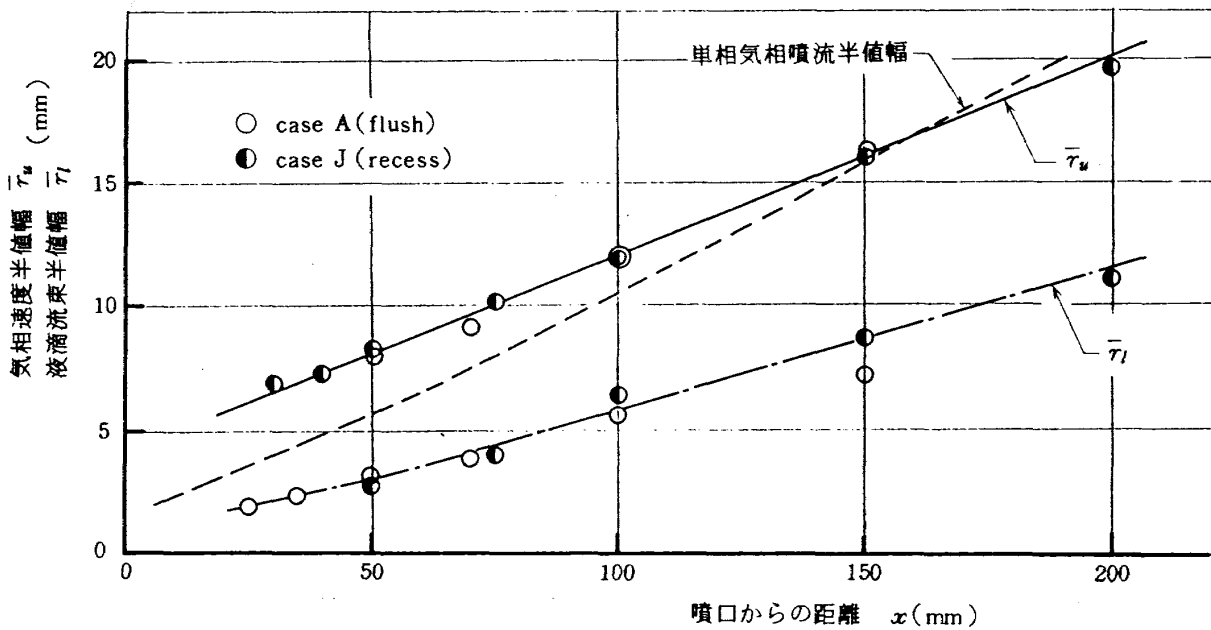


図 18.1 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化 (case A, J)

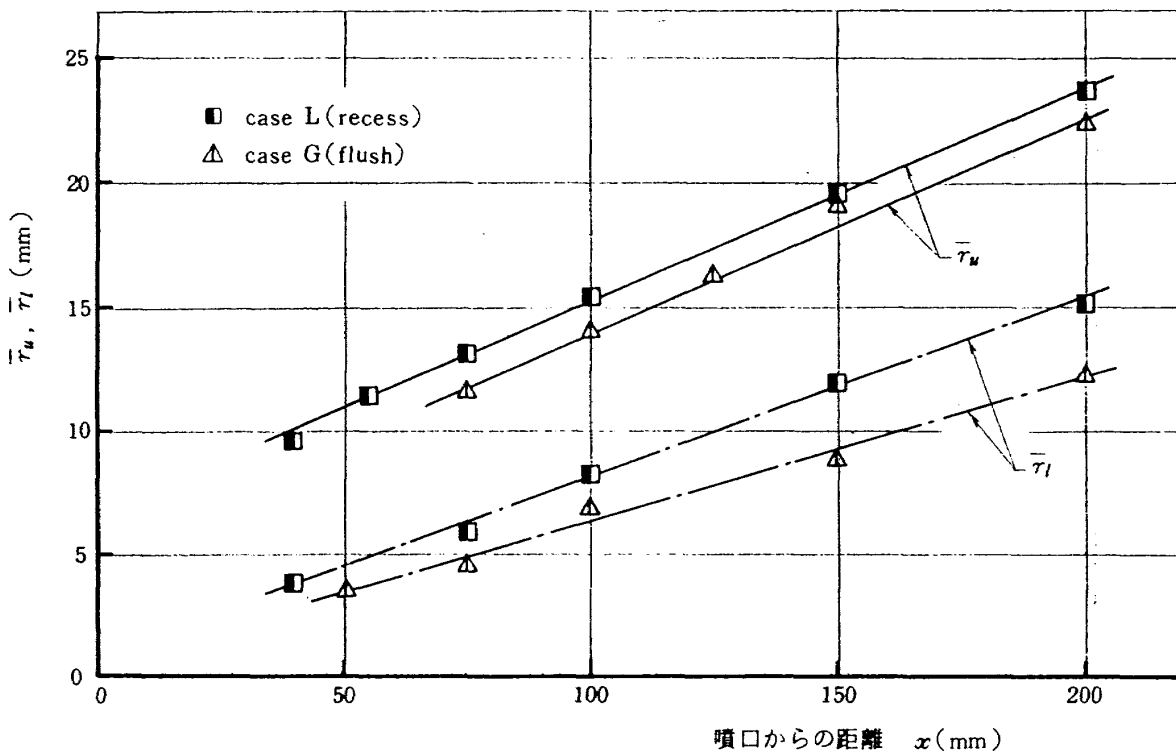


図 18.2 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化 (case G, L)

拡散幅の軸方向勾配は、液噴射流量の少ない場合にくらべて、わずかながら小さい値 ($\alpha_g \approx 3.7^\circ$) となっている。また噴口寄りの位置での拡がり幅は大きくなっている。一方、液滴流束半値幅の拡がり方には顕著な差が見られる。リセス型 *P* では気相の拡散幅の勾配とはほぼ等しい勾配で拡がっていくのに対し

て、フラッシュ型 *I* の勾配は case *A* の $d_l = 1\phi$ と同程度であり、その絶対値は小さく、液滴の外周部への分散がきわめて悪いことを示している。

更に本実験範囲で最良の気液混合度が得られた水噴口に開角のあるリセス型 *T* ($x_r/d_l = 4\text{mm}/1.6\phi$ ($\theta_l = 15^\circ$)) を同じリセス型 *R* ($x_r/d_l = 4\text{mm}/1.6$

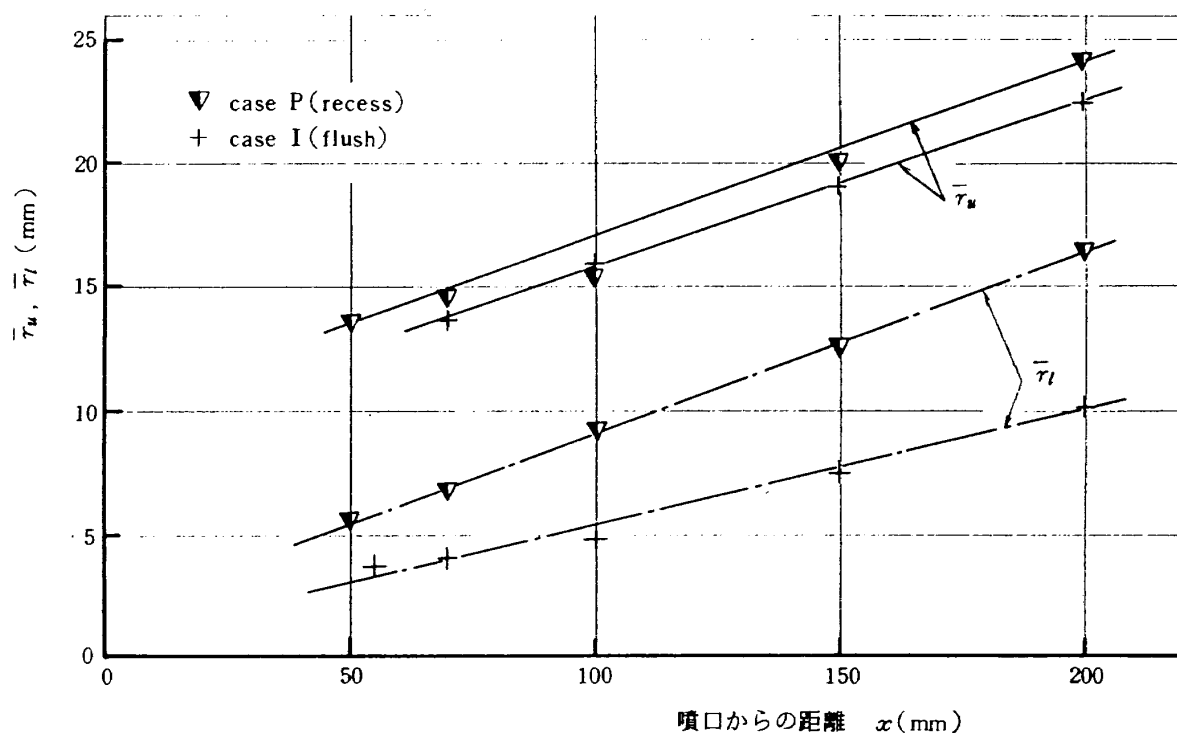


図 18.3 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化 (case I, P)

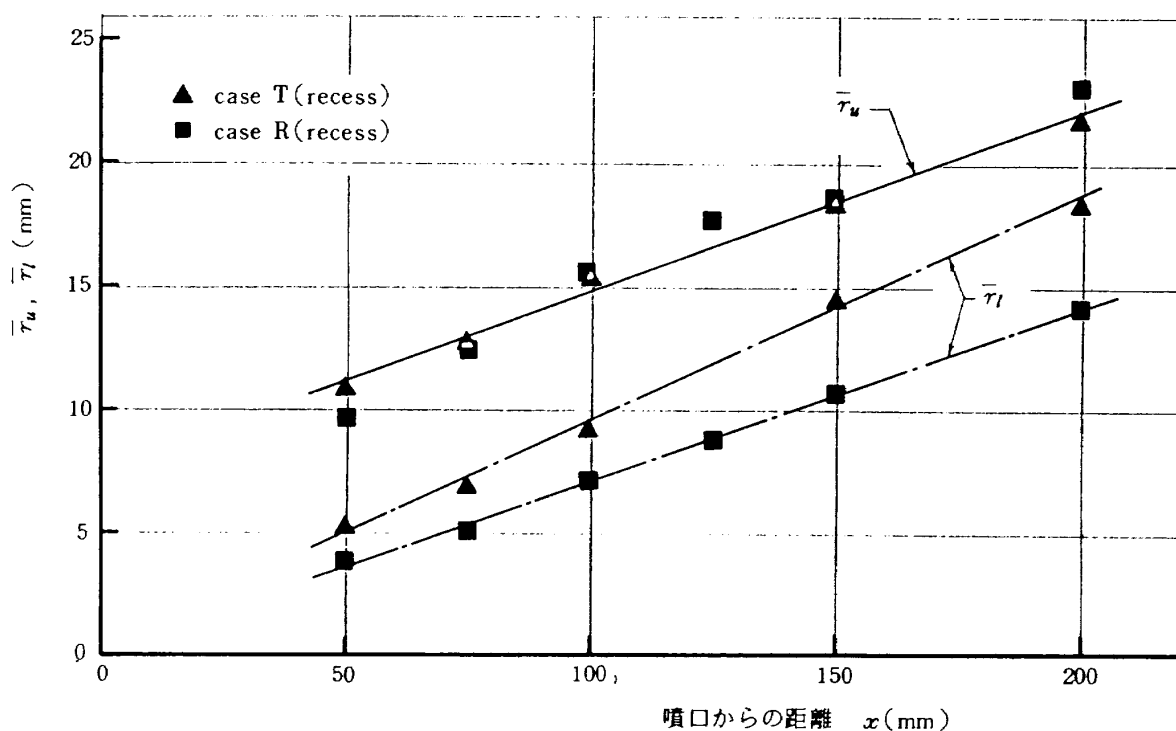


図 18.4 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化 (case T, R)

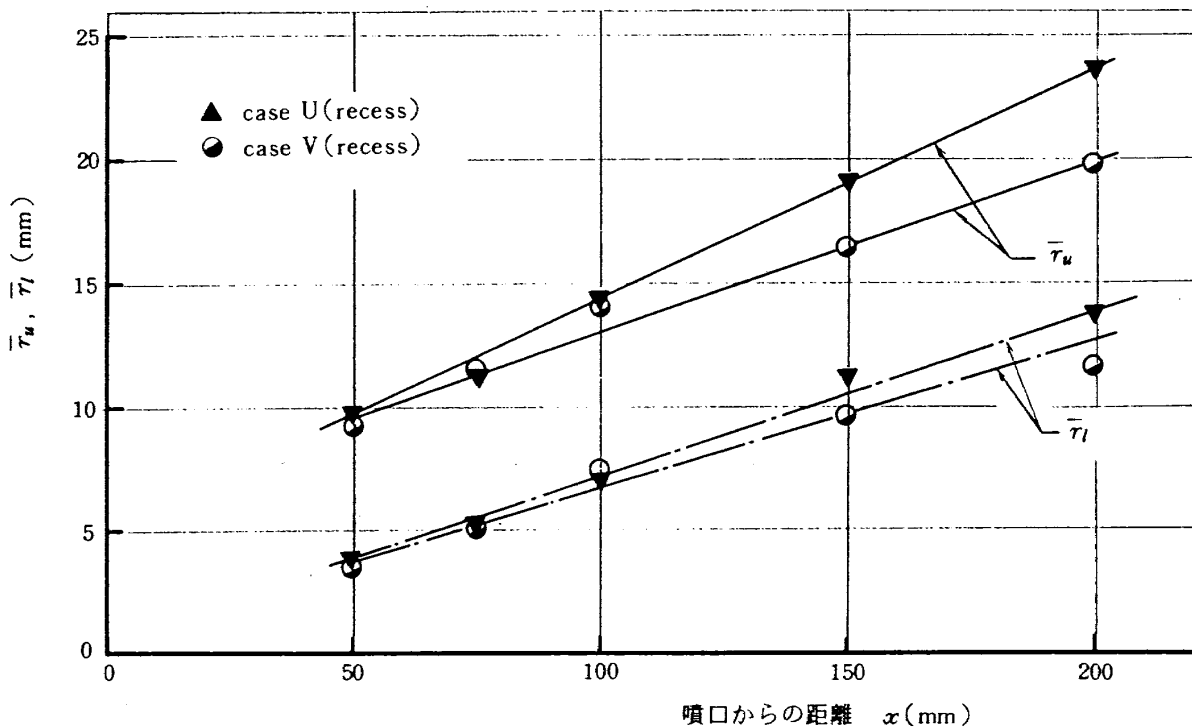


図 18.5 気相速度半値幅，液滴流束半値幅の軸方向変化 (case U, V)

ϕ)と比較して図 18.4 に示す。気相速度半値幅の軸方向変化には差は見られないが，液滴流束半値幅の変化を見ると，水噴口に開角を有するリセス型 T では，その勾配は気相速度半値幅の勾配よりも大きく ($\alpha_l \approx 5.3^\circ > \alpha_g \approx 4.2^\circ$) 軸方向距離が大きくなるに従い \bar{r}_l は \bar{r}_u に近づいて行き，きわめて良好な気液の混合状態が得られるものである。気液の混合特性については第 5, 6 節で述べる。GN₂噴口を小さくした場合の気相速度，液滴流束半値幅の軸方向変化を図 18.5 に示した。

4.8 液滴流束半値幅と気相速度半値幅比の軸方向変化

前節の軸方向液滴流束半値幅の測定値と気相速度半値幅の測定値から，その比 $k(x)$ を求める。

$$k(x) \equiv \bar{r}_l(x) / \bar{r}_u(x) \quad (5)$$

前報で述べたように気液の達成する混合度は近似的には噴霧の軸方向すべての位置で $k(x)$ の値が 1 に近いほど，すなわち液滴流束の拡散幅と気相拡散幅とが近づくほど，より均一な気液の混合が得られることになり， $k(x)$ は気液混合程度を表わす指標となりうることを示した。気液混合の特性および k 値の詳細については第 5 節で述べることにして，ここでは

リセス型とフラッシュ型の $k(x)$ 値を比較して図 19.1 ~ 19.5 に示す。両者の $k(x)$ を，噴射条件を同一にして比較すれば (1) リセス型の $k(x)$ 値はフラッシュ型に比べて，ほぼ全ての x に対して大きい値となる。(2) 水噴口径を大きくして水噴射流量を多くするに従い，リセス型とフラッシュ型の $k(x)$ の差は大きくなり，リセス型が混合に有利であることを示す。(3) リセス型では比較的早い軸方向位置で $k(x)$ はその最終値 (x にたよらない k の値) に近づくことが分る。次に個々の場合についてその特長を述べる。

$d_l = 1\phi$ の場合をリセス型 case J ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1\phi$)，フラッシュ型 case A ($d_l = 1\phi$) について図 19.1 に示す。この場合は $x < 80\text{mm}$ でフラッシュ型の $k(x)$ がリセス型よりも高くなっているが，これは前節の図 18.1 から分るように，この領域では僅かながらリセスの $\bar{r}_l(x)$ がフラッシュのそれに比べて小さい値となっているためである。水噴口径が $d_l = 1.6\phi$ の場合を図 19.2 に示す。この場合は全般にリセス型 L ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1.6\phi$) の $k(x)$ がフラッシュ型 G ($d_l = 1.6\phi$) に比べて高い値を示している。さらに水噴口径が大きく，水噴射流量の多い場合，リセス型 P ($x_r/d_l = 9\text{mm}/2.2\phi$)，フラッシュ型 I ($d_l = 2.2\phi$) を図 19.3 に示す。この場合は前述の

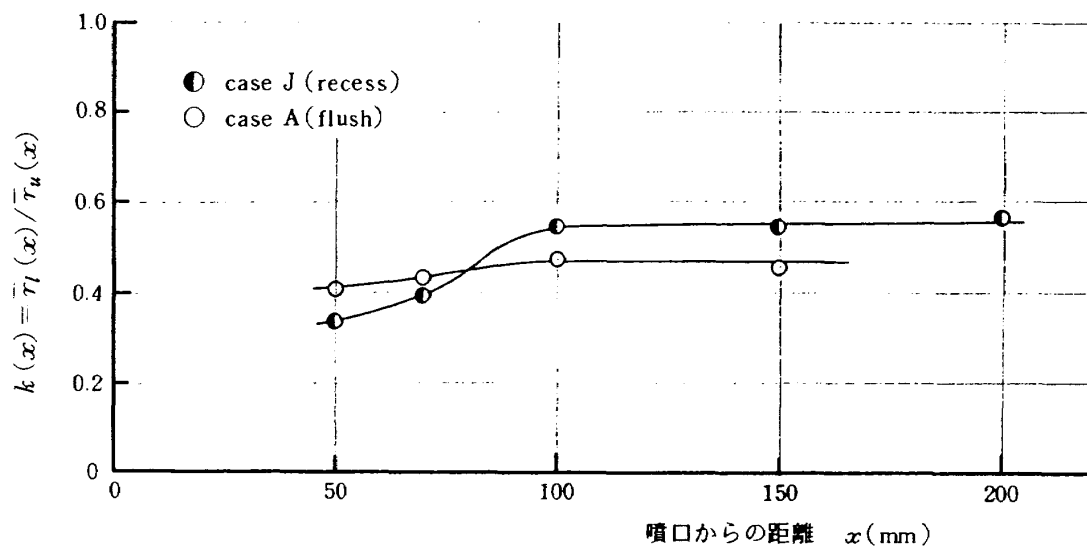


図 19.1 気相速度半値幅，液滴流束半値幅の軸方向変化 (case J, A)

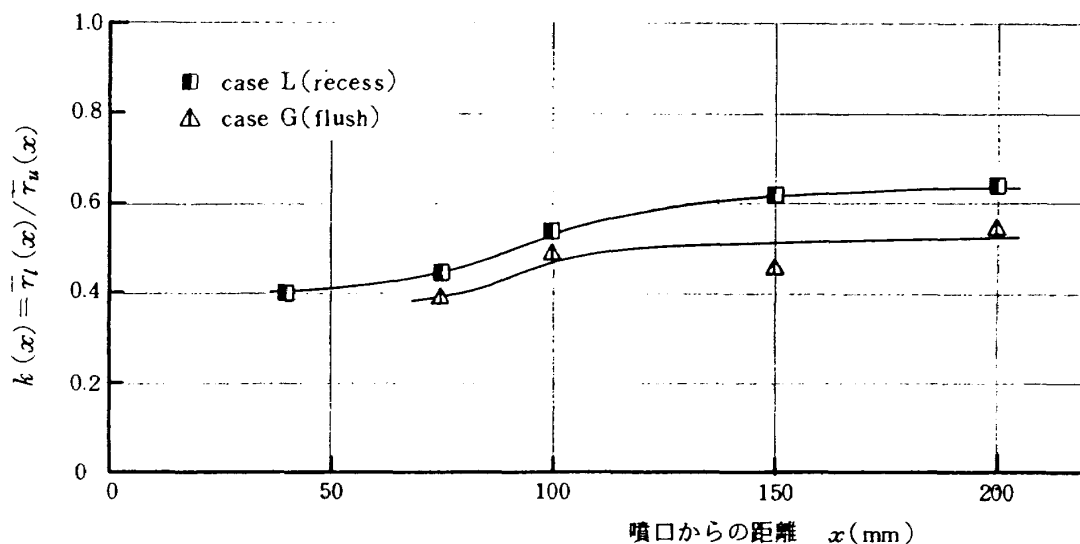


図 19.2 気相速度半値幅，液滴流束半値幅の軸方向変化 (case L, G)

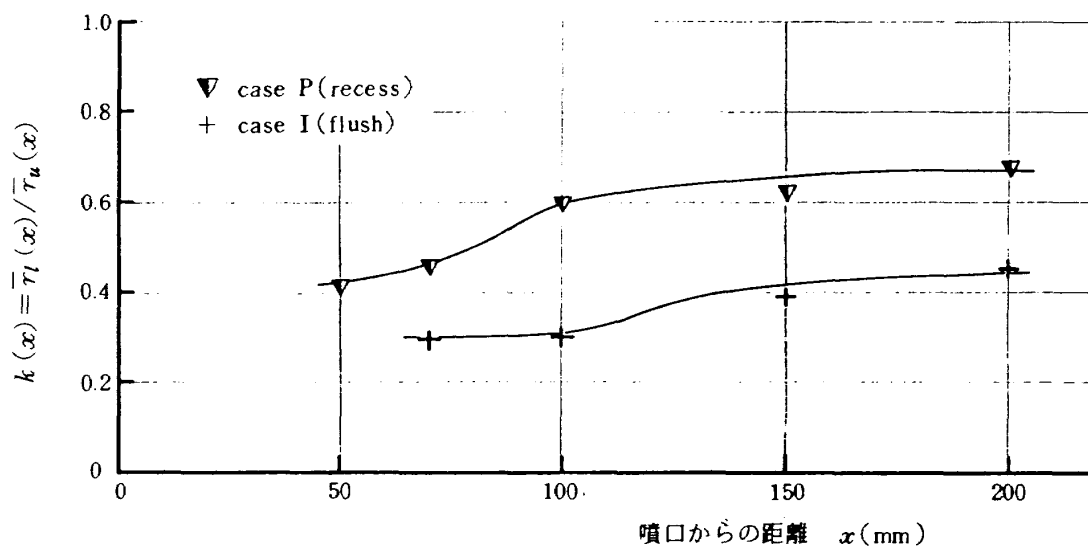


図 19.3 気相速度半値幅，液滴流束半値幅の軸方向変化 (case P, I)

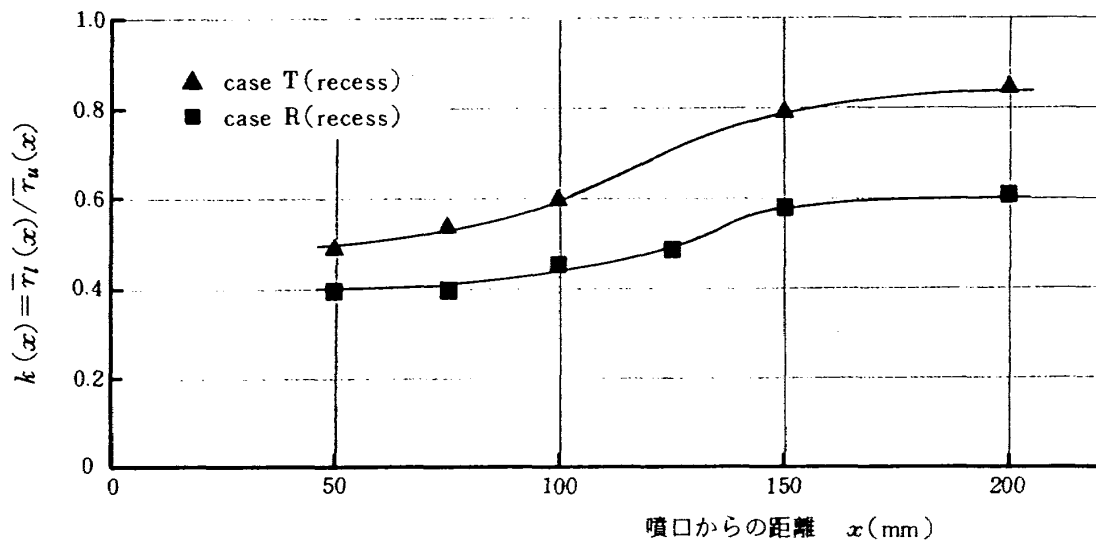


図 19.4 気相速度半値幅，液滴流束半値幅の軸方向変化 (case T, R)

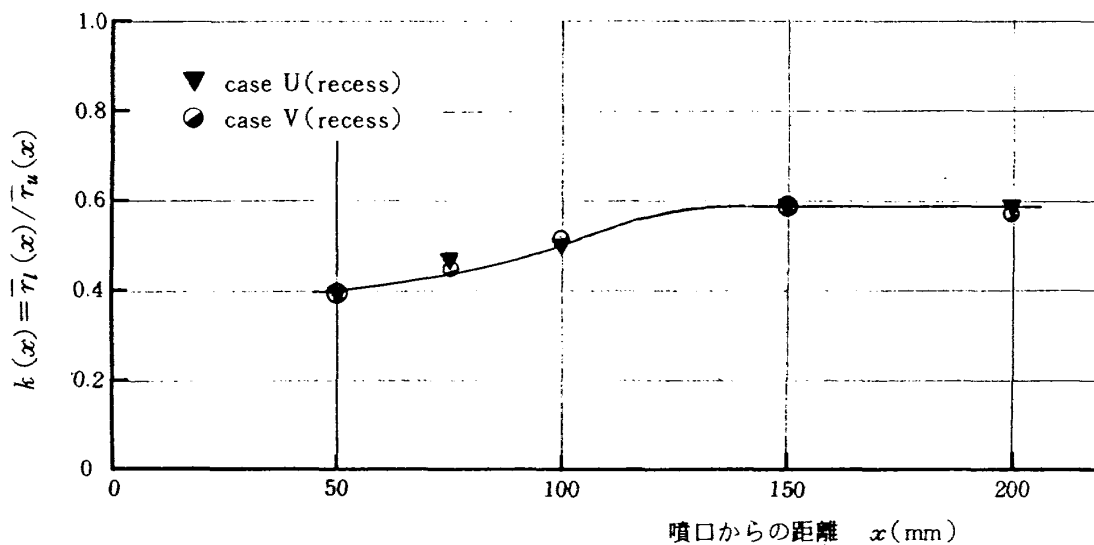


図 19.5 気相速度半値幅，液滴流束半値幅の軸方向変化 (case U, V)

特長(1)～(3)の通りであり，特に $k(x)$ の差は大きく，リセス型はフラッシュ型に比べて極めて混合特性の良いことがうかがわれる。図 19.4 は水噴口の開角の影響を示したもので，開角のあるリセス型 case T ($x_r/d_l = 4\text{mm}/1.6\phi$ ($\theta_l = 15^\circ$)) と開角のないリセス型 case R ($x_r/d_l = 4\text{mm}/1.6\phi$) の比較である。 $k(x)$ の差は大きく，水噴口に開角のある場合がきわめて混合特性の良いことがわかる。GN₂ 噴口径を小さくした場合を図 19.5 に示す。

4.9 噴霧流成分ガスの分析

第 3 節で述べたようにリセス型では噴口内リセス部ですでに噴霧流が発生しているから，噴口出口で

気液の接触が開始するフラッシュ型とくらべれば気相側の局所的乱れの大きさ，強さ等の微視的な構造は異なり，従って噴射 GN₂ と誘引空気の拡散，混合の様子も異なって来ることが考えられる。また前報第 3 節の計算で仮定した噴霧流の周囲空気の誘引に関する式(2)の係数 k_s の妥当性を調べる意味においても噴霧流中での気相成分分析を行なう必要があるため，以下の方法でガス分析を行ないこれをもとに検討した。

ガス分析の方法は噴霧流中に内径 3φ のプローブを 10 個並べ移動台に固定してコネクティングチューブにより引き出し，その途中にガス・シリンジ (0.5 cc) を置き，十分に時間が経過した後，ガス

・シリンジに供試気体を採集する。成分の分析はガス・クロマトグラフにより定量分析を行ない、測定される N_2 , O_2 の重量比から噴射 GN_2 , 誘引空気との二者に分け、各測定位置において両者の重量比を求めた。カラム充填剤はモレキュラー・シーブ (5A) を用い、キャリアガス He である。また定量の校正値は市販純酸素, 窒素からスタンダード値を作って用いた。

測定結果を示す。まずフラッシュ型噴口 ($d_l = 1\phi$, $d_g = 6\phi$) を用いてアニュラスなガス側噴口から GN_2 だけを噴射した ($P_{g0} = 1.33\text{ kg/cm}^2$, abs) 気相単相ジェットの場合を図 20.1 に示す。噴口からの距離 (h) を変え半径方向 (r) の噴射 GN_2 重量比 $Y_{N_2,0}$, 系に誘引される空気の重量比 Y_{air} は図のようになる。

噴口からの距離が遠ざかるに従い噴射 GN_2 は周囲へ拡散し序々にフラットな分布となっていく, 従って周囲から誘引した空気も滑らかな分布となる。一方, 同一の噴口を用いて, 気液を同時に噴射した場合 ($P_{l0} = P_{g0} = 1.33\text{ kg/cm}^2$, abs) 図 20.2 に示す。この場合は図 20.1 のプロファイルにきわめて良く似ていることが分る。しかしながら噴口直径が同じ場合でも, 水噴口をリセスにした場合 ($x_r/d_l = 9\text{ mm}/1\phi$, $d_g = 6\phi$) には図 20.3 に示したようにフラッシュ型の分布と異なり, $h = 50\text{ mm}$ の位置で噴射 GN_2 のピーク値は約 10 % 少ない値となる。 r 方向の分布形もフラッシュ型と比べ噴霧外縁に向かって緩やかに減少していることが分る。従ってリセス型の方が噴射 GN_2 の拡散が良く, 誘引空気との混合度が

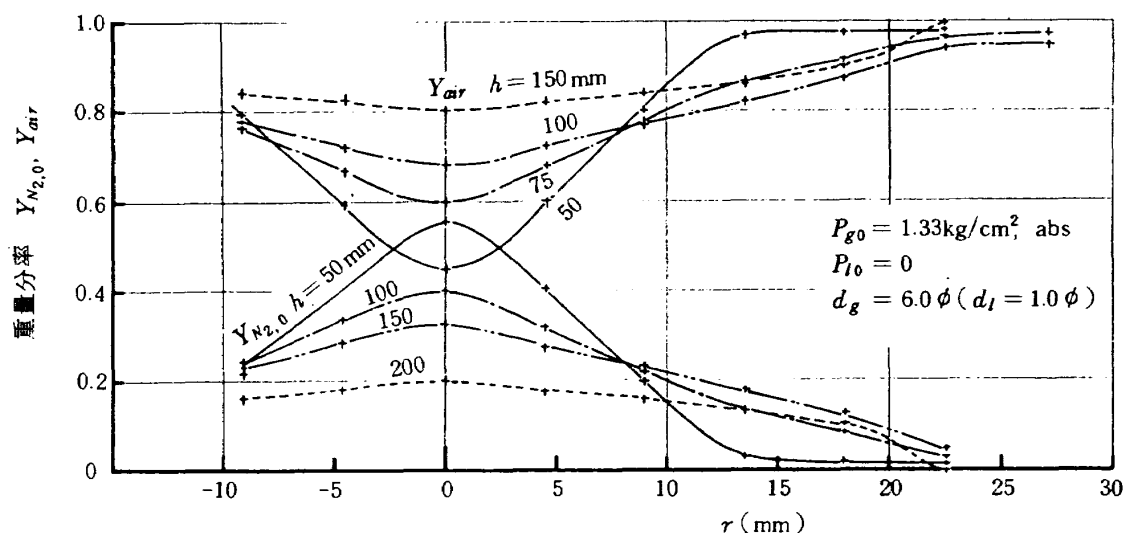


図 20.1 局所気相成分測定値 (気相単相ジェットの場合)

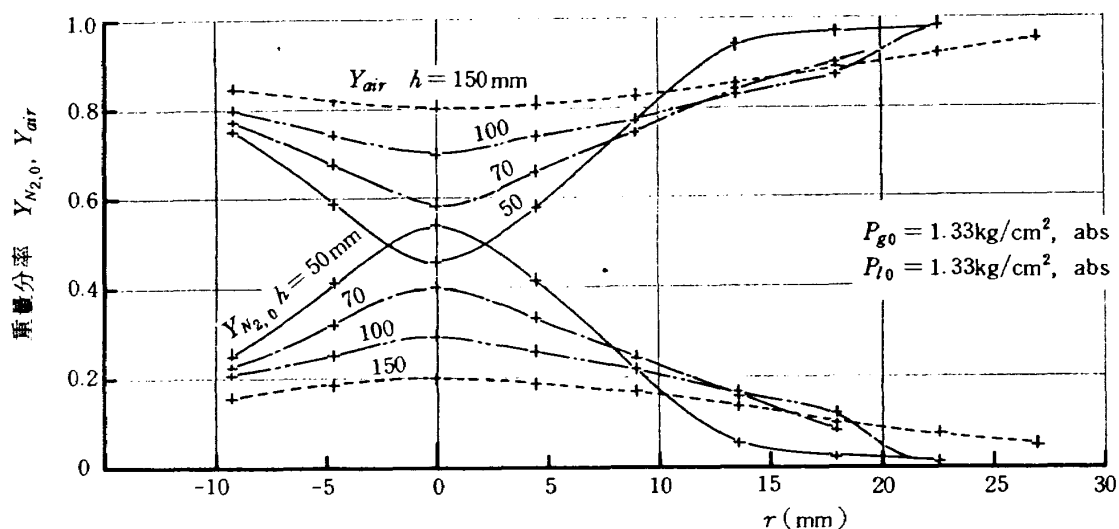


図 20.2 局所気相成分測定値 (case A, flush)

高いことを示している。このように気相間の混合が良く行われる結果として、気相に乗じた液滴の移動も行なわれやすくなり、気液の混合も促進されるものと考えることが出来る。この傾向は液噴口を大きくしたりリセス型では更に顕著に表われる。図 20.4 にリセス型 ($x_r/d_l = 9\text{mm}/1.6\phi$) の測定結果を示す。 $h = 50\text{mm}$ では図 20.2 のフラッシュ型と比較すれば噴射 GN_2 のピーク値は約 20% も少ない値となっており、 r 方向分布もきわめて均一に近い形になっている。すなわち噴射 GN_2 と誘引した空気との混合は空間的に広い範囲で行なわれているものと考えることが出来る。図 20.5, 20.6 は水噴口開角の影響を表わす。図から分るように水噴口開角は気相間の混合にはほとんど影響を与えていないと見られる。

これらの測定値から半径方向の噴射 GN_2 重量分率 $Y_{N_{2,0}}$ 分布, 誘引空気重量分率 Y_{air} 分布は各々次式で表わされることが分る。

$$\left. \begin{aligned} Y_{N_{2,0}} / (Y_{N_{2,0}})_{r=0} &= (1 - \xi_{Y_{N_2}}^{1.5})^3 \\ \xi_{Y_{N_2}} &= r / \bar{r}_{\frac{1}{2}Y_{N_2}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$Y_{air} / (Y_{air})_{r=0} = 1 - (Y_{N_{2,0}})_{r=0} \cdot (1 - \xi_{Y_{N_2}}^{1.5})^3 \quad (7)$$

ここで $\bar{r}_{\frac{1}{2}Y_{N_2}}$ は噴射 GN_2 重量分率が中心値の半分になる位置, すなわち半値幅である。 $Y_{N_{2,0}}$ の半径方向分布を図 21 に示す。

噴射 GN_2 , 誘引空気重量分率の半径方向プロファイルが(6), (7)式で表わされれば, 前報第 3 節の計算で仮定した誘引空気量を見積る式の妥当性を確かめ

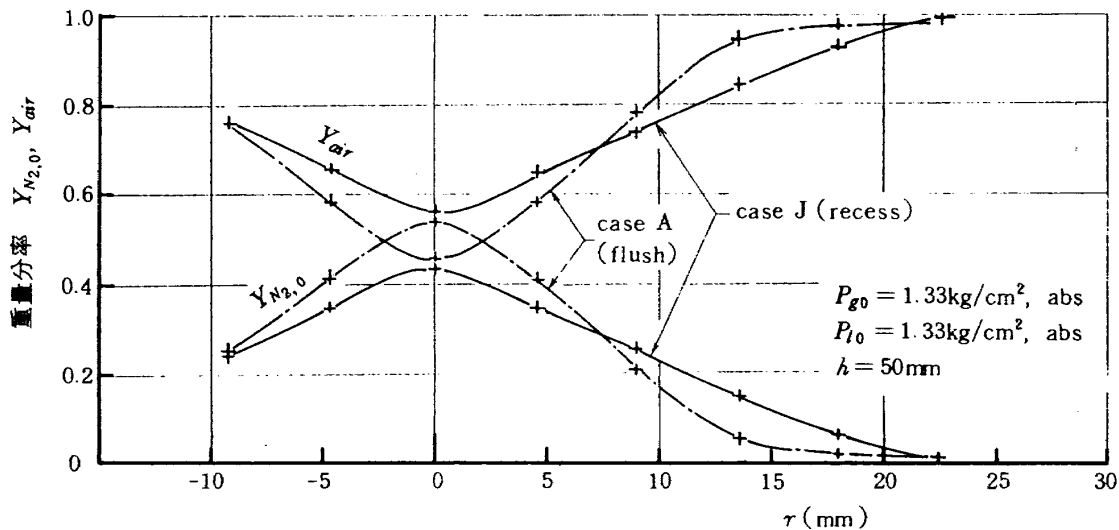


図 20.3 局所気相成分測定値 (recess と flush の比較)

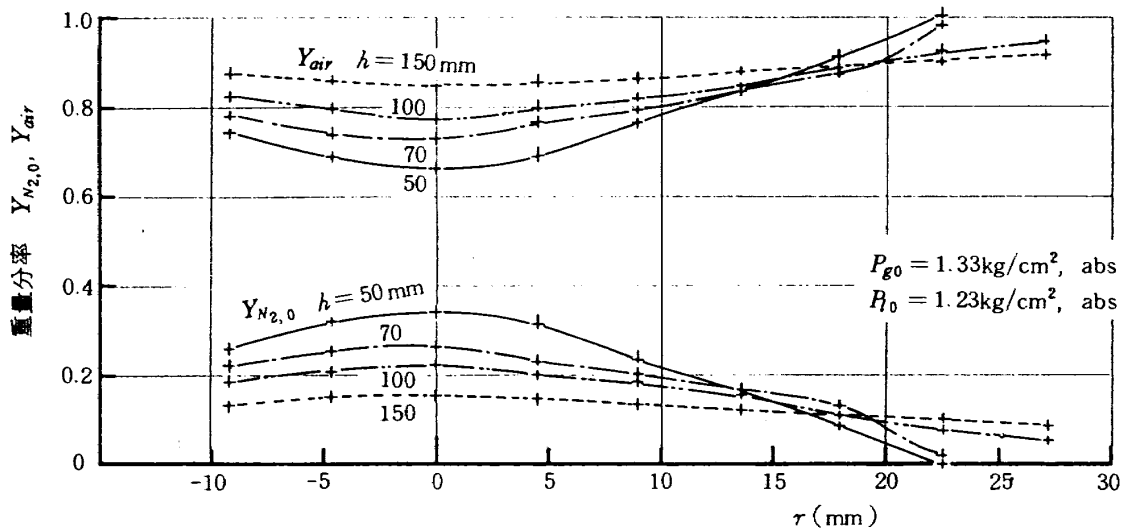


図 20.4 局所気相成分測定値 (case L, recess)

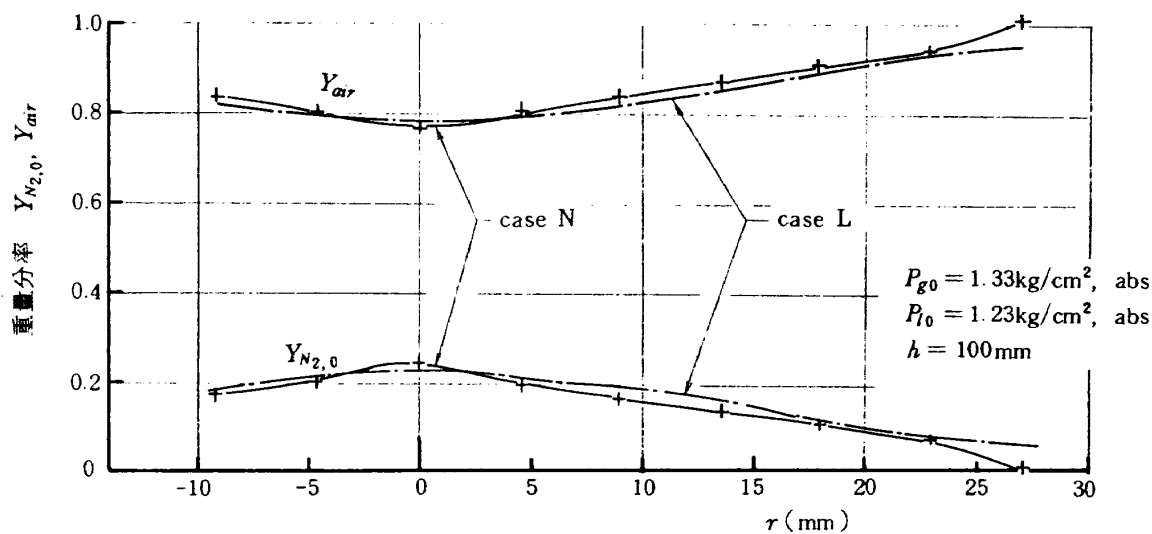


図 20.5 局所気相成分測定値（水噴口に開角のある case N，無い case L の比較）

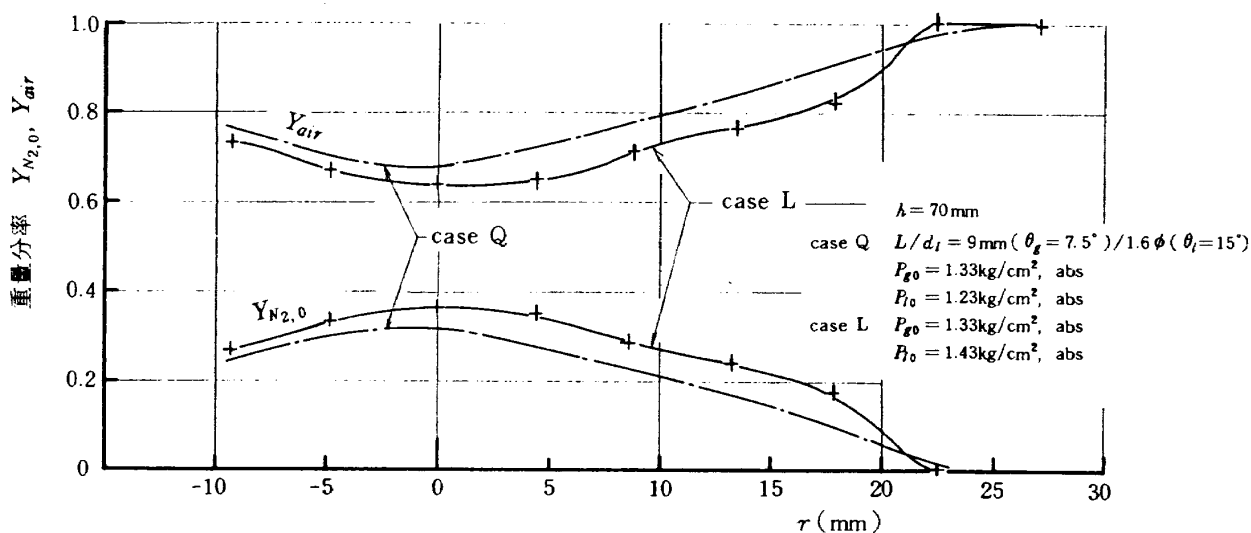


図 20.6 局所気相成分測定値（ガス側噴口，水噴口に開角のある case Q と無い case L の比較）

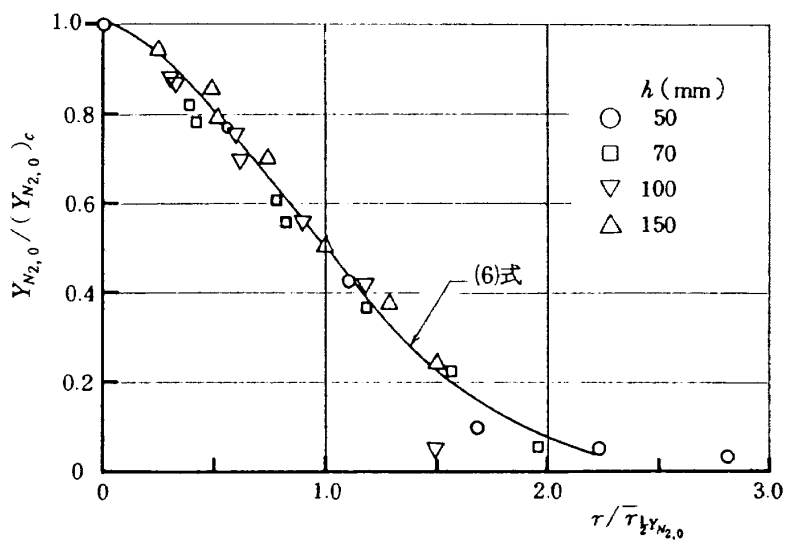


図 21 噴射 GN_2 重量分率の半径方向プロフィール（case A，flush）

ることが出来る。計算の仮定において誘引空気量は次式で与えた。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} w_s(x) &= \sum_{x=0}^x \Delta w_s(x) \\ \Delta w_s(x) &= 0.404 \rho_s \sqrt{\frac{J_g}{\rho}} \Delta x \simeq k_s \rho_s R_g u_c \Delta x \end{aligned} \right\} (8)$$

$$\text{ここで } J_g = 2\pi \int_0^\infty \rho u^2 r dr \simeq 2\pi \int_0^{R_g} \rho u^2 r dr$$

係数は $k_s = 0.89$ を仮定した。

一方、誘引空気の半径方向プロファイルが(7)式で表わされれば、

$$\begin{aligned} w_s(x) &= \sum_{x=0}^x \Delta w_s = \int_0^{R_g} 2\pi \rho u Y_{air} dr \\ &= 2\pi \rho u_c \int_0^{R_g} r \left[1 - \left(\frac{r}{R_g} \right)^{1.5} \right]^2 \\ &\quad \cdot \left\{ 1 - Y_{N_2, c} \left[1 - \left(\frac{r}{R_{N_2}} \right)^{1.5} \right]^3 \right\} dr \end{aligned} \quad (9)$$

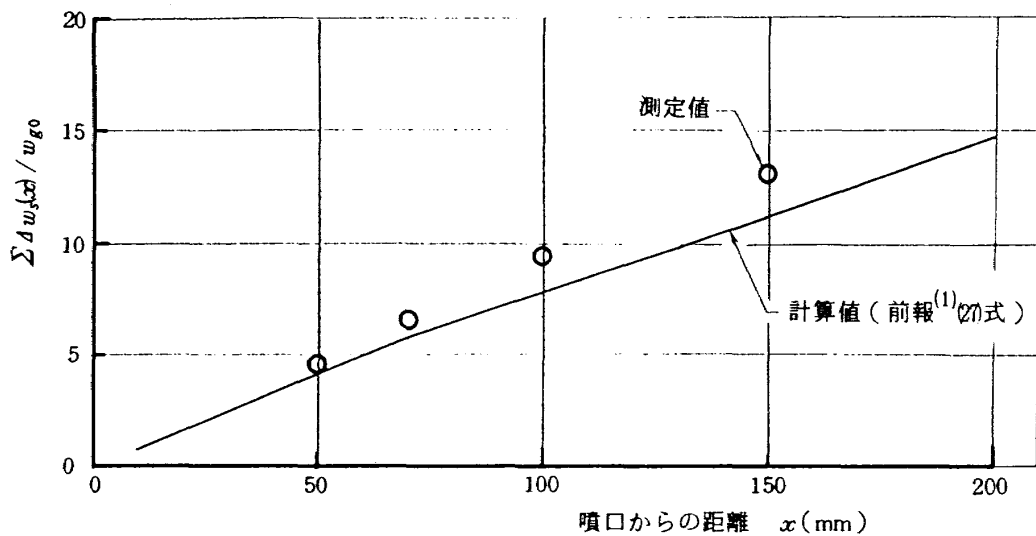


図 22 系に誘引された空気量の測定値と計算値の比較 (case A, flush)

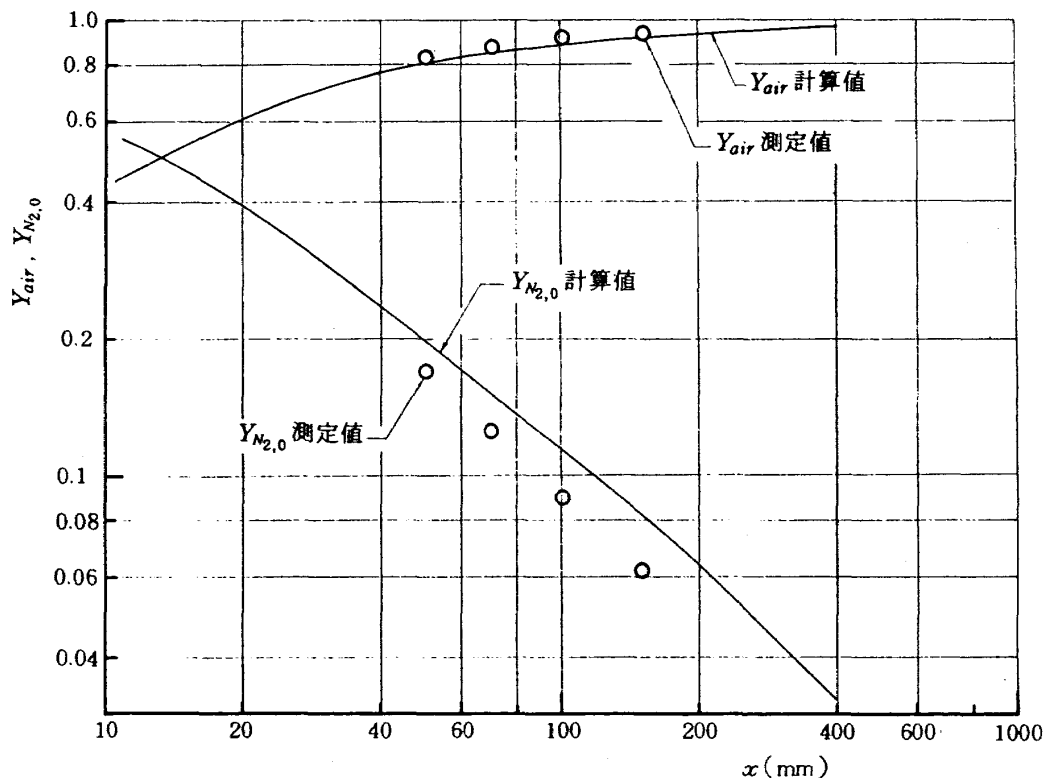


図 23 中心軸上気相成分変化計算値と測定値との比較 (case A)

(9)式の $Y_{N_2,c}(x)$, $R_{N_2}(x)$ に測定値を代入し, $\rho(x)$, $u_c(x)$, $R_g(x)$ に第7節で求める計算値を代入すれば, 系に誘引された空気量の x 方向変化が求まる。 $w_s(x)$ の計算値(8)式, 測定値から求まる(9)式の結果を図22に示す。両者は x 方向の全般にわたりほぼ一致していることから前報の計算で仮定した誘引空気量算定に用いた定数 k_s は妥当であることが確かめられた。また図23に x 方向中心軸上 $Y_{N_2,0}$, Y_{air} の変化の測定値と計算値を示した。但し前報の計算では誘引された空気は噴射GN₂と直ちに混合が行なわれるものと仮定して, 半径方向に分布を有さない一次元量として扱っているから(6), (7)式の形で実際に分布している量を一次元量に換算して比較した。

換算式は

$$\pi R_g^2 \rho u Y_{N_2,0} = 2\pi \int_0^{\bar{R}_{N_2}} r \rho u (\bar{Y}_{N_2,0})_{r=0} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{\bar{R}_{N_2}} \right)^{1.5} \right]^3 dr \quad (10)$$

である。

ここで $\bar{R}_{N_2}(x) = 2.874 \bar{r}_{\frac{1}{2}N_2}(x)$ であり, $\bar{r}_{\frac{1}{2}N_2}(x)$, $(\bar{Y}_{N_2,0})_{r=0}$ は実測値を用いた。

5. 液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比の整理式

前報の計算の節でも述べた通り本計算方法の中核となっていることは液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比は予め与え, 計算の主未知量の一つである気相拡算幅が各保存則から解として求められた後, 液滴拡散幅は $\bar{r}_l(x) = k(x) \cdot \bar{r}_u(x)$ から定めることである。次に $r=0$ の噴射中心から $r=R_l(x) = (2.874 \bar{r}_l(x))$ の液滴が存在する外縁までの範囲で気液間の運動量の交換を計算し, 次の計算区間での保存則への条件とされる。このように計算上必要となる $k(x)$ は実験条件から定めて与えるべき唯一の値である。従って種々の噴口形状, 噴射条件での $k(x)$ を測定して, これらの間になんらかの関係式を導びいておけば, 噴口形状, 噴射条件が与えられれば予め予想される $k(x=0)$ を用いて, 順次解析的に噴霧流の流れ場とその混合特性を計算することが可能である。前報の第5節で述べたようにフラッシュ型の噴口形状に対して

は測定値 $k(x)$ の漸近値($k(x) \rightarrow k$, x に依存しない値)は噴射速度比(u_R)をパラメーターにすれば一義的対応関係が得られたが, ここでは第4.8節に示されたような k が x に依存して変化する領域を含めて, 噴射条件に対する値を整理することを試みる。 $k(x)$ を支配するパラメーターとして何を選ぶかと言うことに対して様々な考え方が出来るが, ここでは噴射の初期条件と見做せる噴射速度比

$$u_R = u_{g0}/u_{l0} \quad (11)$$

の他に, 液滴が空間に占める密度を考慮する。これは空間に存在する液滴の粗密は, 液滴を拡散させる気流の乱れとの干渉の起こりやすさに影響を与えるからである。すなわち空間における液滴密度の粗なものほど気流の乱れと干渉が起こりやすく, 半径方向へ運び去られる可能性が高いと考えられる。液滴群が空間に占める体積割合は

$$\bar{\eta} = q/\rho_l u_l \quad (12)$$

で表わされ, 噴射速度比との組合せから次のパラメーター

$$\phi = \frac{1}{\bar{\eta}} \frac{(\rho u)_{g,0}}{(\rho u)_{l,0}} \quad (13)$$

を考える。このパラメーターはまた次のように解釈される。すなわち噴霧流中の単位体積に着目して, この体積の中で密度 ρ_g の気相が占める体積を v_g , 密度 ρ_l の液滴群が占める体積を v_l とすれば噴霧流の平均密度 $\bar{\rho}$ は

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_g v_g + \rho_l v_l}{v_g + v_l}$$

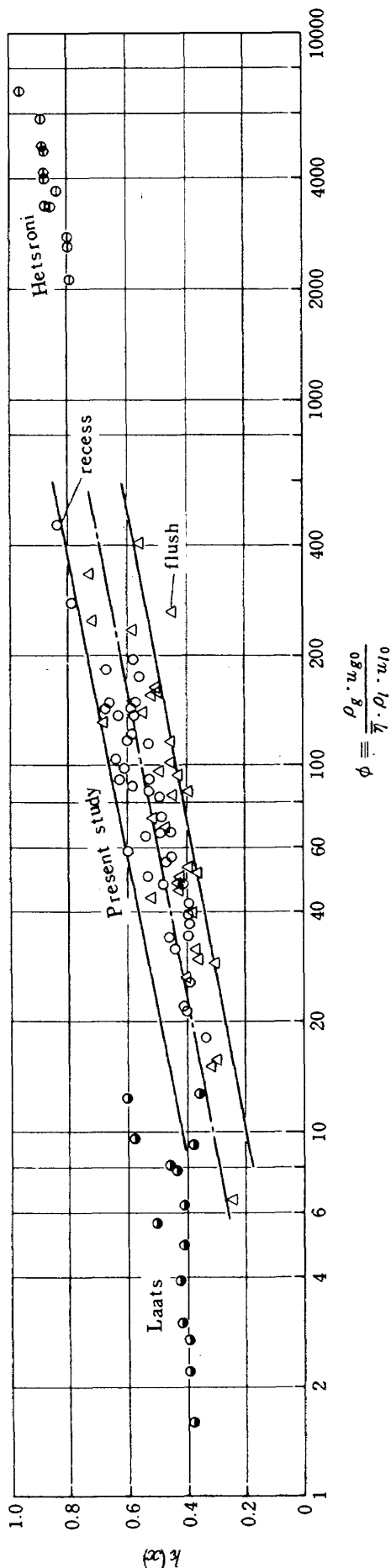
であるが $\rho_l \gg \rho_g$, $v_g \gg v_l$ であるから

$$\bar{\rho} \simeq \frac{\rho_g v_g + \rho_l v_l}{v_g} = \rho_g + \rho_l \bar{\eta}$$

すなわち $\bar{\eta} = \bar{\rho}/\rho_l - \rho_g/\rho_l \simeq \bar{\rho}/\rho_l$ を(13)式に代入すればパラメータ ϕ は

$$\phi = (\rho u)_{g0}/\bar{\rho} u_{l0} \quad (14)$$

となる。これは気相のもつ噴射初期流束と噴霧流を混合体と見做した場合の噴霧流束の比を表わしている。密度差および速度差を有する気相同軸噴流の混合においては, 二気相の噴射流束比が重要なパラメーターとなることは周知¹⁰⁾の通りである。測定値 $k(x)$ を以上のパラメータ ϕ に対してプロットすれば図24を得る。ここで $\bar{\eta}$ を求める際の液滴速度は計算値を


 図 24 パラメータ ϕ による $k(\omega)$ 値の整理

用いた。パラメータ ϕ の意味するものは初期条件である気液噴射速度比が大きいほど、また形成される液滴空間密度が小さいほど $k(\omega)$ の値は大きくなり、液滴の拡散幅は気相のそれに近づくことである。液滴の拡散で最も重要であると考えられる液滴径の大きさはパラメータ ϕ に陽には入っていないが、液滴速度を定める際の運動方程式、抵抗係数に陰に入ってくる。(13) 式のパラメータに対して、フラッシュ型の $k(\omega)$ の絶対値はリセス型に比べて全般的に小さい値を示しているが、おおむね実験範囲に対して次式で表わされる。

$$k(\omega) = 0.071 + 0.239 \log \phi \quad (15)$$

また表 5 に示した予混合型噴射器からの油滴 / 空気を用いた Hetsroni⁽³⁾ の実験値、およびコランダム粒子 / 空気を用いた Laats⁽⁴⁾ の実験値を同一のパラメータで整理して示した。これらはほぼ本実験の延長上にあることが分る。

次に液滴半値幅と気相速度半値幅の比 $k(\omega)$ の物理的意味を考える。不連続体の流れである液滴群を濃度

$$c = q_l / u_l \quad (16)$$

を有する連続体と見做すものとする。この時、もし気相速度分布、濃度分布が正規分布で表わされるならば乱流シュミット数 S_T は

$$S_T^{-1} = (\bar{r}_c / \bar{r}_u)^2 \quad (17)$$

で表わされる⁽¹¹⁾ ことになる。ここに \bar{r}_c は濃度分布の半値幅である。ところで本研究でこれまで扱ってきた液滴流束分布 $q_l(x, r)$ から、第 7 節の計算で求まる液滴速度 $u_l(x, r)$ を用いれば液滴濃度 c を (16) 式から求めることが出来る。 $u_l(x, r)$ の計算値によれば半径方向の速度分布は極めて緩やかで、中心軸 ($r = 0$) から半値幅の範囲では液滴速度の差は小さい。 $u_l(x, r)$ 分布の計算例を図 25 に示し、これを用いて (16) 式から求めた濃度分布 $c(x, r)$ と、これまで扱ってきた液滴流束分布 $q_l(x, r)$ を、各々中心軸上値で無次元化して図 26 に示す。濃度分布にもとづく半値幅 \bar{r}_c と液滴流束分布にもとづく半値幅 \bar{r}_l を比較すれば、両者はほぼ同じであることが分る。従ってこれまで扱ってきた液滴流束半値幅は濃度半値幅と見做せるから、 k 値は (17) 式で表わされる乱流シュミット数と次の関係がある。

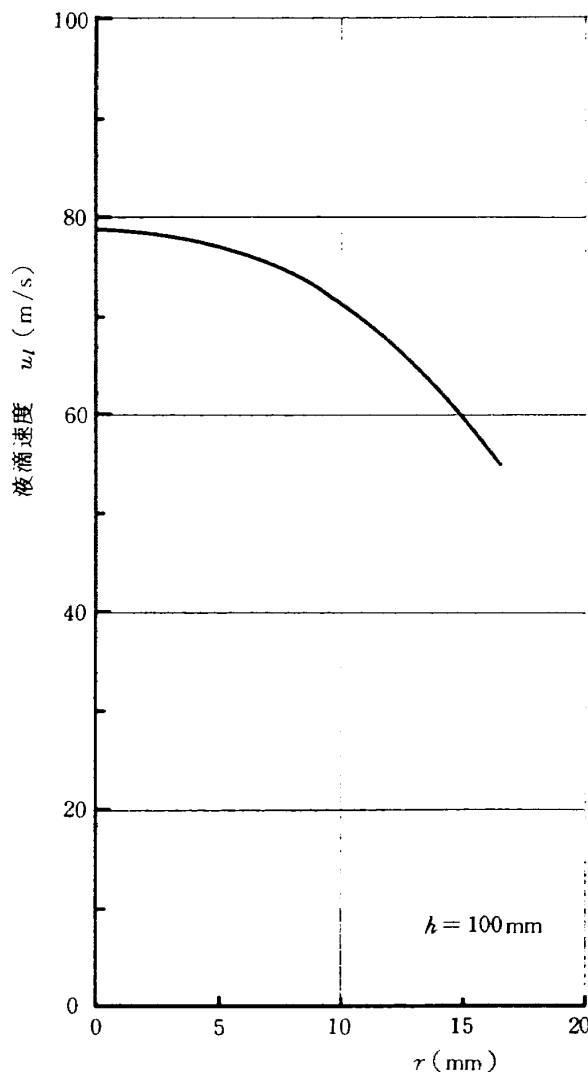


図 25 半径方向液滴速度分布計算値例
(case A, flush)

$$S_T^{-1} = (\bar{r}_c / \bar{r}_u)^2 \simeq (\bar{r}_l / \bar{r}_u)^2 = k^2(x) \quad (18)$$

よって

$$k(x) \simeq S_T^{-\frac{1}{2}} \quad (19)$$

となる。

従って、これまで述べて来た k 値を気液混合体の乱流シュミット数の表現で行えば、液滴を含む噴霧流では主領域では $k \simeq 0.65$ のオーダーであるから

$$S_T \simeq 2.4 \quad (20)$$

となり、一般に気体のシュミット数が 1 程度であることに比べれば、大きい値となっている。一方、Hetsroni の実験値は液相の噴射流量比が極めて少ないことから $k \simeq 0.95$ 程度であり、従って $S_T \simeq 1.1$ となる。この場合は気体のシュミット数に近い値になることが分る。

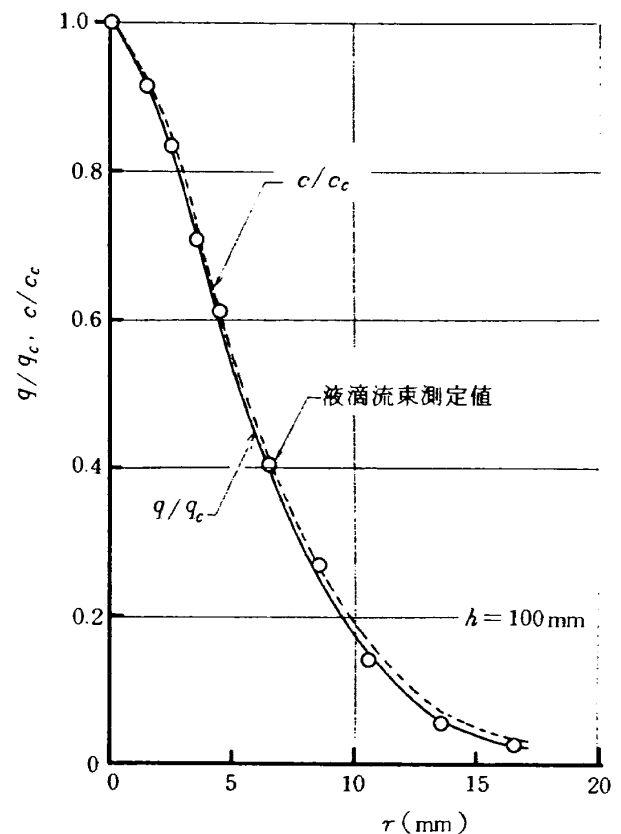


図 26 半径方向液滴流束分布測定値および液滴濃度分布計算値例 (case A, flush)

6. リセス型とフラッシュ型の混合特性の比較

前報のフラッシュ型の混合特性で述べた通り、次式で表わされる混合効率 E_m は噴射混合比に対する達成度を表わすものである。すなわち

$$E_m = 1 - \left[\sum_{i=1}^n f_i \frac{(R - r_i)}{R} + \sum_{i=1}^n f_i \frac{(R - \bar{r}_i)}{R - 1} \right] \quad (21)$$

で定義され、局所流量分率 f_i の局所混合比 (r_i) が全て噴射総混合比 (R) に等しい時 $E_m = 1$ となる。

リセス型に対する $E_m(x)$ を計算により求め図 27 に示す。 $E_m(x)$ の軸方向変化は図 19 で示した $k(x)$ の軸方向変化プロフィールにきわめて類似なものである。ここで前報のフラッシュ型の場合に含めて k の漸近値 (x に無関係に示す一定値) と E_m の間には図 28 に示されるような対応関係があることが分る。リセス型噴口においては E_m は大きい値を示すから、フラッシュ型に比較して混合効率が優れている。これ

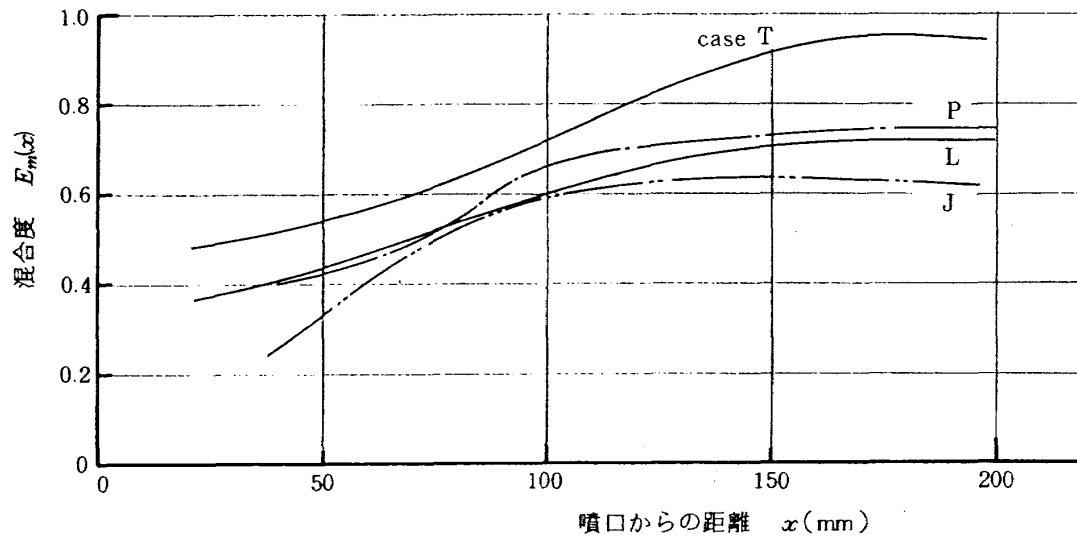
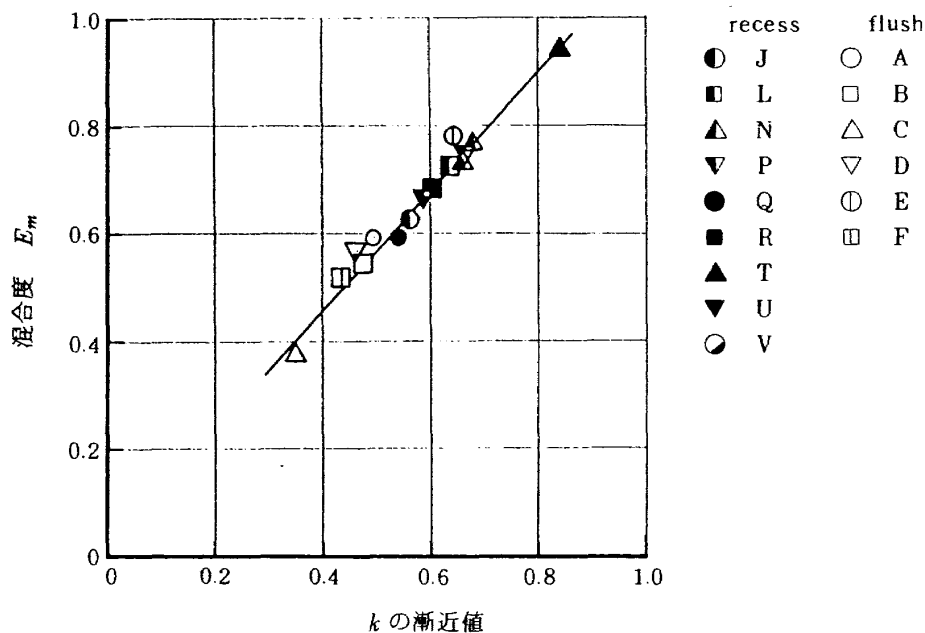


図 27 混合度の軸方向変化 (case J, L, P, T)

図 28 k の漸近値と混合度の関係
(フラッシュ型とリセス型の比較)

はリセス型では噴口形状から言っても、いわゆる pre-mixed型に近いものであり、リセス内である程度発達した噴霧流となっていることによるものである。

7. リセス型噴口による噴霧流の計算値と実験値との比較

7.1 リセス内微粒化領域の計算式

リセス型噴口からの噴霧流の流れ場の計算手法は

前報のフラッシュ型と基本的に同じであるが、リセス部で微粒化の一部が行なわれ、限界霧化条件を満足する場合は微粒化が完了する。噴霧流遷移領域とそれに続く主領域の計算方法は前報第3章と全く同じである。従って本節ではリセス内の微粒化領域の計算方法についてのみ述べる。前報のフラッシュ型噴口の微粒化領域での計算モデル化の際にも述べた通り、現象を微視的に見れば単純なモデル化は不可能である。従って、ここでは微粒化に至る詳細な過

程の考察は抜きにして、微粒化が起こった結果として発生する現象を頼りに計算可能なモデル化を行うこととする。すなわち気液の両者に対する各量の保存則を考えることにより諸量の計算が可能になる。但し、モデルを最も単純化してリセス内での全ての量は軸方向にのみ変化する一次元量と仮定する。第3節のリセス内圧力分布で観察されたように圧力極大点を気液接触開始点、すなわち微粒化開始点と見なし、リセス部を二つの領域に分けて考える。以下に各保存式を示す。

気相質量保存式

前報⁽¹⁾フラッシュ型噴口に対する気相質量保存式(22)で誘引気体量変化を表す項 $\Delta w_s = 0$ であるから

$$\frac{d}{dx} (A \rho u) + \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} = 0 \quad (22)$$

ここで気相断面積変化 ΔA と局所微粒化量 Δw_a とは図29のモデルから次の関係がある。

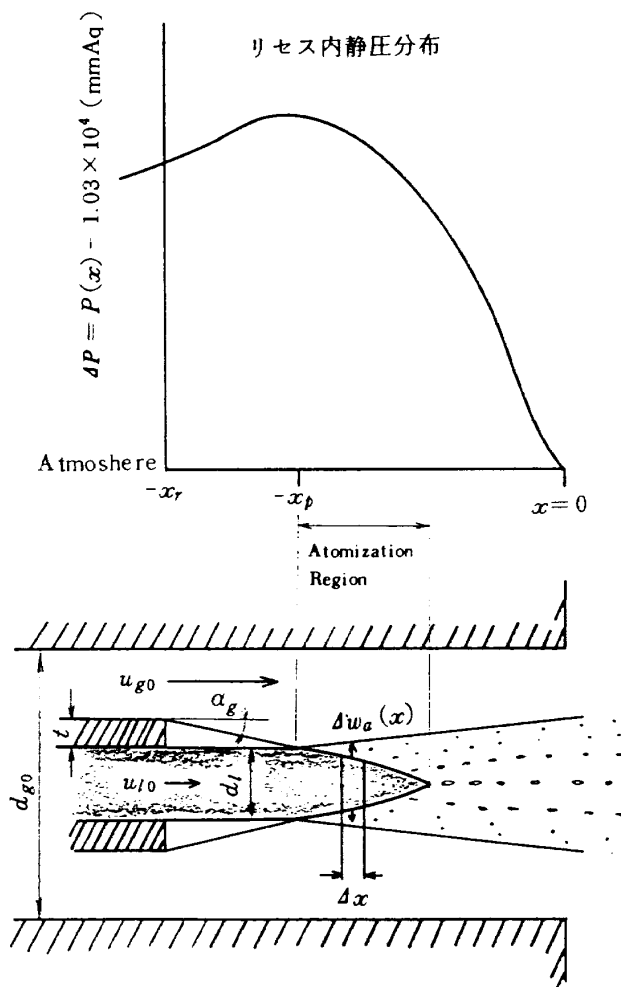


図29 リセス領域微粒化モデル

(i) $-x_r \leq x \leq -x_p$ に対して

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\pi}{4} d_{g0}^2 - \pi \left(\frac{d_l}{2} + t - x \cdot \tan \alpha_g \right)^2 \\ \Delta A &= \pi \cdot \tan \alpha_g \cdot \Delta x (d_l + 2t - 2x \cdot \tan \alpha_g) \end{aligned} \right\} (23)$$

ここに t は噴口肉厚

(ii) $-x_p < x \leq 0$ に対して

$$\left. \begin{aligned} \frac{\pi}{4} d_l^2 u_l \rho_l - \Delta w_a &= \frac{\pi}{4} (d_l + \Delta d_l)^2 u_l \rho_l \\ \Delta w_a &= -\frac{\pi}{2} d_l \Delta d_l \cdot u_l \rho_l \end{aligned} \right\} (24)$$

従って

$$\left. \begin{aligned} A &= A_g - A_l = \frac{\pi}{4} (d_{g0}^2 - d_l^2) \\ \Delta A &= -\Delta A_l = -\frac{\pi}{2} d_l \Delta d_l = \Delta w_a / u_l \rho_l \end{aligned} \right\} (25)$$

(22)式を $A \rho u = w_{g0} = A_{g0} \rho_0 u_0$ で無次元化して

(i) $-x_r \leq x \leq -x_p$ に対して

$$\Delta u' + \Delta \rho' + \Delta A' + \phi_M' = 0 \quad (26)$$

但し、 $\Delta A' \equiv \Delta A / A$ は(23)式から求め、 α_g は与えるものとする。

(ii) $-x_p < x \leq 0$ に対して

(24), (25)式の関係を用いれば

$$\Delta u' + \Delta \rho' + \alpha_1 \Delta w_a' - \phi_M' = 0 \quad (27)$$

$$\alpha_1 \equiv \left(\frac{A_{g0}}{A} \right) \left(\frac{\rho_0 u_0}{\rho_l u_l} \right)$$

$$\phi_M' \equiv \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} / w_{g0}$$

を得る。

運動量保存式

前報フラッシュ型噴口に対する運動量保存式(23)に圧力差に起因する項、壁面での摩擦による項を考慮して次式を得る。

$$\Delta P' + \frac{1}{\alpha_4} \Delta A' + F' + \Delta u' + \alpha_2 \Delta w_a' + \alpha_3 = 0 \quad (28)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \Delta P' &\equiv \frac{dP}{dx} / \frac{1}{G} \rho u^2 \text{ は圧力勾配を表す項} \\ F' &\equiv f \rho \frac{u^2}{2} \pi d_{g0} \cdot \Delta x / u \cdot w_{g0} \text{ は壁面} \\ &\text{との摩擦による運動量損失を表す項} \\ f &= 0.3164 / R_e^{0.25} \quad (\text{Blasius の式}) \\ \alpha_2 &\equiv (u_{ls,j}(N) - u_{l0}) / u \\ \alpha_3 &\equiv \sum_{j=1}^N (w_{ls,j} \Delta u_{ls,j} - u_{ls,j} \Delta w_{ls,j}) \\ &\quad / u \cdot w_{g0} \\ \alpha_4 &\equiv \rho u^2 / GP \end{aligned} \right\} (29)$$

但し、 $-x_r \leq x \leq -x_p$ では $\Delta w'_a = 0$ 、 $\Delta A'$ は(23)式による。

$-x_p < x \leq 0$ では $\Delta A'$ は(25)式による。

エネルギー保存式

前報フラッシュ型噴口に対するエネルギー保存式(34)式において誘引空気による項 $(C_p T \Delta w)_s = 0$ とおいて、かつ液滴からの蒸発が無視出来るものとするれば

$$\Delta T' + 2C_1 \Delta u' - C_1 \beta_2^2 \Delta w'_a + \beta_1 = 0 \quad (30)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} C_1 &\equiv u^2 w_{g0} / 2GJ \times w_{g0} C_p T \\ \beta_1 &\equiv C_1 \times \sum_{j=1}^N 2u_{ls,j} w_{ls,j} \Delta u_{ls,j} \\ \beta_2 &\equiv u_{l0} / u \end{aligned} \right\} (31)$$

であり、 $-x_r \leq x \leq -x_p$ では $\Delta w'_a = 0$ である。

気相の状態式

リセス内では空気の誘引はなく、液滴からの蒸発を無視するものとするれば

$$\Delta \rho' + \Delta T' - \alpha_4 \Delta P' = 0 \quad (32)$$

である。

以上の基礎式においては主未知量は $\Delta u'$ 、 $\Delta \rho'$ 、 $\Delta T'$ 、 $\Delta P'$ 、 $\Delta w'_a$ である。未知量の数が多いので、本計算では $\Delta P'$ に測定された静圧分布を用いることにすれば残りの4個の主未知量は連立方程式の解として定まる。但し、 $-x_r \leq x \leq -x_p$ では $\Delta w'_a = 0$ であるから、全ての量は計算により求まる。以下に解(簡単のためにリセス内で液滴からの蒸発が無視出来て、かつ温度変化も無視出来る場合)を示す。

(i) $-x_r \leq x \leq -x_p$ に対して

$$\left. \begin{aligned} \Delta w'_a &= 0 \\ \Delta P' &= \frac{1}{1-\alpha_4} [F' - \alpha_3 - (1 + \frac{1}{\alpha_4}) \Delta A'] \\ \Delta u' &= -(1 - \alpha_3) \Delta A' - \frac{\alpha_4}{1-\alpha_4} F' \\ \Delta \rho' &= \frac{\alpha_4}{1-\alpha_4} [F' - \alpha_3 - (1 + \frac{1}{\alpha_4}) \Delta A'] \\ \Delta T' &\simeq 0 \end{aligned} \right\} (33)$$

を得る。

(ii) $-x_p < x \leq 0$ に対して

$$\left. \begin{aligned} \Delta w'_a &= \frac{(1 - \alpha_4) \Delta P' + F' + \alpha_3}{\alpha_1 - (\frac{\alpha_1}{\alpha_4} + \alpha_2)} \\ \Delta u' &= \frac{\alpha_2 \alpha_4 \Delta P' + \alpha_1 (F' + \alpha_3)}{\alpha_1 - (\frac{\alpha_1}{\alpha_4} + \alpha_2)} \\ \Delta \rho' &= \alpha_4 \Delta P' \\ \Delta T' &\simeq 0 \end{aligned} \right\} (34)$$

を得る。

すなわち、気液の接触開始点 $x = -x_p$ までは $\Delta w_a = 0$ であり、それ以降では測定された静圧分布をもとにして $\Delta w_a(x)$ が求まることになる。

初期条件は、リセス入口 ($x = -x_r$) において、すでに貯気圧力から断熱膨張が完了した状態であるものと仮定する。

7.2 計算値と実験値の比較

7.2.1 リセス内での局所微粒化量及び諸量

リセス内での局所微粒化量の計算結果を図30、31に示す。気液が接触開始してから微粒化が完了するまでに要する長さは水噴射流量の増大に比例して長くなっていることが分る。この場合は casa J ではほぼ噴口出口で微粒化が完了しているのに対して水噴射流量の多い case P では噴口から約 9mm ($x/d_l = 4.3$) の距離に渡って微粒化が行なわれていることになる。ここで述べた微粒化完了長さと水噴射流量の関係を図32に示す。すなわち、ガス側噴射圧力が一定な場合には単位距離当りの局所微粒化量はほぼ一定であることを意味している。

次にリセス内での気相速度、液滴速度等の計算値

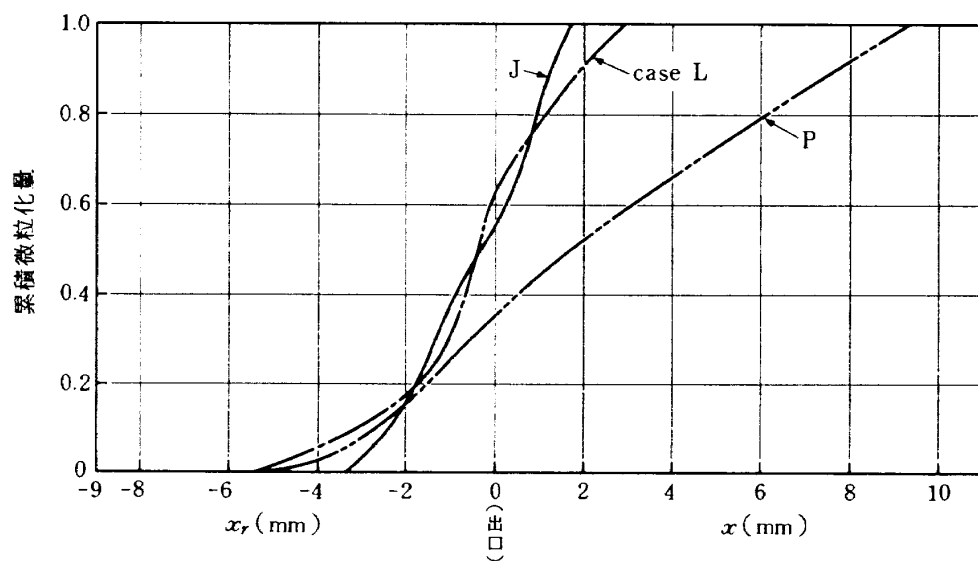


図 30 リセス内微粒化量計算値

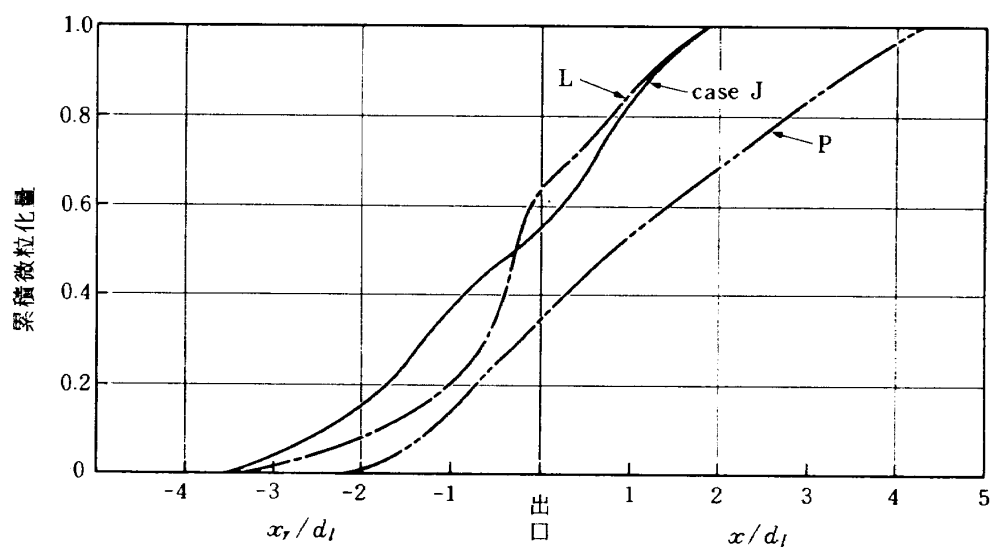


図 31 リセス内微粒化量計算値

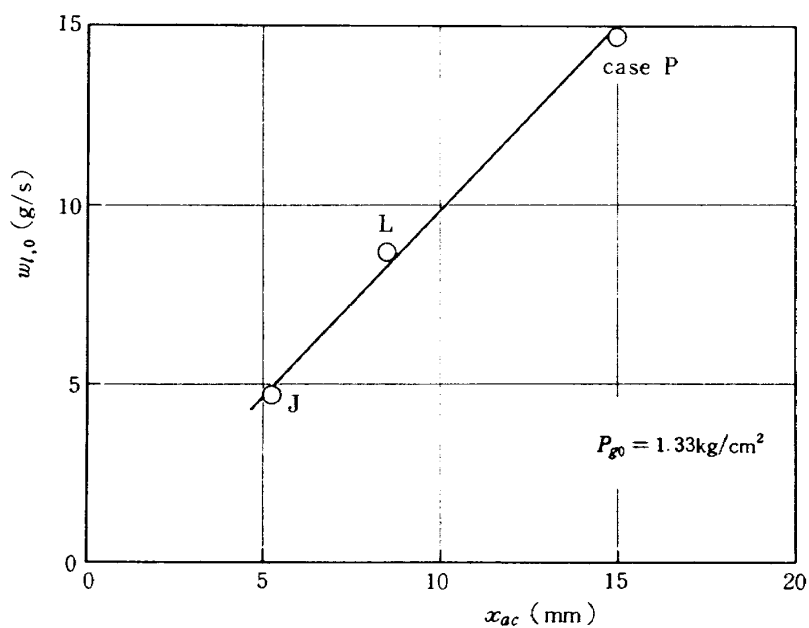


図 32 微粒化完了長さと噴射水流量の関係

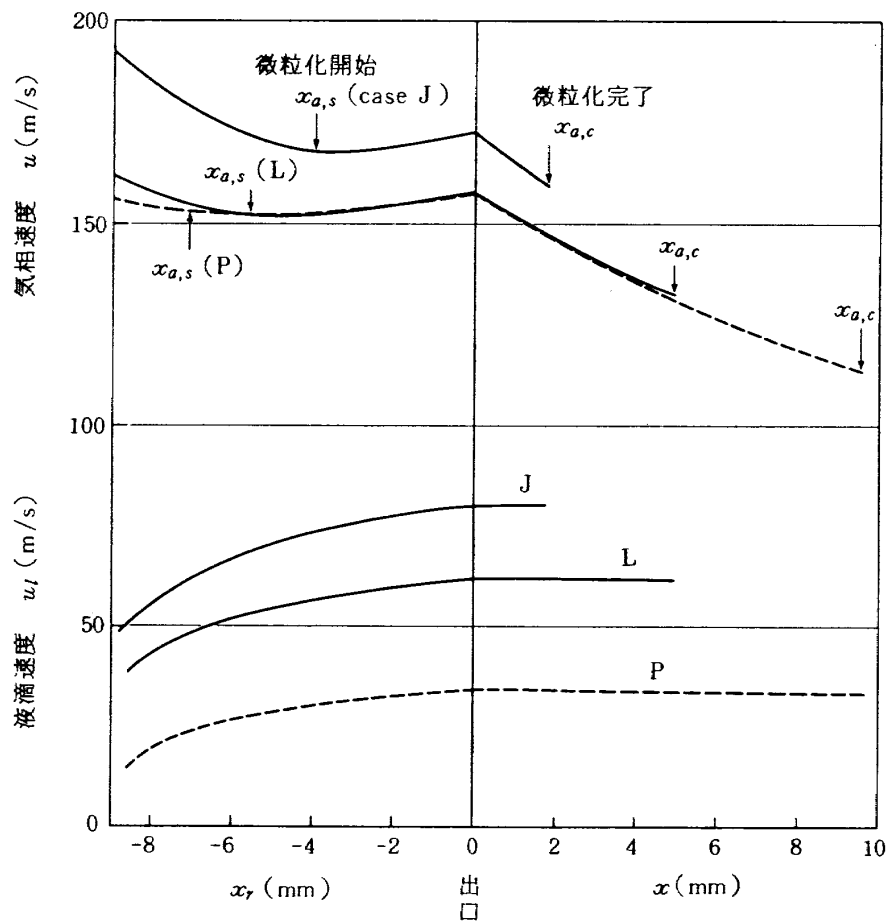


図 33.1 リセス内気相速度，液滴速度計算値

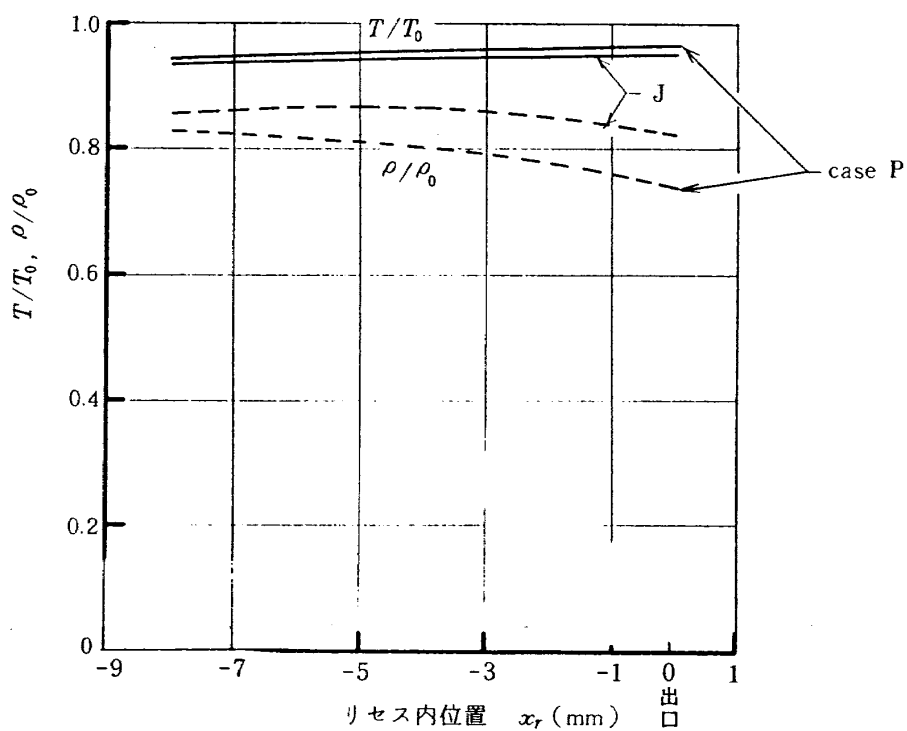


図 33.2 リセス内気相温度，密度計算値

は図 33.1, 33.2 の様に求まり, これらの値 ($u, u_l, T, \rho \dots$) は噴口出口 ($x=0$) 以降の噴霧流を計算する際の初期条件となる。次節に噴口出口後の計算値と実験値を比較して示す。

7.2.2 気相速度, 液滴速度

気相速度計算値と実験値および液滴速度計算値の軸方向変化を図 34.1 ~ 34.4 に示す。水噴口径が小さく, 水噴射流量の少ない case J では計算値は実験値とはほぼ一致しているが, 水噴射流量が多くなるに従い噴口近くでは計算値は実験値よりいく分大きめの傾向となっている。この理由として考えられることは, 噴口近くでの実際の速度半径方向プロファイルは計算で仮定したものより中心部でもっと平らで, かつ絶対値の低い“つり鐘状”の分布になっているのに対して, 計算では裾野が広く中心部でシャープな絶対値の高い形状を仮定していることによるものである。

計算から出てくる傾向として, 水噴射流量を増すに従い, 気相速度の軸方向減衰の勾配が僅かながら大きくなって来ることである。すなわち case J (d_l

$= 1\text{mm}\phi$), case L ($d_l = 1.6\text{mm}\phi$) では軸方向速度減衰の勾配が $n = -0.71 \sim -0.72$ であるのに対して case P ($d_l = 2\text{mm}\phi$) では $n = -0.77$ であり, case T ($d_l = 1.6\text{mm}\phi, \theta_l = 15^\circ$) で $n = -0.75$ である。このように水噴射流量増による負勾配の増加は次のように説明される。これは水噴射流量増によって液滴粒径は表 2 に示したように増大するが, 液滴粒径が大きくなった場合には液滴の慣性力が大きくなるから軸方向液滴速度の減衰は小さくなる。すなわち噴霧流中に存在する液滴の粒径が大きい場合には液滴の減速によって生じる気相への運動量の移動量が少ないことになるから, 気相の速度減衰は本来の気相単相の減衰 ($n = -1$) に近づくためであると考えられる。計算から得られる液滴速度も示したが, 液滴粒径が小さい場合には速度減衰が早くなることが分る。これらの液滴速度計算値は第 5 節の液滴空間密度を求める際に用いられる。

7.2.3 液滴流束

液滴流束の軸方向変化の計算値と実験値の比較を図 35 に示す。計算においては各実験での k の漸近

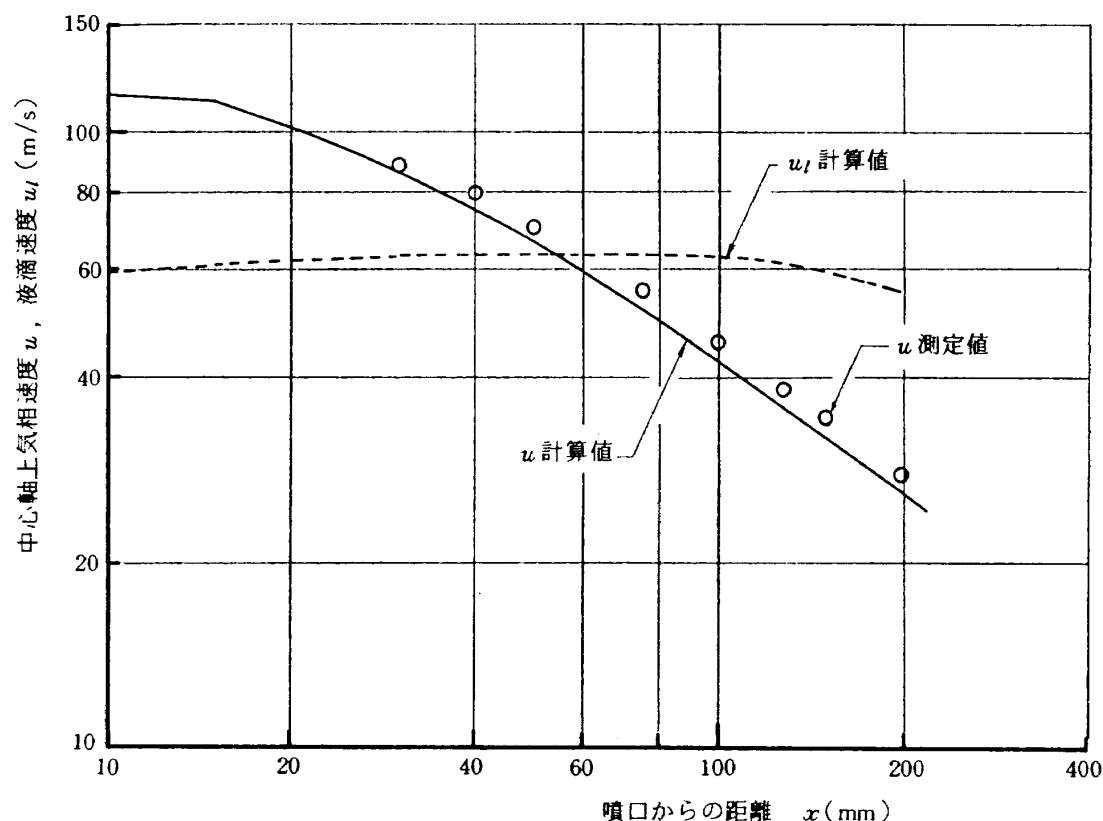


図 34.1 中心軸上気相速度計算値と測定値との比較, 液滴速度計算値 (case J)

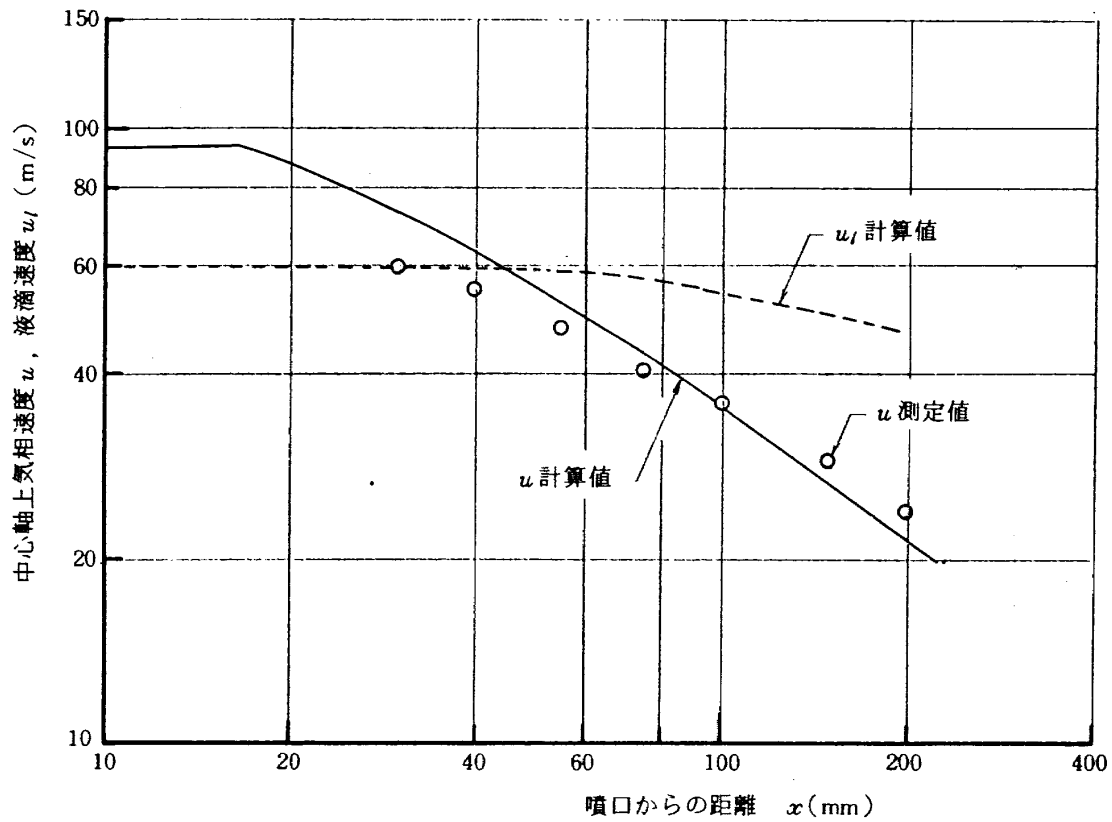


図 34.2 中心軸上気相速度計算値と測定値との比較, 液滴速度計算値 (case L)

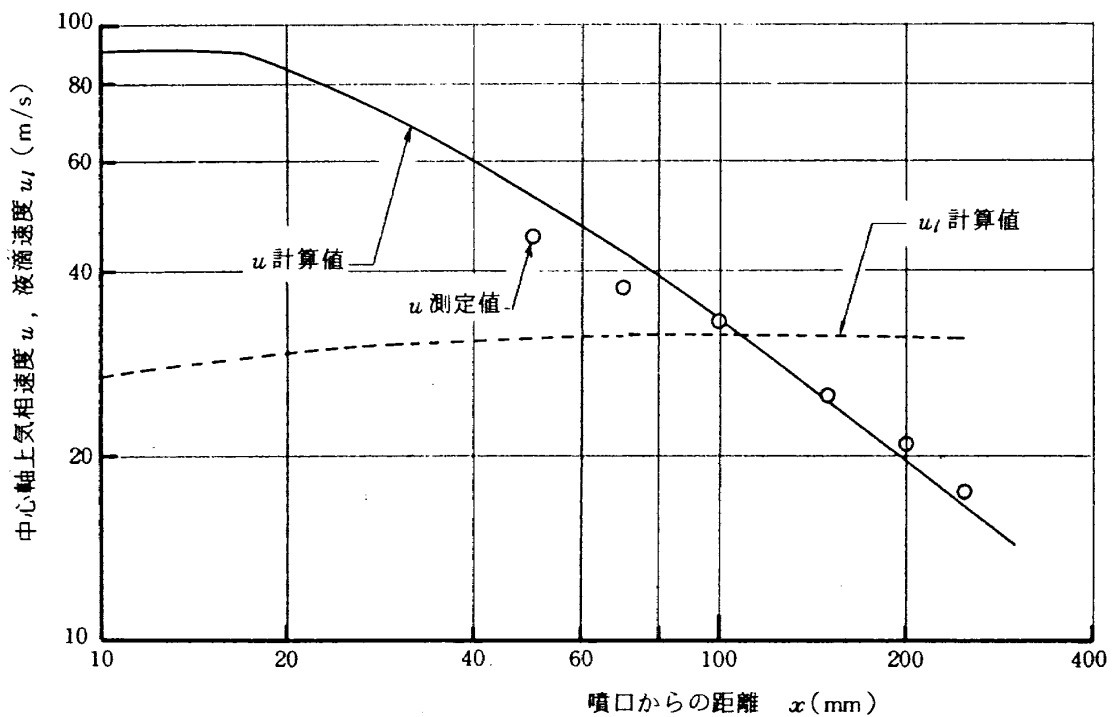


図 34.3 中心軸上気相速度計算値と測定値との比較, 液滴速度計算値 (case P)

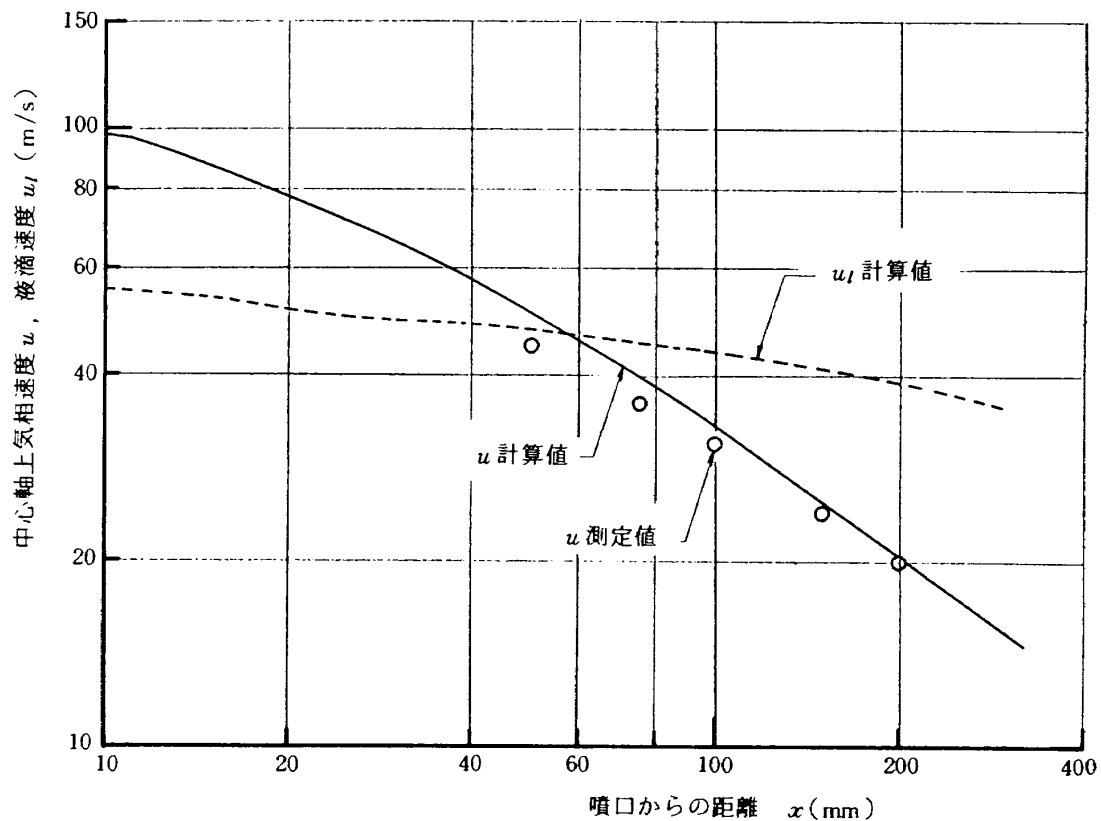


図 34.4 中心軸上気相速度計算値と測定値との比較, 液滴速度計算値 (case T)

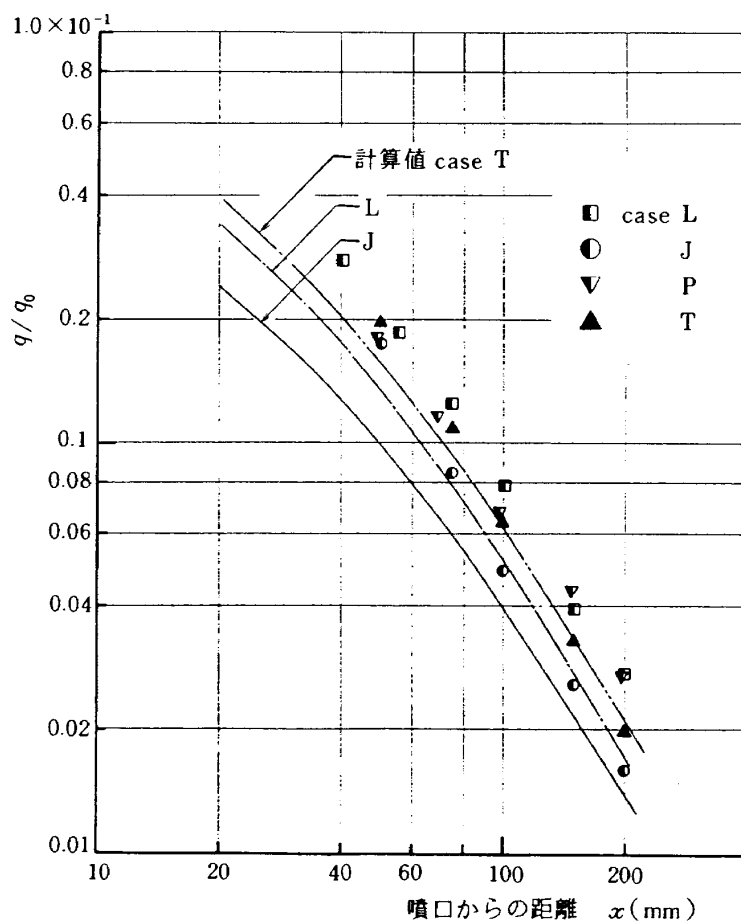


図 35 中心軸上液滴流束計算値と実験値の比較

値 (x に依存しない k) を用いている。従って噴口近くでは k の値は大き目に見積ることになるから、ここでは液滴流束の計算値は実験値より低い値となる。しかし x に対する液滴流束変化の傾向はほぼ同じであると見做せる。

7.2.4 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅

気相速度半値幅の軸方向変化を図 36.1 ~ 36.4 に示す。水噴口径の小さい case J ではほぼ x の全般にわたり計算値と実験値は一致するが、噴口径が大きくなるに従い、噴口近くの x での計算値は半値幅

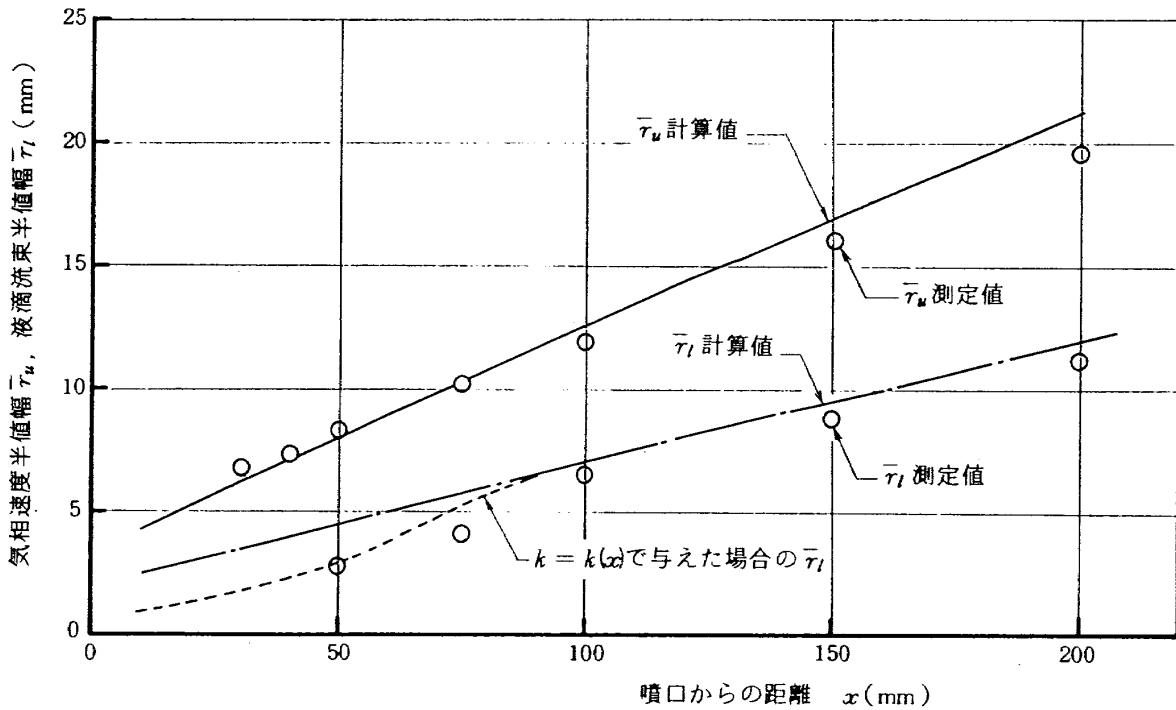


図 36.1 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅の軸方向変化計算値と測定値の比較 (case J)

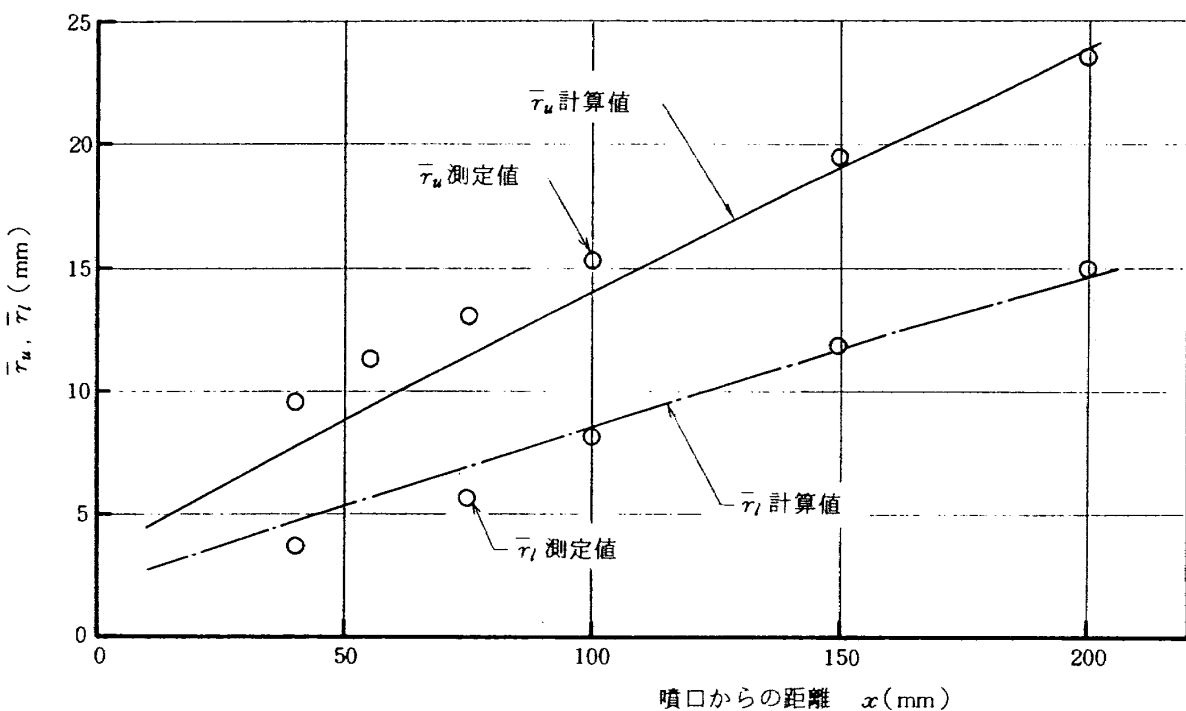


図 36.2 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅の軸方向変化計算値と測定値の比較 (case L)

を小さ目に見積る結果となる。特に case P ($x_r/d_l = 9\text{mm}/2.2\text{mm}\phi$) の差は大きくなっている。これは第 7.2.2 項で述べた通り、この x の範囲では仮定した半径方向速度プロファイルが実際の速度プロファイルに比べてシャープな形になっていることによ

て生じた差である。計算からは気相速度半値幅の x 方向に対する拡がり幅の勾配は僅かながら噴射条件によって差が生じている。すなわち前項で述べたように水噴口径が大きくなって、形成される液滴粒径が大きい場合 (case L, T, P) には、その拡がり角

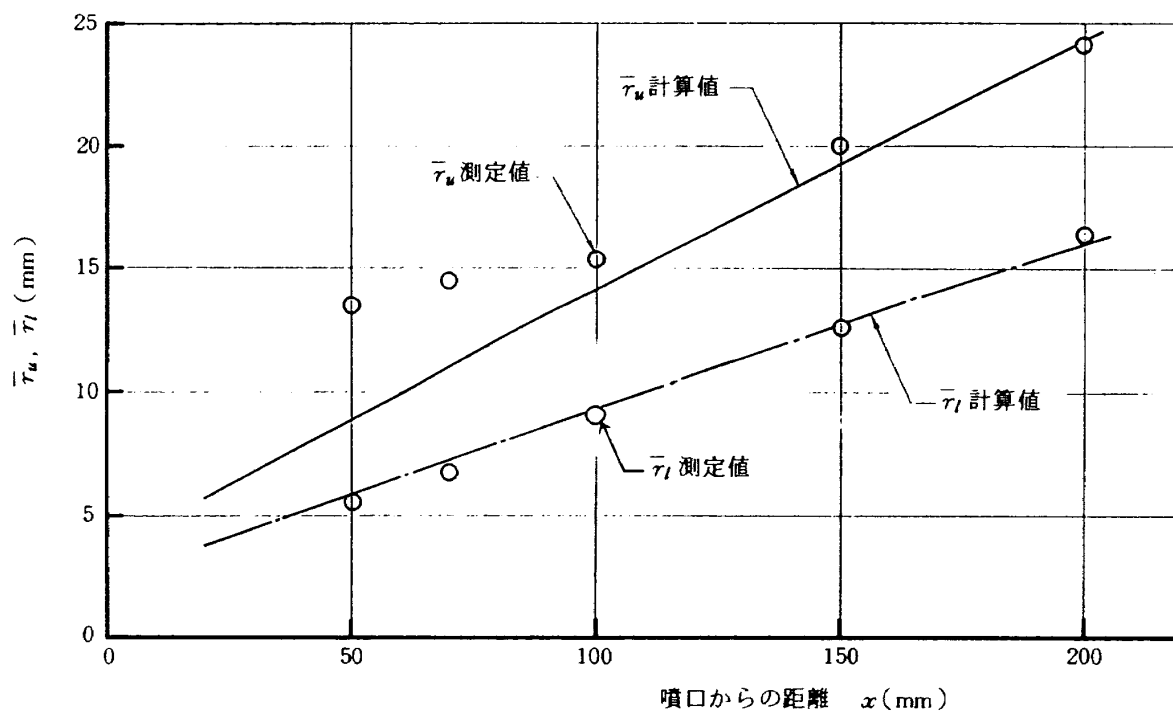


図 36.3 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化計算値と測定値の比較 (case P)

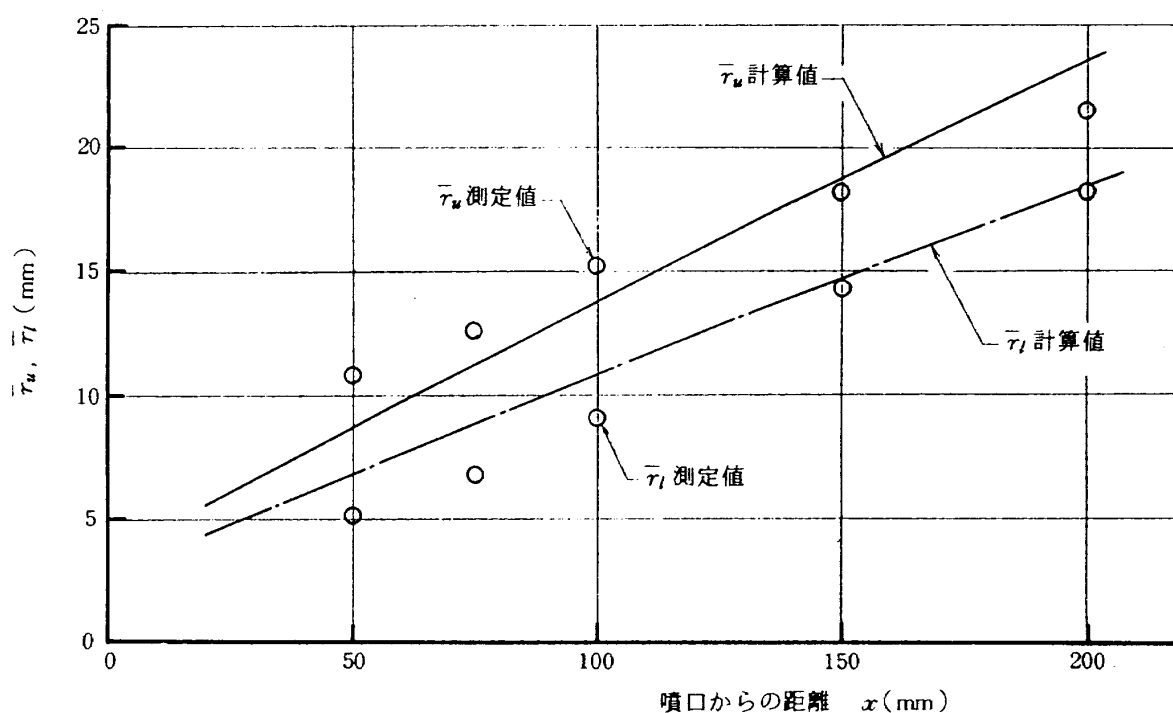


図 36.4 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化計算値と測定値の比較 (case T)

度はほぼ $\alpha_g = 5.7 \sim 5.8^\circ$ であり、前報⁽¹⁾の図33で示した単相気相ジェットの拡がり角度 $\alpha_g = 6^\circ$ に近い。これに対して形成される液滴径の小さい case *J* では幾分小さめの拡がり角度 $\alpha_g = 5.1^\circ$ となっている。当然のことながら、半値幅の大きさそのものは実験値の傾向と同様に、気相噴射流量に対する水噴射流量比が多くなるに従い、気相速度減速量が大きくなるから、大きい値となる。

次に液滴流束半値幅の計算値を実験値と比較する。計算値の x 方向に対する勾配は気相速度半値幅と同様に case *J* ではやや小さく $\alpha_l = 2.9^\circ$ であるが case *L*, *P* で $\alpha_l = 3.5 \sim 3.9^\circ$ 、気液混合の最も良い case *T* では $\alpha_l = 4.5^\circ$ と大きくなっている。計算値と実験値を比較すれば、いずれの場合も噴口寄りで実験値より大きい液滴流束半値幅を見積る結果となっているが、これは本計算において $k = \text{一定}$ (x の大きい所での値)を与えているが、実際には x の小さい所ではもっと小さい $k(x)$ となっていることによるものである。ここで(5)式で与えられる $k(x)$ を用いれば図 36.1 の点線で示されるような値となり、実験

値に近づく。

以上、リセス型噴口においてもリセス部での局所微粒化量と、その時に発生する液滴の大きさが与えられれば、噴口から出た後の噴霧流の流れ場の計算は前報第3章のフラッシュ型噴口からの噴霧流の計算方法と同一の手法で解けることを示した。

8. 文献による実験値と本解析モデルによる計算値との比較

これまで述べてきた解析モデルを用いて種々の噴射条件に対する噴霧流の流れ場の計算が可能である。以下に文献に報告されている実験値と本解析法による計算値を比較する。また合わせて、気液間に相対速度が存在しないとする解析モデルによる計算値との比較を行う。引用する文献の実験条件、測定方法、実験範囲、解析の有無などを表5にまとめて示す。以下個々の場合について述べる。

8.1 Hetsroni⁽³⁾の実験値との比較

Hetsroni の実験の概略は以下の通りである。噴

表5 本解析法を適用する文献値の実験条件及び解析値の有無

	Hetsroni	Laats	Shearer	Itho	Newman
fluid	cotton-seed oil /air	corundum /air	Freon 11/air	water	liquid-CO ₂
injector type	pre-mixed	pre-mixed	pre-mixed	single tube	single tube
injection mass flow ratio (W_{l0}/W_{g0})	$(1.78 \sim 2.56) \times 10^{-3}$	0.3~1.4	5.5~6.9		
injection velocity (m/s)	50	29 ~ 60	74.5	67	2 ~ 3
nozzle diameter (mm)	25	35	1.19	0.5	0.6
particle mean diameter (μ)	13	17 ~ 80	29 ~ 32	322	10
ambient pressure (atm)	1	1	1	1	77
potential core length (x_p/d)	8.6	4.6	7.0	27.0	13.5
$k = \bar{r}_l / \bar{r}_u$	0.87	0.35~0.6	0.54	0.3	0.54
Mesurement gas velocity	hot-wire anemometer	iso-kinetic suction tube	laser Doppler anemometer	吸引平衡法	high speed motion picture
particle vel	—	—	—	流シカメラ法	
Theoretical analysis	相対速度無視 (解法のみを示し u , u_l の解表示なし)	Melville の解析 (相対速度無視)	相対速度無視 (局所一様性を仮定した $k-\epsilon$ $-g$ 乱流モデル)	液滴の抗力を考慮 (u , u_l の解) 表示なし	相対速度無視 (噴霧広がり幅に対する式が加わっている)

射流体は綿実油の粒子，平均粒径 13μ ，を空気流に乗せた，いわゆる pre-mixed の状態で噴口から大気中へ噴射した場合である。油滴噴射流量と空気噴射流量との質量割合は 10^{-3} のオーダーであり，きわめて液相が稀薄な噴霧流である。気相速度の測定は熱線風速計によっており，油滴流束は熱線風速計からの出力で油滴が熱線に衝突する際に出る通常より高い出力ピーク数を数えることによって求めている。噴口出口ですでに油滴粒子が空気と十分に混合して噴射される場合であるから，計算は噴口出口から，

あるポテンシャル・コア長さ後，主領域を形成するものと仮定して行う。但し，本解析ではポテンシャル・コア長さを見積ることが出来ないため，これは Hetsroni の実験値を与える。また Hetsroni の実験値は気相速度プロファイル，液滴流束プロファイルを次式で示すガウス分布形で表わしているが，すなわち

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{u_m} &= \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{2} C_m x} \right)^2 \right] \\ \frac{q}{q_d} &= \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{2} C_d x} \right)^2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

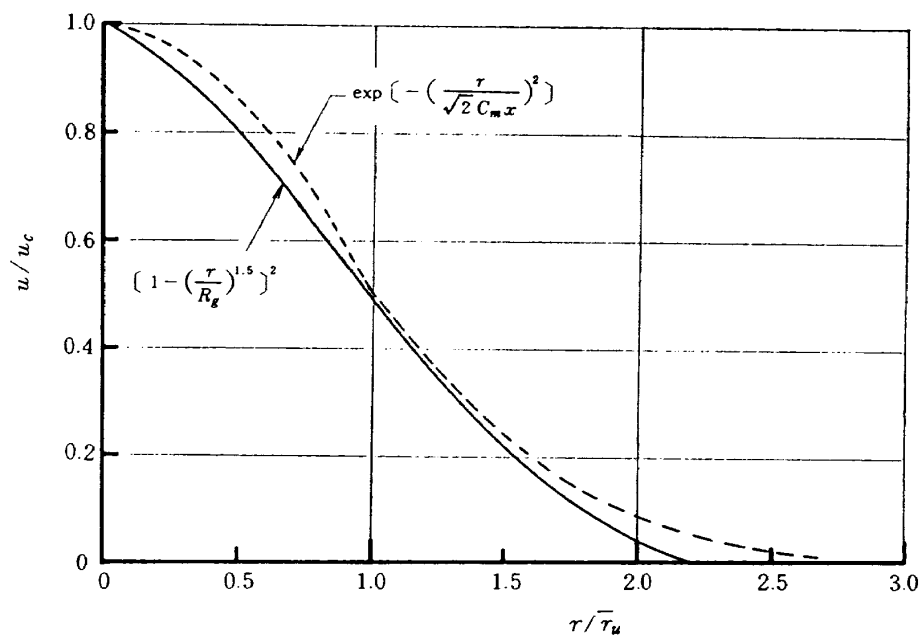


図 37.1 半径方向気相速度プロファイルの違い

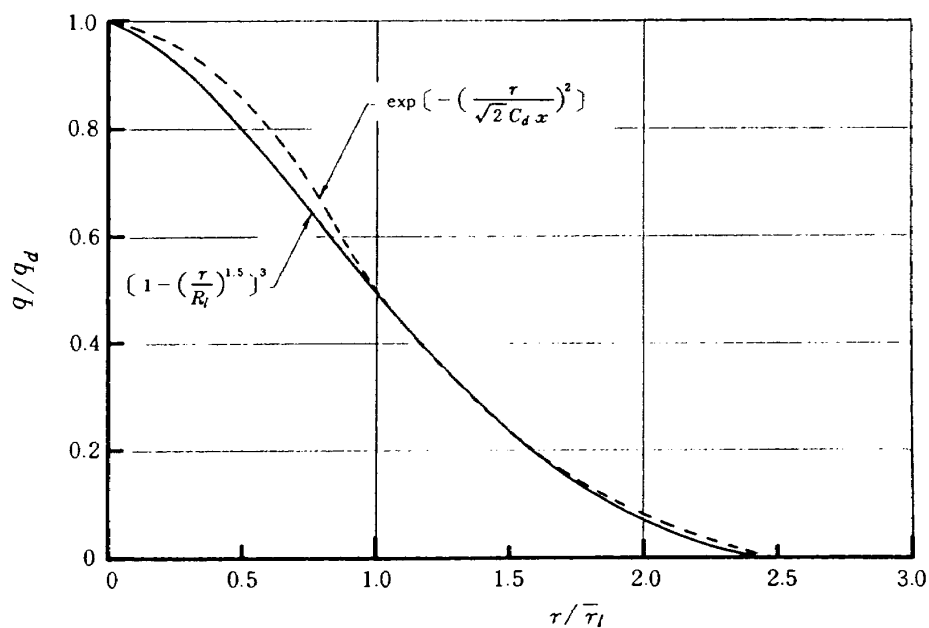


図 37.2 半径方向液滴流束プロファイルの違い

本計算では4節の(3), (4)式のプロフィールを仮定する。これらのプロフィールの違いを図37.1, 37.2に示す。両者の差はほぼ無視出来る。

次に計算結果を示す。中心軸上気相速度変化の本計算値および実験値を図38に示す。Hetsroniの気相単相ジェット実験値の速度減衰の勾配は $n \simeq -1$, 2相噴霧流の場合は $n \simeq -1.2 \sim -1.3$ で液相噴射流量と気相噴射流量の比 $\kappa_0 \equiv w_{l0}/w_{g0}$ を僅かに増やした場合は u/u_{m0} の絶対値も僅かに増えている。一方, 本計算によれば噴霧流の気相速度は油滴の混入割合が $\kappa_0 = [10^{-3}]$ のオーダーではほとんど差は表われず, 気相単相ジェットの速度変化にほぼ等しい。Hetsroniの実験値には油滴速度の測定値はないが, 本計算値では平均粒径が 13μ と非常に小さい場合でも気液間には相対速度が存在し, 軸方向距離が大きくなっても, その差はほぼ一定のままであることを示している。また計算では κ_0 をHetsroniの実験値のオーダーより1桁上げた場合($\kappa_0 = [10^{-2}]$)でも気相速度の変化はごく僅かで実験値ほどの差は生じて来ない。ここで κ_0 を一定にして油滴の平均粒径を 30μ と大きくした場合には油滴速度自身が大い値となり, 気相速度との差は噴口寄りで大きくなることが分る。図39はさらに油滴噴射流量を $\kappa_0 = 0.2$ まで増やした場合であり, この場合は気相速度

にも変化が表われる。噴射液流量比が増えるに従い, 気相速度の減衰の勾配が緩やかになるが, これは油滴の減速による運動量が気相側へ供給されるためである。

次に気相速度半値幅と油滴流束半値幅の計算結果を図40に示す。Hetsroniの実験値は報告されていないが次で述べるLaatsの単相気相ジェット($\kappa_0 = 0$)の実験値をプロットした。Hetsroniの場合には κ_0 は 10^{-3} のオーダーであり前述の軸方向気相速度変化から見ても気相単相ジェットと見做してさしつかえないので, ここではLaatsの実験値($\kappa_0 = 0$)を比較のため示した。図から本計算値と実験値はほぼ一致していることが分る。軸方向に対する勾配は $\alpha_g \simeq 6.2^\circ$ で第4.7節で述べた気相単相の場合の勾配 $\alpha_g \simeq 6^\circ$ とほぼ同じであることが分る。油滴流束半値幅 \bar{r}_l はHetsroniの実験値 $k = 0.841$ を用いて計算した。ここで k はHetsroniの気相速度プロフィール, 液滴流束プロフィールを表わす(35)式の各係数 C_m, C_d から

$$k = \bar{r}_l / \bar{r}_u = C_d / C_m \quad (36)$$

なる関係があるから, 上式にHetsroniが実験で得た $C_d = 0.0568 \sim 0.0690$, $C_m = 0.0713$ を代入して

$$k = 0.797 \sim 0.968 \quad (37)$$

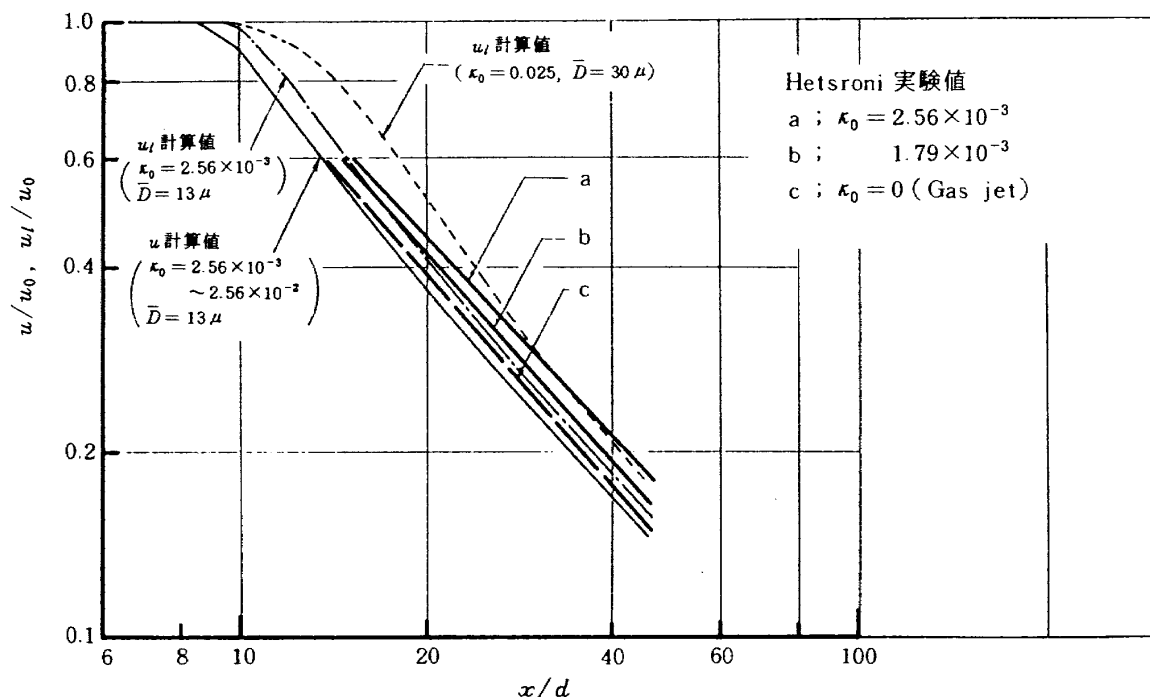


図38 中心軸上気相速度, 液滴速度計算値とHetsroniの実験値との比較

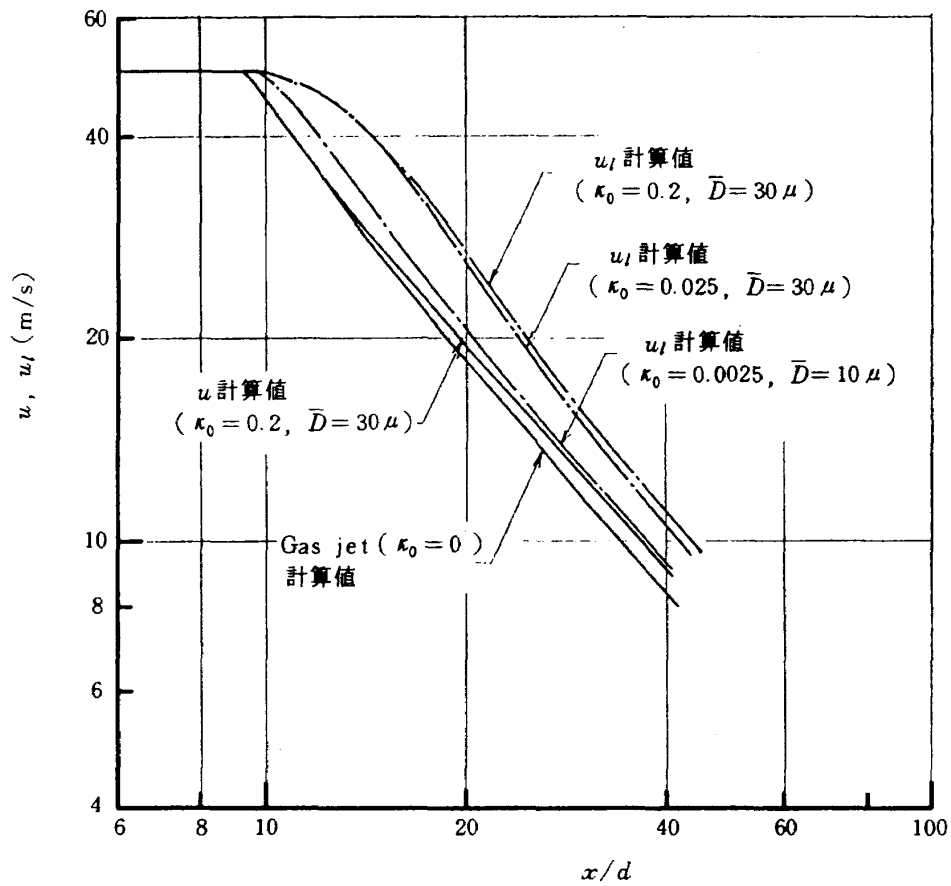


図 39 噴射流量比 (κ_0), 液滴直径 (\bar{D}) の気相速度, 液滴速度におよぼす影響

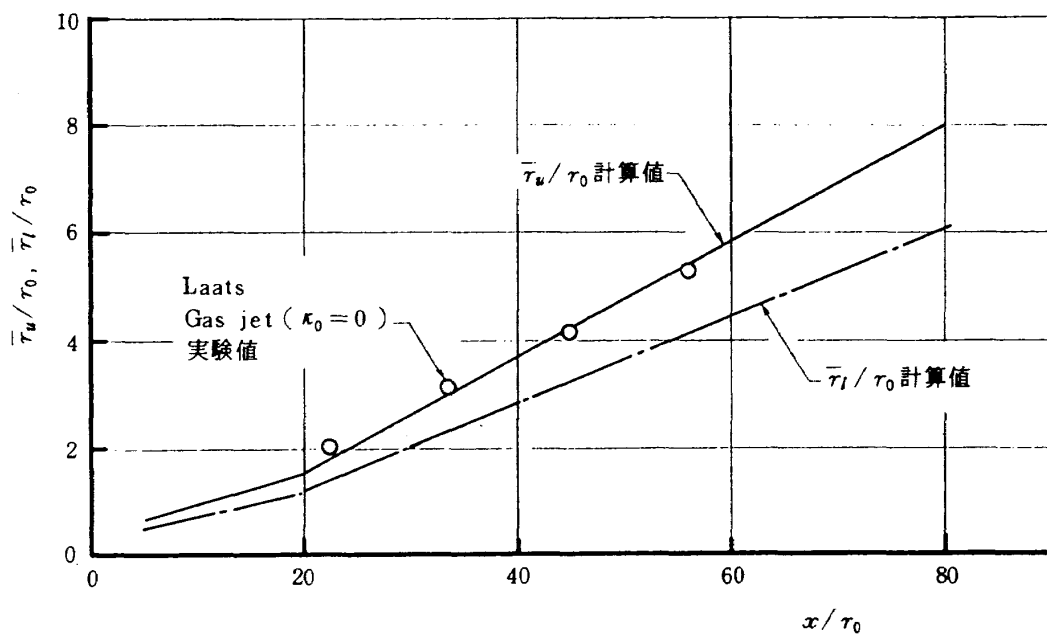


図 40 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅の計算値と実験値の比較

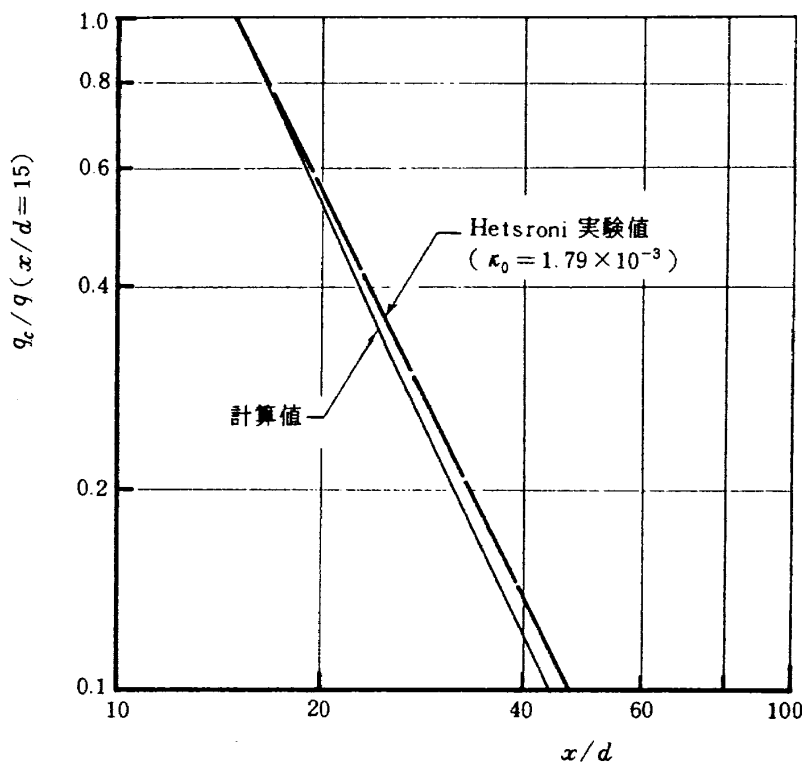


図 41 液滴流束軸方向変化計算値と Hetsroni の実験値との比較

である。これらの k 値は 5 節の半値幅比整理式で引用している。

これらの k を用いた油滴流束の軸方向変化は図 41 のようになる。実験値の軸方向減少の勾配は約 -2.0 であり、本計算値は $n \approx -2.1$ である。

以上 Hetsroni の場合には油滴噴射流量比がきわめて少ないため、気相側のふるまいは単相気相ジェットと本質的に大差はないが、本計算では気液間に歴然とした相対速度が存在していることを示している。以上の計算で用いた実験値は気相のポテンシャル・コア長さと k 値である。

8.2 Laats⁽⁴⁾の実験値との比較

Laats の実験条件はほぼ均一な粒径をもつコランダム粒子 (Al_2O_3 , 比重 $\gamma \approx 4 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) と空気の pre-mixed 2 相噴流である。コランダム噴射流量の空気噴射流量に対する κ_0 は比較的大きい場合で、5 通りのコランダム平均粒径について実験が行なわれている。噴射初速度に関する記述はないが、Laats の実験値をもとにして Melville⁽¹²⁾⁽¹³⁾ が行なっ

た解析で用いられた値を採用した。すなわちコランダム、空気ともに同一噴射初速度で表 5 に示した値である。測定方法は Iso-kinetic probe (等速吸引プローブ) によって、プローブ内で減速するコランダム粒子によって生じる圧力上昇分をキャンセルするようにプローブ出口端から 2 相流を吸引し、その吸引量をロータ・メータで測定し、プローブ位置での気相速度を求める。コランダム流束は途中に設けたフィルターで除去される量から求められる。しかし等速吸引法は固体粒子の流束分布測定には適当であるが、この方法で気相速度を求めるのは不適当と思われる。すなわち、プローブ内でコランダム粒子が減速して生じる圧力上昇分をキャンセルするように吸引するのであるから、吸引量は粒子群がプローブ入口と、プローブ内静圧を測定する位置間で失う運動量に相当する分だけ、よけいに気体を吸引することになる。従って、これに対する補正が必要となるが、この吸引量から直接にプローブ入口での気相速度を求めたとすれば、実際の気相速度より高めの速度を測定することになる。この気相速度測定に対す

る定量的な検討は後で述べるとして、以上の条件で Laats の実験値と本計算値を比較してみる。

はじめに気相速度について述べる。図 42 はコランダム平均粒子径を一定 ($\bar{D} = 32\mu$) にして、コランダム噴射流量の空気噴射流量に対する割合 κ_0 を変えた場合の空気速度およびコランダム粒子速度の本計算値と Laats の空気速度変化の実験値を示す。Laats の気相単相ジェット ($\kappa_0 = 0$) の場合の実験値と本計算値を比較すれば、計算値が全般にわたって低い値を示すが、軸方向に対する減衰の勾配はほぼ同一である。これは計算において仮定したポテンシャル・コア長さを $x_p/r_0 \cong 12$ 程度にとれば両者は一致することを意味しているから、この差は本質的には問題ではない。一方 κ_0 が 0 でない場合の Laats の空気速度軸方向減衰の様子が本計算値と傾向および絶対値がまったく異なっていることはきわめて重要な問題である。この点については以下で考察するが、まず計算から出てくる空気速度とコランダム粒子の速度変化の傾向について述べる。図から分るように気相速度計算値は噴射コランダム粒子の割合 κ_0 を増やして行くに従い気相単相ジェット ($\kappa_0 = 0$) の場合から離れて行き、ノズル出口からの距離が遠ざかるほど軸方向速度減衰は緩やかになって来る。またコランダム粒子速度変化は κ_0 の大きい

ものほど早い速度を有し、軸方向速度減衰の勾配はノズルから遠ざかるにつれて急速に下り出して、減衰の様子は気相速度減衰の傾向とはまったく異なる。これに対し Laats の気相速度実験値は、本計算で示したコランダム粒子速度変化の傾向にきわめて近い。ところで Laats の気相速度測定方法は前に述べたように実際の速度より高めの速度を測定する可能性があるが、ここでこの方法による過剰速度測定分を定量的に求めて見る。等速吸引プローブの構造が文献には述べられていないが次の 2 ケースを想定してみる。第一のケースはプローブ内静圧上昇を測る静圧孔がプローブ先端に出来るだけ近い位置にあると仮定する。このとき、もしコランダム粒子速度が気相速度よりも早い場合には、プローブ入口から静圧測定孔間でコランダム粒子が減速しないように圧力バランスをとって吸引することになるから、コランダム粒子速度に等しくなるように気体を吸引することになる。第二のケースは静圧測定孔がプローブ先端から充分離れて下流側にある場合を考える。途中にコランダム粒子の流束を測定するためのフィルターが入っているため、コランダム粒子はここで速度を失ない気相のみがフィルターを通過して行く。この時はプローブ内部でコランダム粒子が有していた運動量に相当する圧力上昇が起こり、これをキャンセ

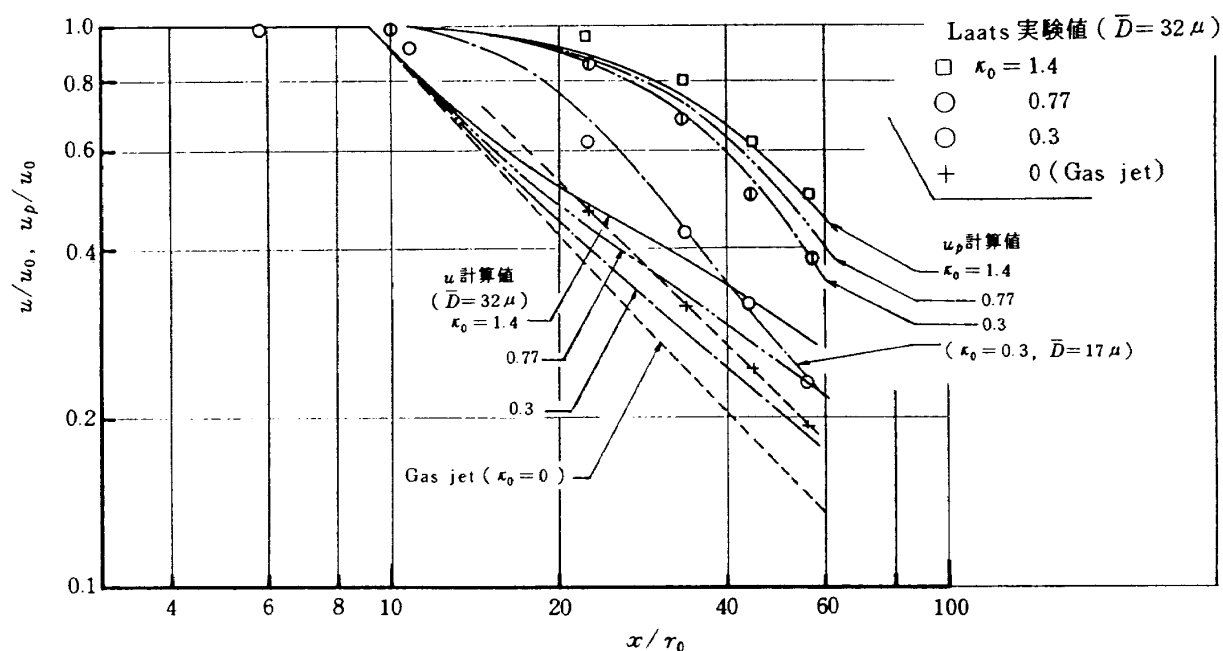


図 42 中心軸上気相速度、コランダム粒子速度計算値と Laats 実験値との比較 (κ_0 の影響、平均粒径 $\bar{D} = 32\mu$ 一定)

ルさせるために吸引が行なわれるから、これによる速度増分 (Δu) が生じる。すなわち粒子群が失う運動量は、プローブ入口断面積を A_p 、プローブに流入する粒子の個数を N_p とすれば、

$$\frac{\sum_{j=1}^{N_p} w_{p,j} u_{p,j}}{A_p} \simeq \frac{\sum_{j=1}^N w_{p,j} u_{p,j}}{A_g} \quad (38)$$

プローブ内圧力上昇を ΔP 、これによる速度増分を Δu とすれば

$$\Delta P = \frac{\sum_{j=1}^N w_{p,j} u_{p,j}}{A_g G} = \frac{1}{2} \frac{\rho_g}{G} \Delta u^2 \quad (39)$$

よって過剰速度測定分は

$$\Delta u = \sqrt{\frac{2 \sum_{j=1}^N w_{p,j} u_{p,j}}{A_g \rho_g}} \quad (40)$$

となる。

ここで A_g はコランダム粒子と空気が運動量交換する領域の広さであり、噴流断面一様 ($A_g = \pi R_g^2$) で運動量交換が行なわれると仮定した場合と、気相速度半値幅内に集中していると仮定した場合 ($A_g = \pi \tau_u^2$) とでは吸引による過剰速度測定分は

$$\Delta u = \sqrt{2 \sum_{j=1}^N w_{p,j} u_{p,j} / \pi R_g^2}$$

あるいは

$$\Delta u = \sqrt{2 \sum_{j=1}^N w_{p,j} u_{p,j} / \pi \tau_u^2} \quad (41)$$

で表わされる。

従って Laats の気相速度測定値は第一のケースのコランダム粒子速度に等しい速度 $u = u_p$ かあるいは (41) 式で表わされる Δu から

$$u = u_g + \Delta u \quad (42)$$

の範囲にある可能性がある。

ここで本計算で求まる u_g 、 u_p と (41) 式で求まる Δu から、速度増分を見込んだ気相速度を (42) 式で与えると図 43 の様な範囲になる。幅の上限は (41) 式の下式、下限は (41) 式の上式による Δu である。Laats の実験値も示したが、図から分るように Laats の実験値の軸方向減衰の傾向は本モデル計算値の気相速度 (u_g) よりむしろ (42) 式で表わされる速度の傾向に近いことが分る。 κ_0 の大きい場合は図 42 から特に本計算の u_p に酷似していることが分る。以上のように Laats の気相速度測定値には重大な疑問が残る。以下、Laats の気相速度に疑問が残るが、実験値と本計算値との比較を続ける。

次にコランダム粒子噴射流量を一定にして平均粒径を変えた場合を図 44 に示す。これは $\kappa_0 = 0.3$ として平均粒径 $\bar{D} = 17 \sim 72 \mu$ の範囲で変えた場合で

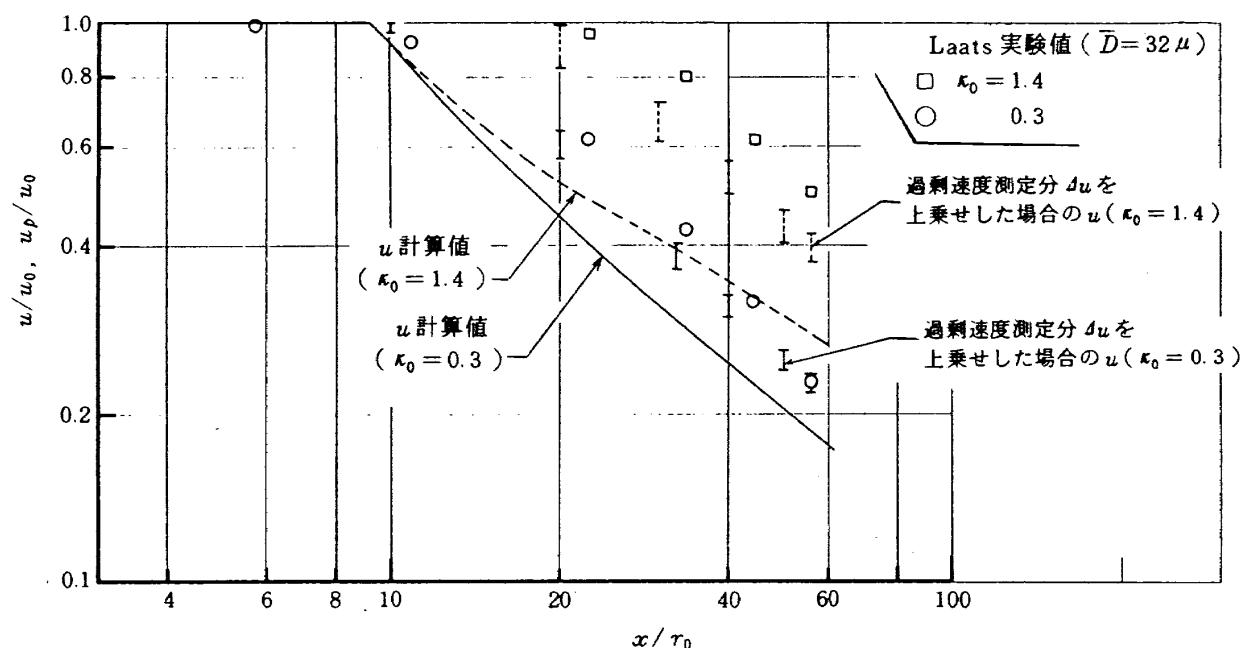


図 43 プローブ吸引による過剰速度測定分を上乗せした場合の気相速度範囲

ある。まず計算による気相速度は平均粒径を小さくして行くに従い気相単相ジェットの傾向から離れて行き、勾配が緩やかになって来ることが分る。一方コランダム粒子速度は粒子径の小さい方がより早く減速して気相速度に近づいてくることが分る。これはコランダム粒子が小さいほど、その慣性力は小さいから早く減速し、減速に伴って運動量が気相側

へ移動することによって気相速度の減速が緩和することによるものである。同様に図 45 は $\kappa_0 = 0.56$ の場合のコランダム粒子径の大きさの影響を示したものである。ここで注意しなければならないのは Laats の実験値で図 44 の $\kappa_0 = 0.3$ の場合には $\bar{D} = 72 \mu$ の大きい方の気相速度が $\bar{D} = 32 \mu$ の小さいものに比べて低い値を示しているのに対して、図 45

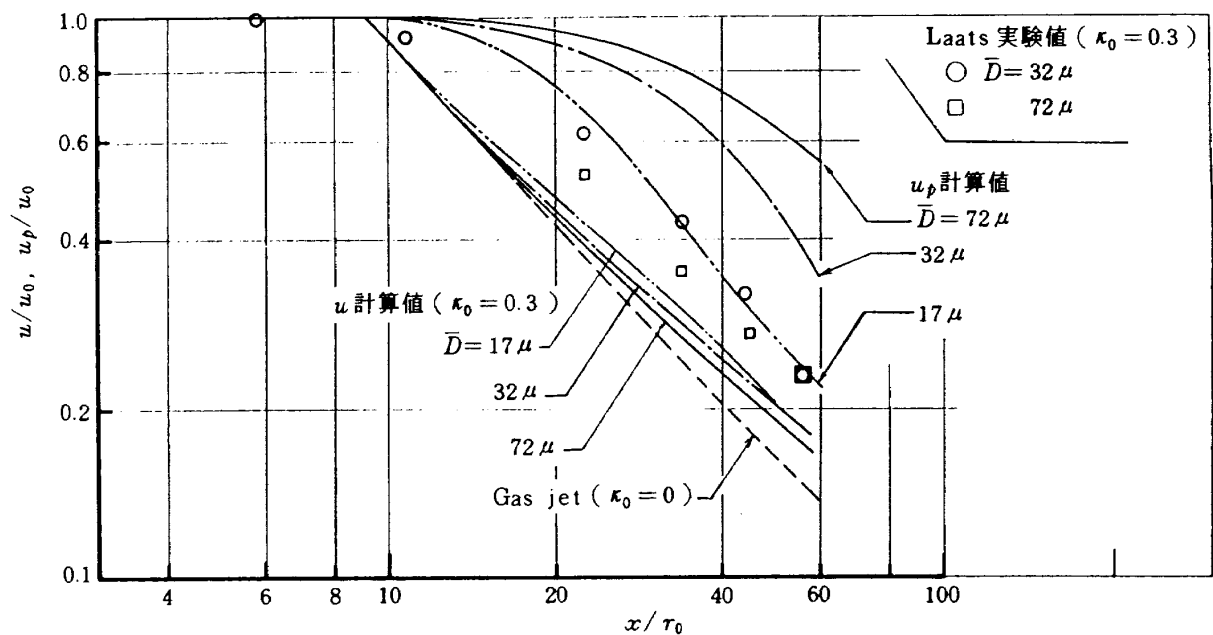


図 44 中心軸上気相速度，コランダム粒子速度におよぼす平均粒径の影響 ($\kappa_0 = 0.3$ 一定)

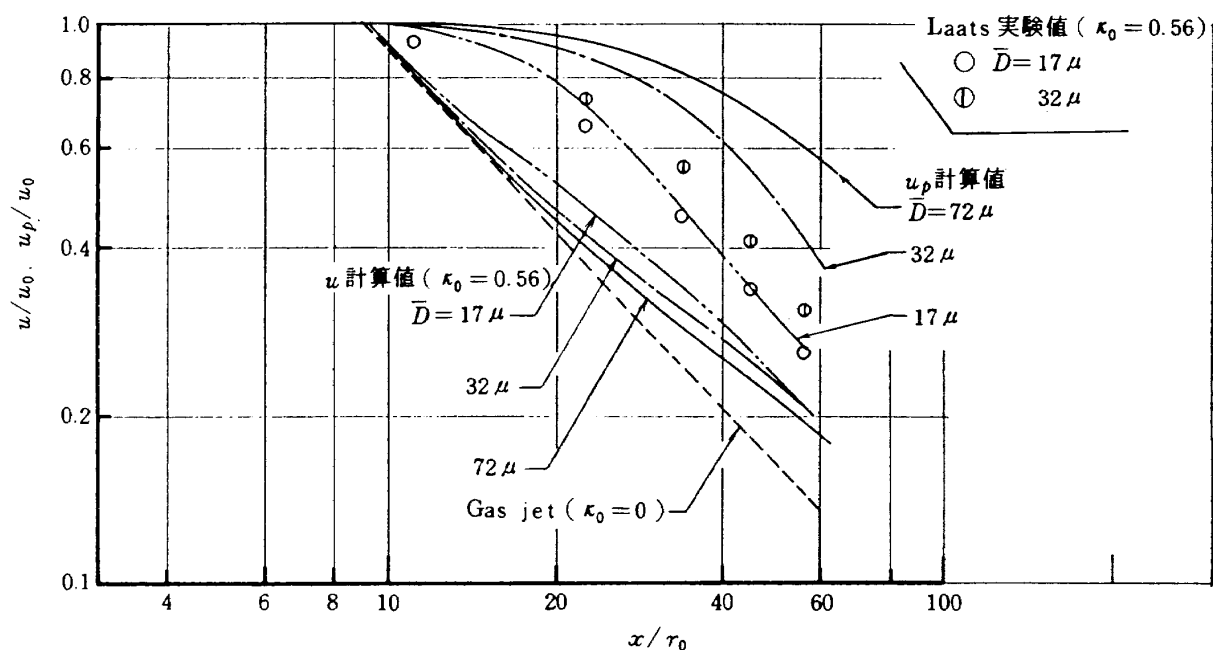


図 45 中心軸上気相速度，コランダム粒子速度におよぼすコランダム平均粒径の影響 ($\kappa_0 = 0.56$ 一定)

の $\kappa_0 = 0.56$ の場合には $\bar{D} = 17\mu$ の小さい方の気相速度が $\bar{D} = 32\mu$ の大きいものに比べて低い値を示すことで、 κ_0 のわずかな変化によって気相速度の絶対値の傾向がまったく逆転していることである（本計算結果ではこのようなことはない）。

次に噴射初速度の影響について述べる。これまでの図 42～45 においては空気、コランダム粒子の噴射初速度を $u_{g0} = u_{p0} = 60\text{m/s}$ として来たが、Laats の実験条件に対して Melville が行った解析の文献⁽¹³⁾ で記述されている初速度 60～29m/s の範囲で、 $u_{g0} = u_{p0} = 29\text{m/s}$ の場合について計算し、初速度の影響について述べる。図 46 に $u_{g0} = u_{p0} = 29\text{m/s}$ の場合を 60m/s と比較して示す。噴射初速度で無次元化した気相速度は 29m/s の場合が僅かに高い値となるが、ほぼ同一の減衰傾向を示す。一方、無次元コランダム粒子速度は 60m/s の場合が大きい速度となる。これは初速度の早い場合には、コランダムの有する慣性力が大きく、減速は少なくなることによるものである。

以上は空気、コランダム粒子が噴射時に同一の初速度を有している場合であるが、両者に噴射速度差がある場合の計算例を図 47 に示す。すなわち $u_{g0} = 60\text{m/s}$ 、 $u_{p0} = 50\text{m/s}$ を仮定した。図から分るように固相、気相間に噴射速度差があって噴射される場合と、ない場合の軸方向気相速度変化はほぼ同

じである。コランダム粒子速度は縦軸に平行移動したような形となっており、軸方向減衰の傾向には変わりは見られない。

次に Laats の実験値をもとにした Melville の解析⁽¹²⁾⁽¹³⁾ と本計算値の比較を行う。Melville は二相間に相対速度がないものとしている。図 48 は $\kappa_0 = 0.56$ 一定として平均粒径を変えた場合で、Melville の解析値は Laats の実験値とよく一致しているが、Laats の気相速度測定値に前述の様な疑問点があることから二相間に相対速度がないと仮定する Melville の解析値は不適当と思われる。また Melville の解析の妥当性を検討する上で大切な、ノズル寄り ($x/r_0 < 25$) での計算値がないことは残念である。本モデルの計算値も示したが、気相速度の軸方向変化の様子は Laats の実験値、Melville の解析値の傾向とは異なってコランダム平均粒径の小さい場合が、より高い速度を有している。ここで前に述べた気相速度測定プローブ内でコランダム粒子が完全に速度ゼロとなった場合の速度増分を加えた気相速度を求めて図 49 に示したが、この場合の軸方向変化の傾向は Laats の実験値と Melville の解析値に近いものになることが分る。以上のことから次の様に言える。すなわち Laats が行った等速吸引プローブによる気相速度測定法は不適当と思われるので、Melville が行った二相間の相対速度を無視した解析値は二相噴

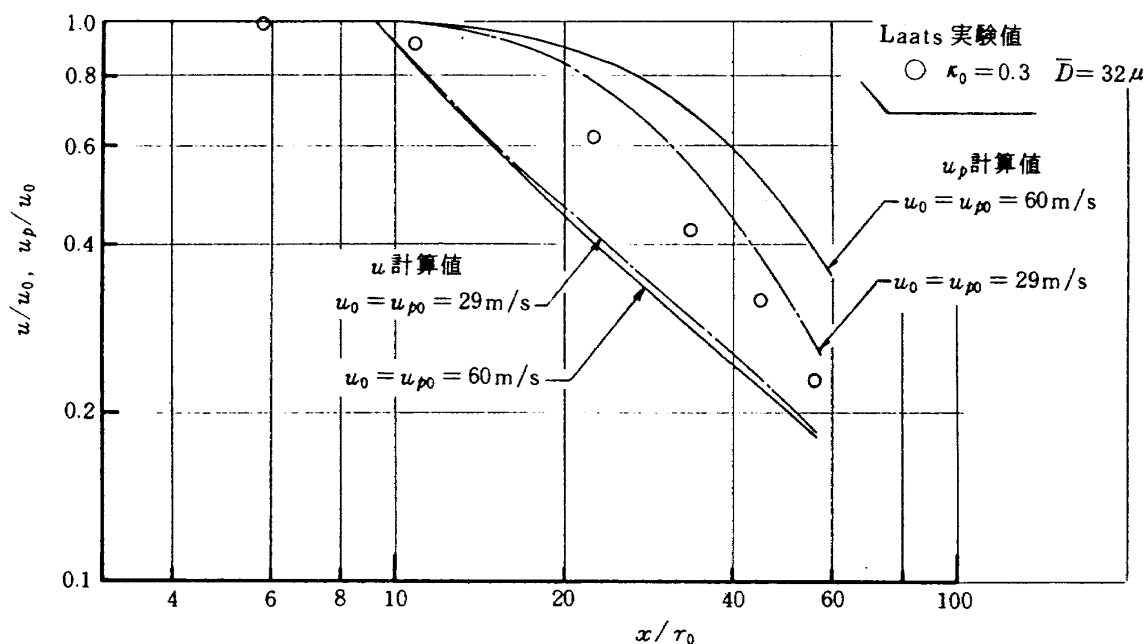


図 46 中心軸上気相速度、コランダム粒子速度におよぼす噴射初速度の影響

霧流を正確に表わすものではないと言える。

次にコランダム粒子流束の測定値と本計算モデルの比較を行う。平均粒径 $\bar{D} = 32 \mu$ 一定として κ_0 を変えた場合のコランダム流束変化を図 50 に示す。ここで本計算に用いた k 値は Laats の実験値から表 5 の値 (x に依存しない値) を用いた。実験値の軸方向減少の勾配は $n \approx -2.8$ であるが、計算値は $n \approx -2.0$ で幾分減少の勾配は小さい。 $q_c/q_{c,0}$ が 1

より大きくなるのは、Laats の実験値に対してはマグナス効果による粒子の横方向運動に起因していると述べている。本計算で 1 を越えるのは噴口断面で一様にコランダム粒子が分布していると仮定して $q_{c,0}$ を与えたのに対して、噴射後の q 分布には (4) 式を仮定したことによるものである。

次に噴霧の拡がり幅について述べる。図 51 は平均粒径 $\bar{D} = 32 \mu$ 一定にして κ_0 を変えた場合の気相

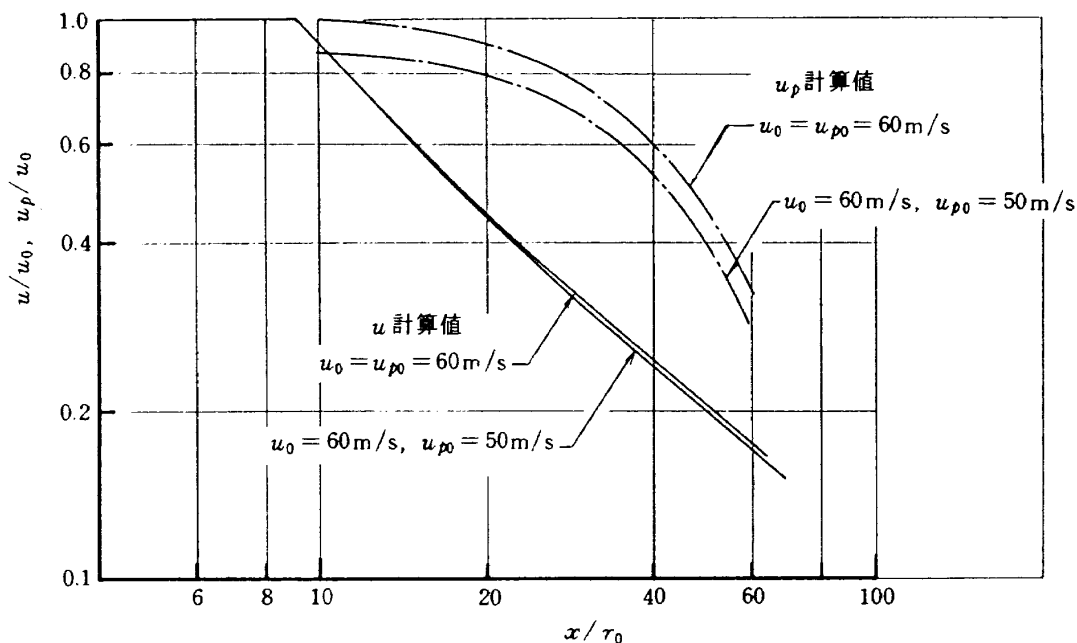


図 47 気相噴射初速度とコランダム噴射初速度に速度差がある場合 ($\kappa_0 = 0.3$, $\bar{D} = 32 \mu$)

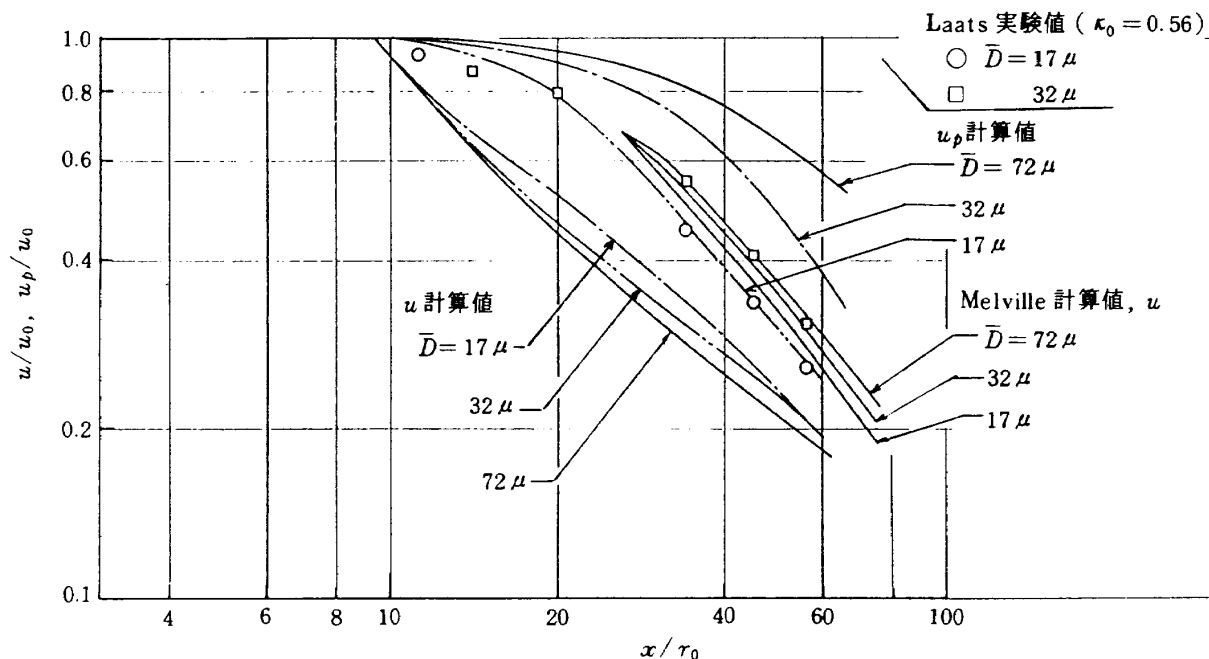


図 48 Melville の計算値と本計算値との比較 ($\kappa_0 = 0.56$ 一定)

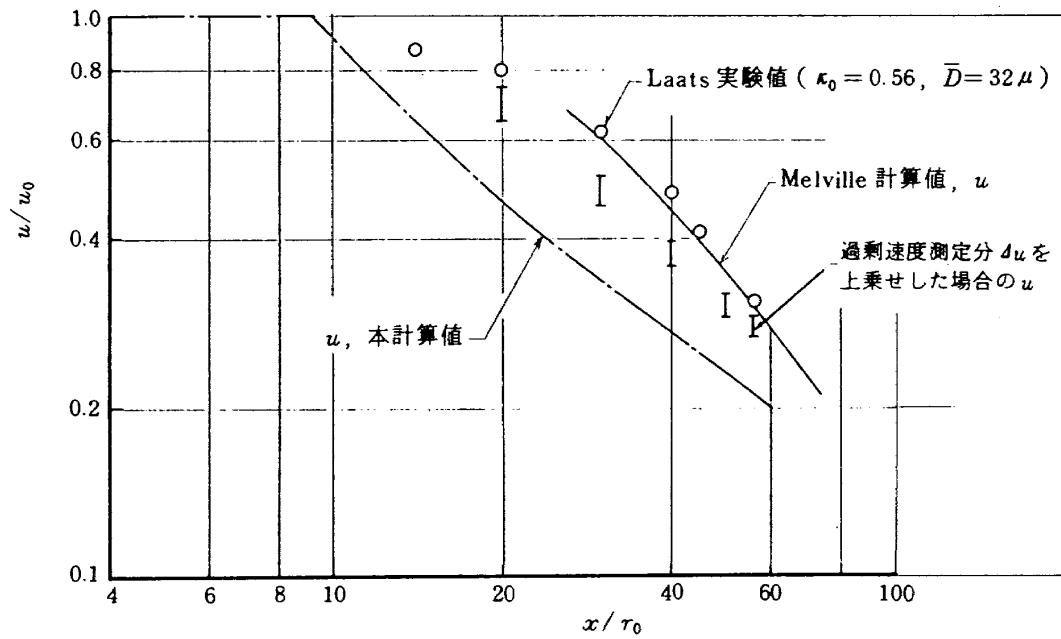


図 49 プローブ吸引による過剰速度測定分を上乗せした場合の気相速度範囲

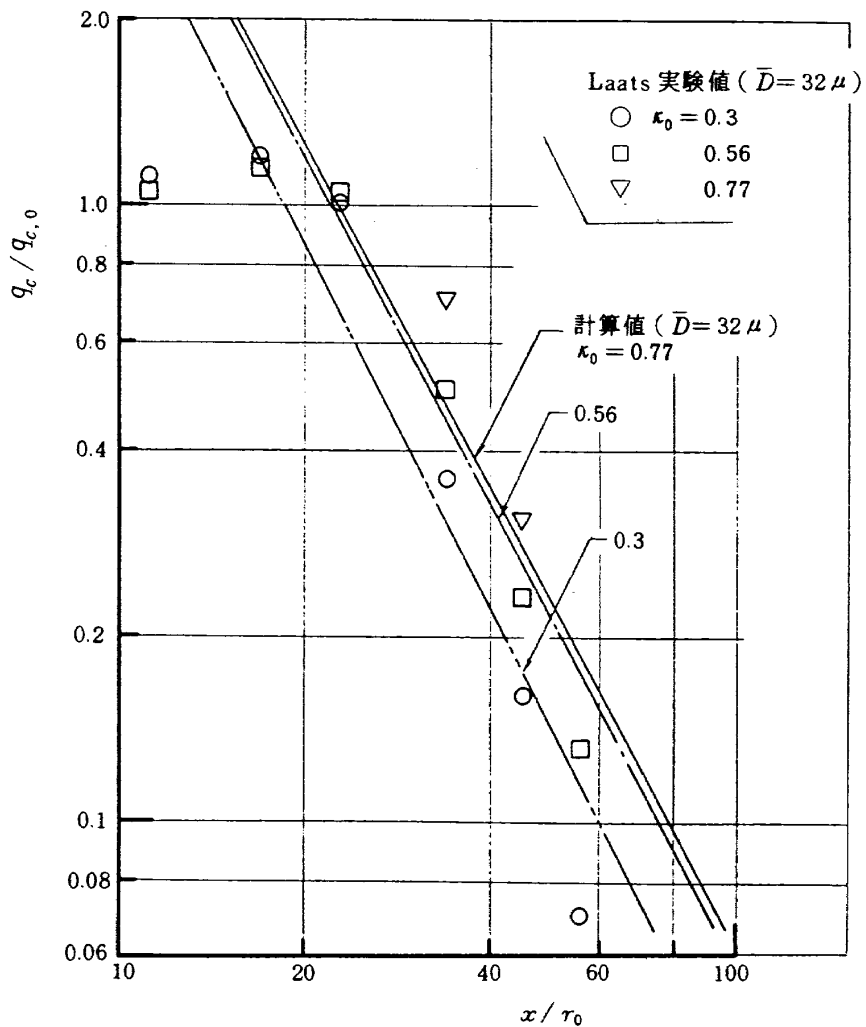


図 50 中心軸上コランダム流束計算値と実験値の比較

速度半値幅の軸方向変化を示すものである。 $\kappa_0 = 0$ の場合、すなわち気相单相の場合の実験値は軸方向にはほぼ一定の勾配 ($\alpha_g \approx 5.4^\circ$) で拡がり、計算値の傾向 ($\alpha_g \approx 5.7^\circ$) とはほぼ一致している。 κ_0 を大きくして行くに従い、計算値では拡がり幅は僅かながら狭くなって行くが、実験値では $\kappa_0 = 0.3$ の場合を $\kappa_0 = 0$ と比較すれば減少の程度はかなり大きい。しかし κ_0 増による速度半値幅減の傾向は計算値、Laats の実験値とも同じである。この傾向は前述の気相速度変化の κ_0 との関係から明らかで、 κ_0 増に

よって気相速度の減少はおさえられるから拡がり幅は小さい値に留まらなくてはならない。図52は同様に $\kappa_0 = 0.3$ 一定としてコランダム平均粒径 \bar{D} の影響を示したもので、計算では \bar{D} を大きくして行くに従い気相速度半値幅は大きくなり、気相单相ジェットへ近づいていく。これは前述の気相速度変化に対する \bar{D} の影響から明らかなことである。これに対して Laats 実験値の傾向は $\bar{D} = 72\mu$ では本計算値と同じであるが、 32μ と 17μ の場合は逆になっている。図 53 にコランダム粒子流束半値幅の軸方向変化を

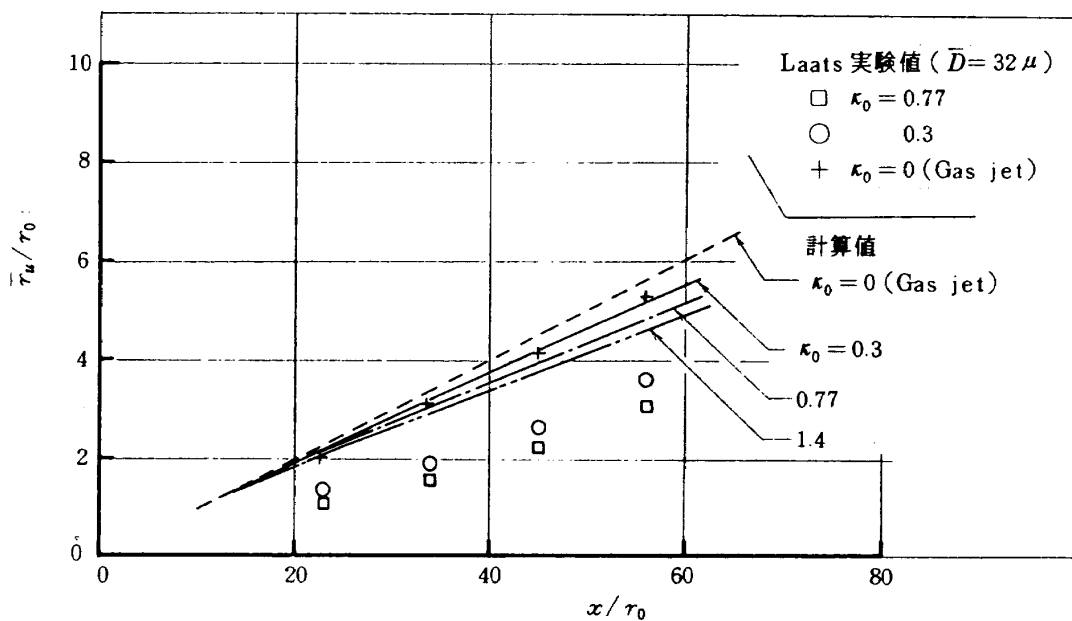


図 51 気相速度半値幅におよぼす κ_0 の影響、計算値と Laats 実験値との比較 ($\bar{D} = 32\mu$ 一定)

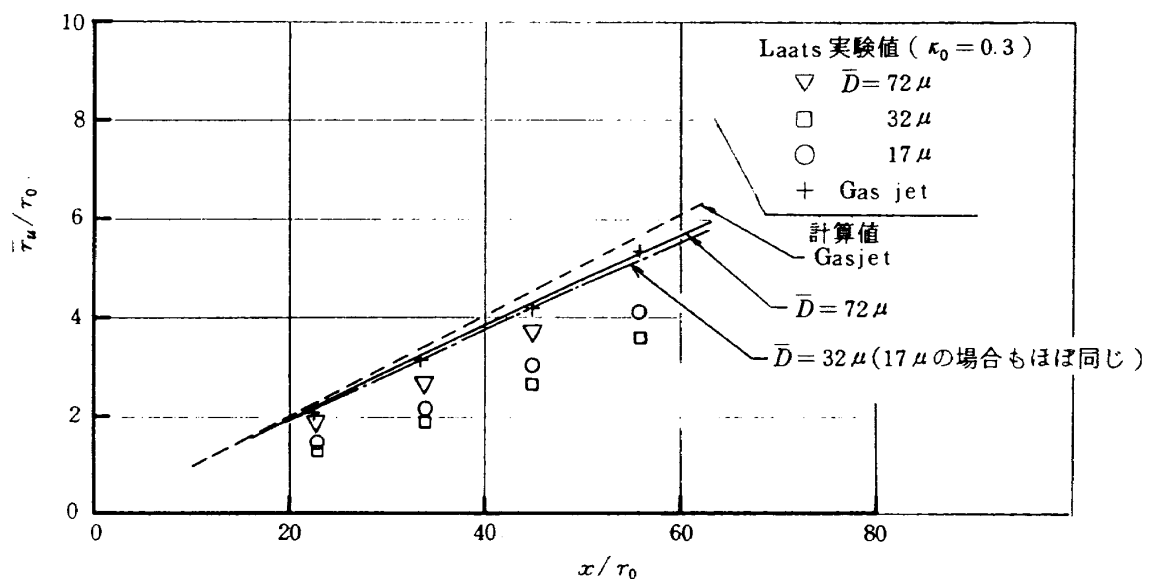


図 52 気相速度半値幅におよぼすコランダム平均粒径の影響
計算値と Laats 実験値の比較 ($\kappa_0 = 0.3$ 一定)

示す。 $\bar{D}=32\mu$ 一定にして $\bar{\tau}_p$ に対する κ_0 の影響を示したものである。拡がり幅の絶対値は異なるが κ_0 が大きくなるほど半値幅が狭まる傾向は実験値と同じである。図 54 に Melville の計算値と Laats の実験値を示したが $\bar{\tau}_u$ に対する \bar{D} の影響はまったく逆である。

以上 Laats の実験値と本計算方法による計算値とを比較して、Laats の気相速度測定方法に疑問が生じた。さらに 2 相間の相対速度を無視した Melville の解析は不適当であると考えられる。しかし 2 相各々の速度を同時に信頼出来る方法で測定した文献が

ないため、以上の議論の妥当性を直接裏付けることは出来ないが、気相、液相（固相）各々については測定されたものがあるので、以下それらについて実験値と本モデル計算値と比較して見る。

次に述べる Shearer⁽⁵⁾らの実験値は噴霧流の気相速度の測定をレーザー・ドブラー流速計を用いているため、流れを乱すことなく流速の測定が行なわれているから、その気相速度測定値は充分信頼出来るものとする。但し残念ながら液滴粒子の速度測定値は報告されていない。

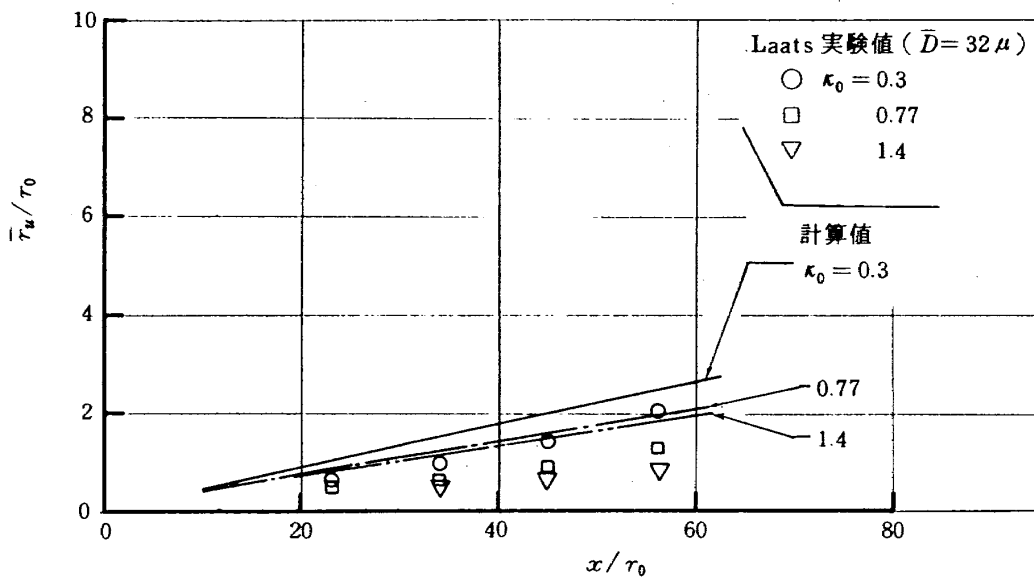


図 53 コランダム流束半値幅によぼす κ_0 の影響
 計算値と Laats の実験値との比較 ($\bar{D}=32\mu$ 一定)

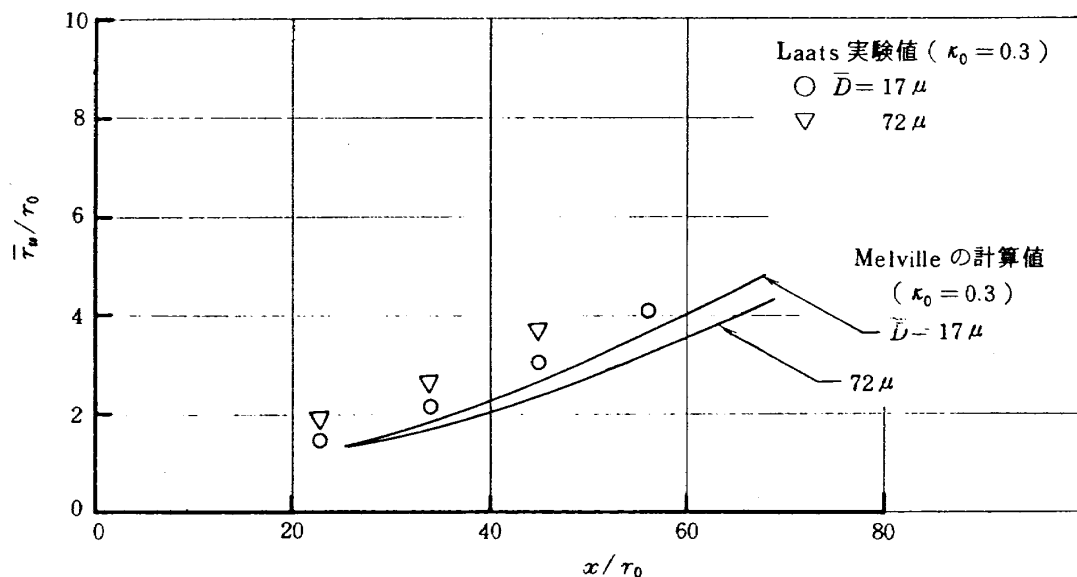


図 54 気相速度半値幅の Melville の計算値

8.3 Shearer⁽⁵⁾の実験値、解析値との比較

この実験はフレオンと空気の pre-mixed 型の噴霧流で、フレオンから蒸発がある場合である。気相速度の測定は 0.6μ の油滴をシードしてレーザー・ドプラ流速計を用いているため、流れを乱すことなく気相速度の測定が行なわれている。フレオン噴射流量は空気噴射流量に対し $\kappa_0 = 5.4 \sim 6.9$ と液噴射流量の多い場合である。フレオンの平均粒径は計算値 $29 \sim 32\mu$ と述べてある。気相速度の実験値と Shearer の解析値（局所一様性を仮定して気液間に相対速度が存在しないとする解析）を図 55 に示す。フレオンからの蒸発がない場合を $f = 0$ 、蒸発がある場合を $f = 0.87$ （ f は累積蒸発割合を示す）で示した。また本計算モデルでフレオンの平均粒径を 29μ 前後で変えた場合を図 56 に示す。Shearer の解析による気相速度はポテンシャル・コア長さ後、一様に減衰し、その軸方向に対する勾配は $n \approx -0.91$ である。実験値は x/d の大きい所（ $x/d > 300$ ）ではこの勾配に近づくが $80 < x/d < 250$ 付近で上側にふくらんだ、すなわち勾配の緩い領域が存在するように見える。一方、本計算による速度変化を見る

と、軸方向変化は複雑な形となっている。減衰の勾配が $n \approx -1$ に近づくのは $x/d > 300$ の領域であり、その他の領域はノズル出口付近を除いて減衰の勾配は $n \approx -0.44$ ときわめて緩やかである。ノズル出口近傍では気相単相ジェットの数値減衰の勾配に近く -1.1 程度であることが分る。これらの速度変化の様子は一緒に計算されるフレオン液滴速度 u_l との関係から次のように説明される。すなわち、まずノズル出口近傍においては液滴速度 u_l はほとんど減速せずに飛行しているから液滴側から気相への運動量の移動はなく、従って気相速度変化は気相単体の速度変化に近い性質で減速する。従ってその勾配は $n = -1$ に近い値となる。これに対して、それ以降で $x/d \approx 200$ 付近までの減衰の勾配が $n \approx -0.44$ と小さい領域が存在するのは図 57 から分るように気液間の速度差が大きい領域に対応している。この領域では液滴の減速による運動量変化が、盛んに気相側へ供給されるため、気相速度の減衰が緩和されることによるものである。さらに噴口からの距離が遠ざかるにつれて相対速度は小さくなり、気液間の運動量の移動は少なくなるから、気相速度の減

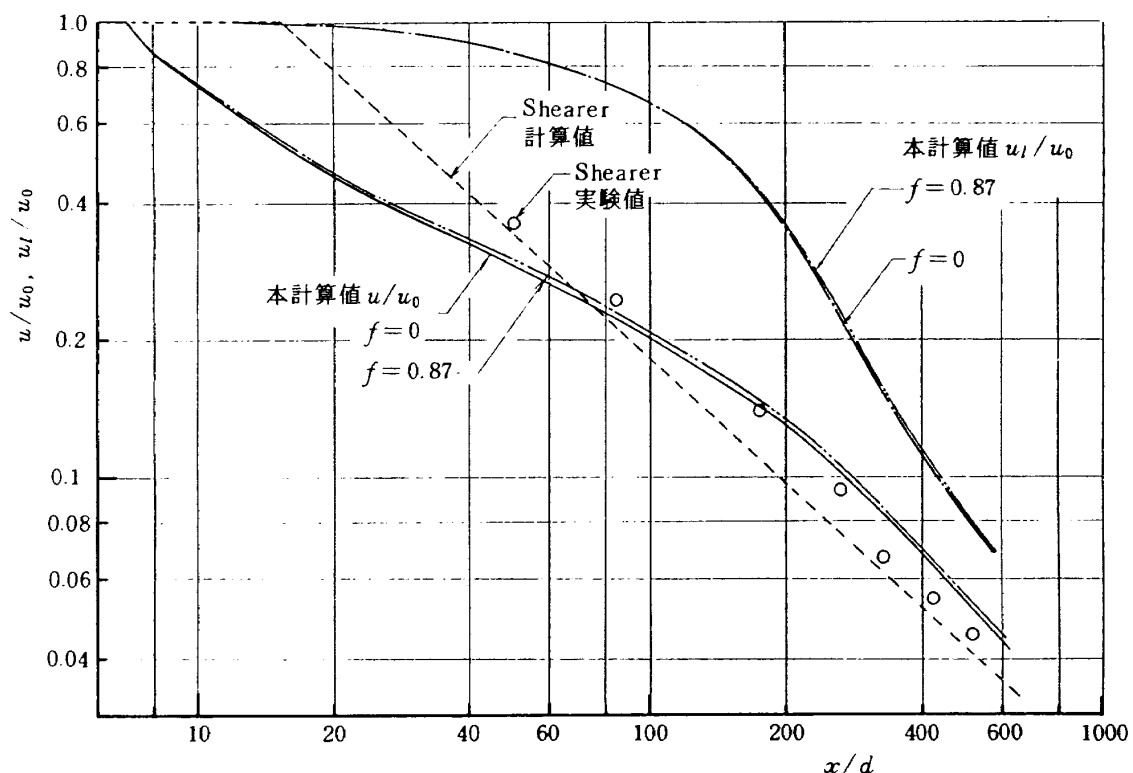


図 55 Shearer の実験値、計算値（中心軸上気相速度）と本計算値（気相、液滴速度）との比較

衰はふたたび気相单相の場合に近づき勾配は $n \approx -1$ に向う。従って気液間に相対速度を考慮していない Shearer の解析値に近づくのは x/d の大きい位置 ($x/d > 300$) である。Shearer の解析では液滴粒径大きさの影響を計算に反映させることは出来ないが、本計算モデルでは平均粒径 \bar{D} の違いによる気相速度変化を知ることが出来る。計算では $\bar{D} = 15 \mu \sim 45 \mu$ と変えて気相速度、液滴速度を計算した。

液滴粒径が小さくなるに従い、気相速度は高い値となり、液滴速度は低い値となるから両者の差は小さくなって来ることが分る。実験値に最も近い値になる液滴平均粒は $\bar{D} = 29 \mu$ よりも小さめの 20.5μ の場合である。この時、実験値との差は $-3\% \sim +2\%$ の範囲である。

以上ではフロンからの蒸発がない場合であったが、フロン液滴と気相間に温度差 20K を仮定し

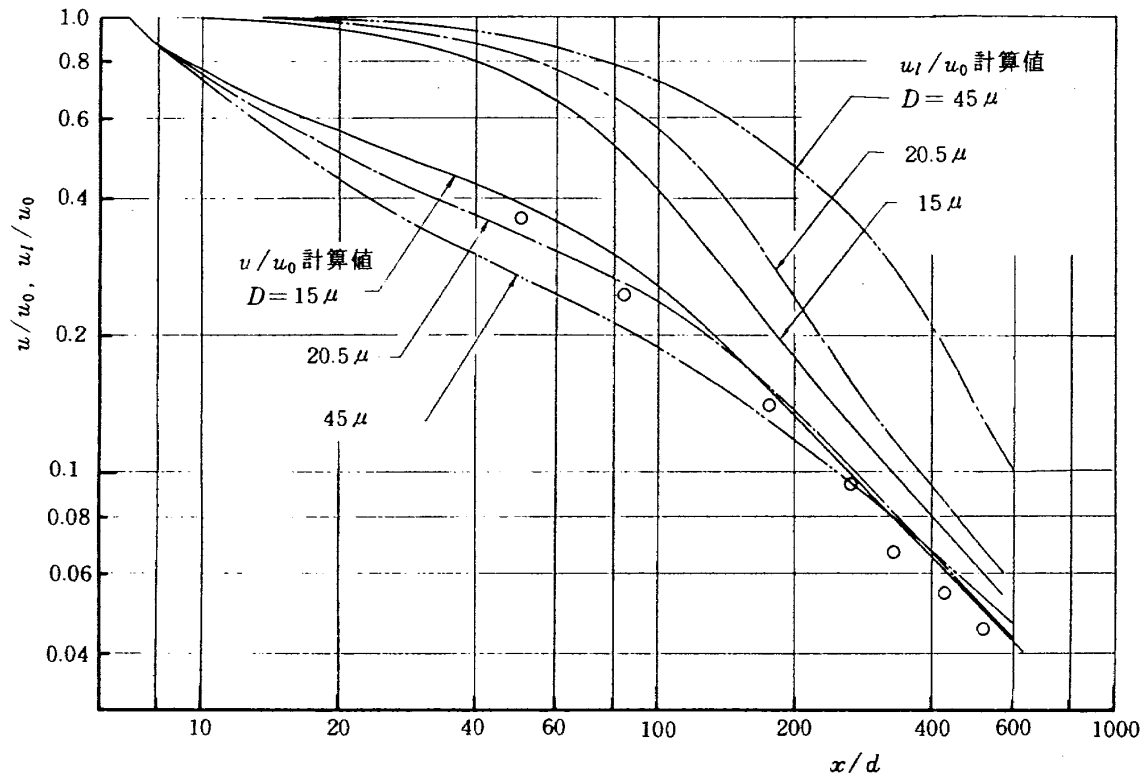


図 56 気相速度、液滴速度におよぼす液滴平均粒径の影響

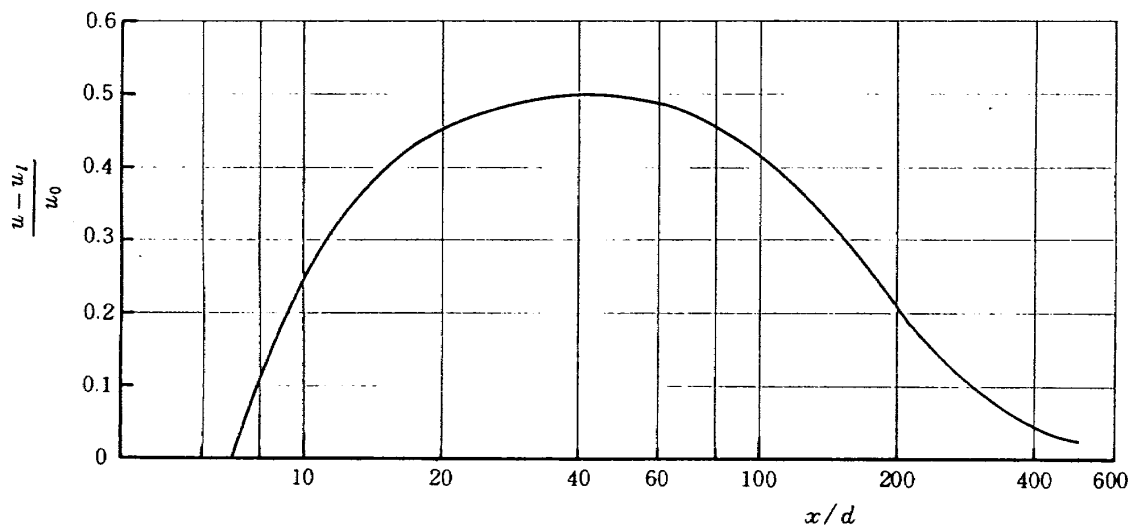


図 57 中心軸上気液間相対速度計算値

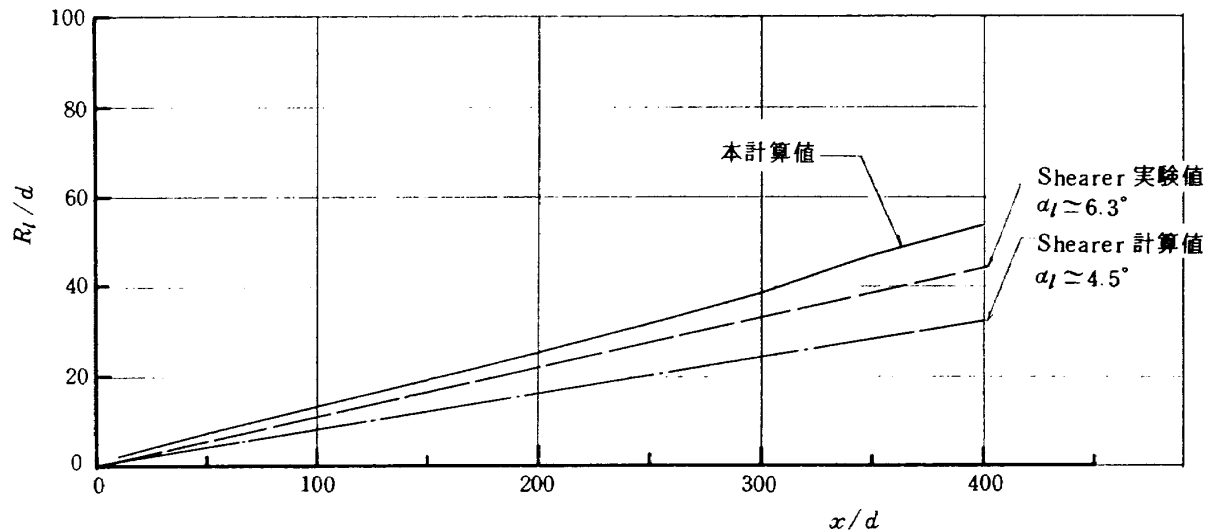


図 58 液滴流束拡散幅 (R_l) の計算値と Shearer の実験値、計算値との比較

て蒸発を伴う場合の 2 相噴霧流の計算を行なった。図 55 に蒸発の有無の気相速度への影響を計算により示した。 $x/d \approx 600$ の位置までの蒸発量の累積量を f で表わし図中に示した。蒸発が行なわれる場合には蒸発に必要な潜熱によって系の温度が下り、気相密度が大きくなる。また気相速度は僅かながら高い値となるが軸方向減衰の傾向は変わらないことが分る。

次に噴霧流の軸方向に対する拡がりの様子を図 58 に示す。文献には実験値を図示したものはないが、文中に液滴の拡がり幅の実験値 $\alpha_l \approx 6.3^\circ$ 、解析値 $\alpha_l \approx 4.5^\circ$ であると述べられている。本計算値は $x/d < 300$ で $\alpha_l \approx 6.8^\circ$ 、 $x/d > 300$ で $\alpha_l \approx 8.5^\circ$ と拡がり幅の勾配は $x/d \approx 300$ を境にわずかに異なる。これは前述の気液相対速度の大きい領域と、そうでない領域が存在したことに対応している。

以上のことから、本計算モデルによる解は気相側速度の実験値の示されている範囲で、ほぼ実験値と一致していると言える。

8.4 伊藤^{(4)~(6)}の実験値との比較

これは単一噴口から水だけを噴射した場合であるが、周囲から空気を誘引する流れとなるから結果としては 2 相噴霧流である。気相速度測定方法は第 8.2 節と同じ吸引平衡プローブによっているが、プローブ内静圧測定口の位置はプローブ入口に近い位

置にある。しかしながらこの場合も Laats の場合と同様に測定する気相速度よりも液滴速度が速い場合には液滴速度に合わせて、プローブ内静圧が上昇しないように吸引することになるため、液滴速度に近いものを測定している可能性があると思われる。一方、液滴速度測定は「流しカメラ法」によっているため、流れ場を乱すことなく光学的に液滴速度測定が行なわれている。

誘引気相速度、液滴速度の測定例を図 59 に示す。伊藤は誘引気相速度、液滴流束分布を次式の正規分布形、すなわち

$$\left. \begin{aligned} u_x/u_{xc} &= e^{-r^2/2\sigma_x^2} \\ m_x/m_{xc} &= e^{-r^2/2\sigma_m^2} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

で表わされると述べているが、本計算モデルでは(3)、(4)式の分布形を用い、気相噴射流量を零とおくことにより、伊藤の場合の噴霧流の計算が出来る。但し、この場合は水の局所微粒化量が分らないため、微粒化長さを仮定して、その間で等量ずつの液滴が発生するものとした。ここで(43)式の分布式を用いた場合の半径方向気相速度プロファイル、液滴流束プロファイルを(3)、(4)式と比較して図 60、61 に示す。これらの分布形の比較により解におよぼす影響は無視出来るものと考えられる。また噴射条件から定まる液滴の平均粒径は(1)式から 322μ であり、粒度分布を図 62 に示す。以上の条件による計算値を図 59 に示

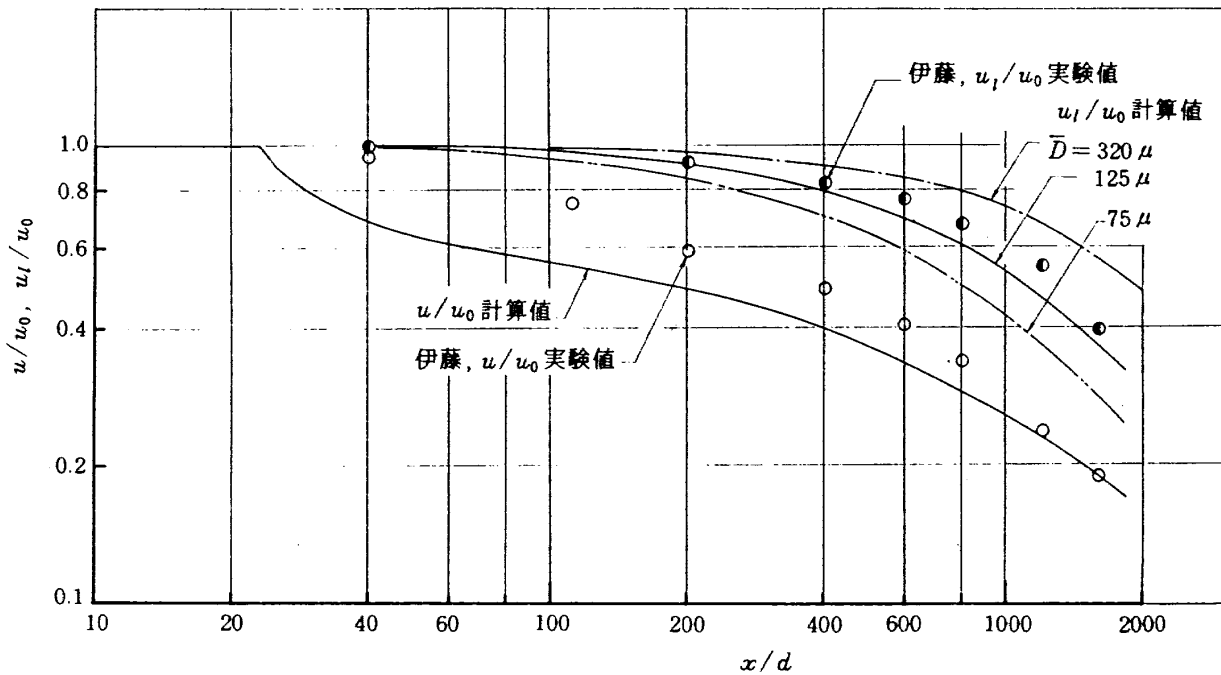


図 59 中心軸上気相速度、液滴速度の計算値と伊藤の実験値との比較

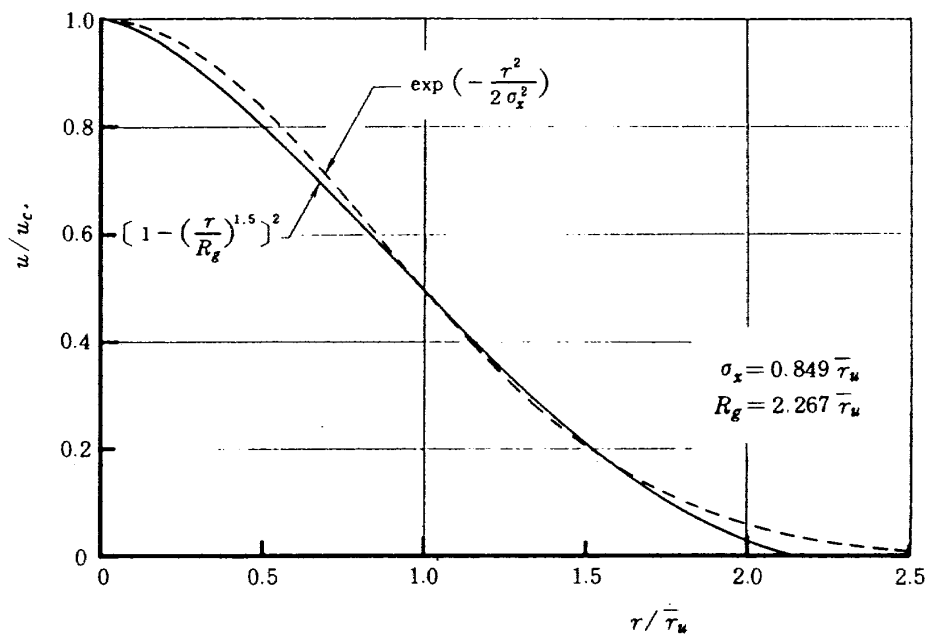


図 60 半径方向気相速度プロファイルの違い

す。気相速度変化については実験値との差は大きく、 x/d の非常に大きいところで一致してくる傾向を示す。計算値の軸方向に対する傾向は第 8.3 節と同様にノズル噴口側で減衰の大きい領域と、充分下流側で再び気相単相の減衰に近づく領域、およびその中間で気液間の運動量交換が盛んに行なわれるために気相速度減衰が緩慢になる領域の 3 つに分かれて

いることが分る。

一方、誘引気相速度の実験点は液滴の速度減衰と類似な変化を示しているため特に x/d の小さい領域では本計算値との差が大きくなっている。この原因として次の様に考えられる。すなわち本計算では無気噴射による微粒化機構が分らないため、微粒化完了長さを仮定し、その間で等量づつの液滴群が発

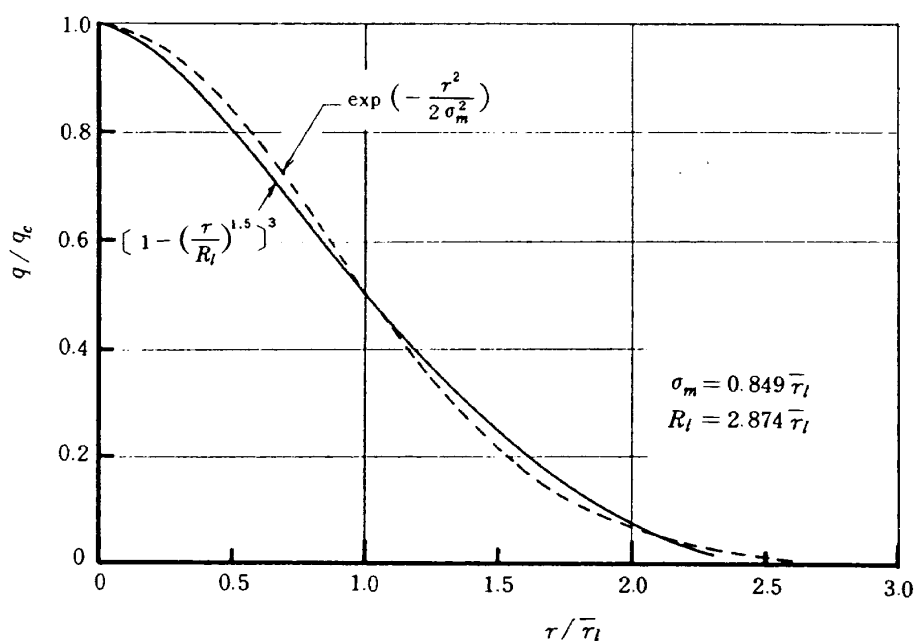


図 61 半径方向液滴流束プロファイルの違い

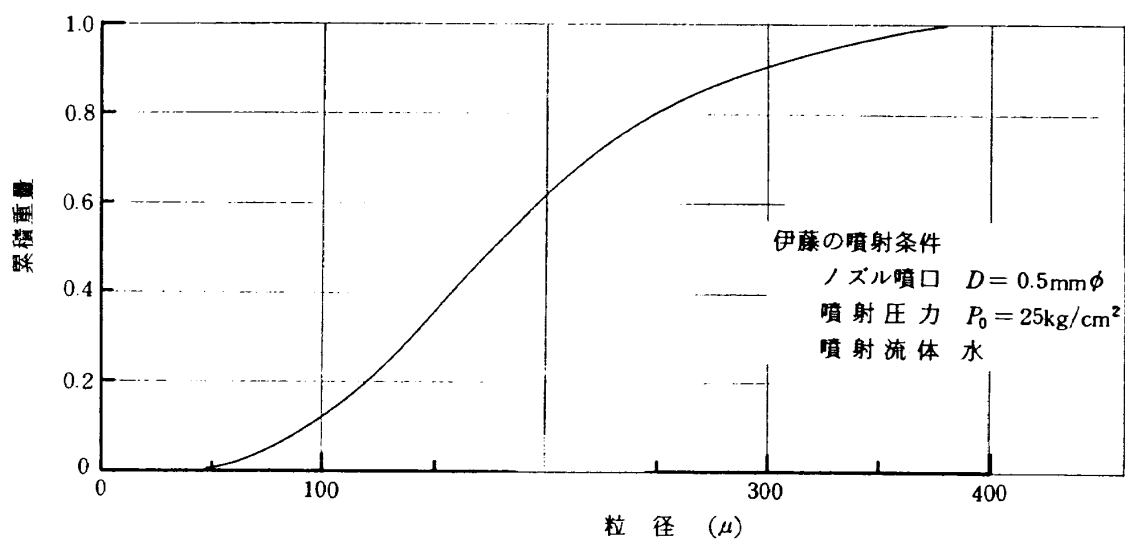


図 62 液滴の粒径分布計算値

生するものとした。しかしながら、この領域での気相速度は液滴群との相互作用によって定まるものであるから、微粒化機構に強く依存するものである。一方、微粒化機構の影響がほぼ無視出来る領域においては計算値と実測値の差は小さくなって来るものと言える。またもう一つの原因としては先に指摘した様に、気相速度測定法の不都合は特に $u_l > u_g$ の場合であるから、ノズル寄りの領域で生じているものと思われる。

これに対し、液滴速度の軸方向変化は、計算値の傾向とはほぼ同じであることを示している。更に実験値と一致する液滴速度は粒径分布を有する液滴群中の最多分率を占める液滴（この場合 125μ ）の速度に対応していることが分る。但し、伊藤がストリーク写真から求めた液滴の速度は、定められた軸方向位置の断面内では粒径に関係なくほぼ同一の速度で飛行していると言う結論を得ている。

次に噴霧の拡がり幅に関して伊藤の実験値と本計

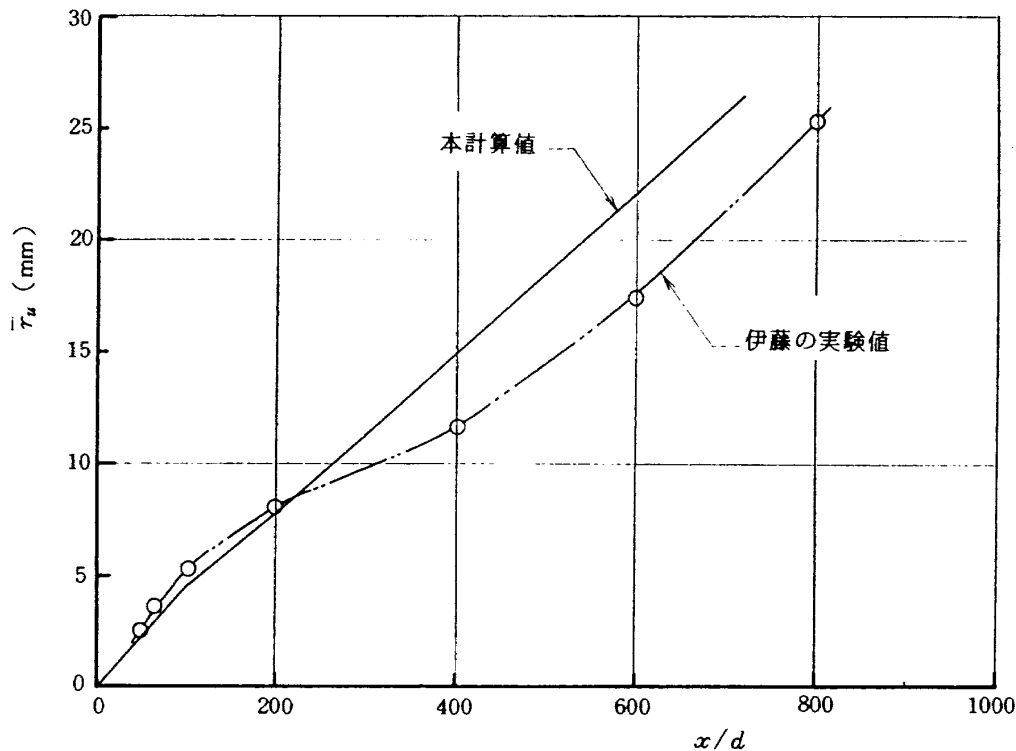


図 63 気相速度半値幅の軸方向変化計算値と伊藤の実験値との比較

算値を図 63 に示す。実験値は軸方向に対し複雑なプロファイルとなっているのに対して、計算値は $x/d < 100$ で幾分勾配が急であり、それ以降ではやや緩やかな勾配となり、ほぼ直線的に増加する。 x/d の大きい所での拡がり幅は過大に見積られている。

以上の様にノズルからの液ジェットの場合に本計算方法を適用したが、気相速度に関してはノズルからの距離が遠い所を除いて実験値との一致は見られなかったが、液滴速度に関してはほぼ全領域にわたり良い一致が見られた。このことは充分な慣性をもって運動する液滴は、気相側の速度にそれほど影響を受けないこと、また本計算で仮定した液滴群の運動を単一液滴の運動におきかえてもさしつかえないことを意味しているものと考えることが出来る。

8.5 Newman⁽¹⁷⁾ の実験値、解析値との比較

これまでは主に液滴からの蒸発がない場合で、大気中へ噴射された 2 相噴霧流についての実験値との比較であったが、ここで述べるものは液化 CO_2 ($\text{L}-\text{CO}_2$) を高圧雰囲気中 (77 気圧) へ噴射した場合で $\text{L}-\text{CO}_2$ からの蒸発を伴う場合も含めている。

密閉容器中での $\text{L}-\text{CO}_2$ ジェットであるから流れの様子は自由空間へ噴射されるいわゆる submerged jet とは異なるものである。すなわちジェットへの誘引気体量は周囲壁の影響を受けて制約されるから、その結果循環流領域が形成され、軸方向に圧力勾配を生じることが考えられる。従ってこのような場合には、これまで用いて来た一次元的な解析は適当でないと思われる。文献では密閉容器の寸法は不明であるが、誘引空気量は制約を受けないものと仮定して、この場合について計算して見る。

Newman の実験値は気相速度と噴霧の拡がり幅についてである。気相速度は高速度撮影によって述べてあることから、恐らく液滴 (写真観察から約 10μ と述べている) の速度を測ったものであると考えられる。所で Newman の理論解析では、気液 2 相間の相対速度は考えず、2 相流を等価な密度

$$\bar{\rho}_m = \frac{\rho_l}{C_l + \frac{\rho_l}{\rho_g} (1 - C_l)} \quad (44)$$

ここで

$$C_l = \dot{m}_l / (\dot{m}_l + \dot{m}_g)$$

を有する流れとして扱い、軸方向に垂直な各断面内で積分された質量、運動量、エネルギー各保存則と次式で表わされるジェットの拡がりに関する式

$$\left. \begin{aligned} \frac{db_m}{dx} &= \frac{k_m}{2} \left[1 + \frac{\rho_g}{\rho_m} \right] \\ \text{ここで} \quad k_m &\text{は経験定数で } 0.22 \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

を基礎式としている。また主領域での各量の半径方向プロファイルは

$$\left. \begin{aligned} \frac{C}{C_m} = \frac{\Delta T}{\Delta T_m} &= \left(\frac{u}{u_m} \right)^{1/2} = 1 - \xi^{1.5} \\ \text{ここで} \quad \xi &= r/b_m \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

によって与えている。

図 64 は Newman の実験値、解析値および本計算方法による値を示す。実験値は液滴速度であると考えられるが、軸方向の速度勾配はノズル出口近傍を除いて $n \simeq -1$ で気相単相ジェットの勾配とほぼ同じである。これは $L-CO_2$ の液滴径が約 10μ とわめて小さいことによっているものと思われる。Newman の解析値は良く実験点を表わしている。一方、本計算方法による気相速度と液滴速度を示したが、両者には僅かながら速度差があるが軸方向変化

の傾向はほぼ同じである。気相速度計算値を見ると第 8.3 節で示した計算値の傾向と同じように、ノズル出口近傍で $n = -1$ に近い勾配で減衰し途中で ($40 < x/r_0 < 60$, この間で相対速度最大) 緩やかな勾配になった後、再び $n = -1$ に近い勾配で減衰することが分る。

以上は液滴からの蒸発がない場合であったが、蒸発のある場合を比較して図 65 に示す。蒸発がある場合には前報の式で蒸発量が計算される。蒸発を伴う場合には気相速度はいく分早くなることが分る。これは第 8.3 節で述べたことと同じである。

また計算からは液滴粒径を変えた場合の速度等への影響を知ることが出来る。図 65 にこれを示す。液滴直径を大きくすると液滴速度は僅かながら早くなることが分るが、誘引気相速度にはほとんど変化が見られない。図 66 は中心軸上の液滴流束と気相流束との比の Newman の計算値と本計算方法による値を示したものである。Newman の実験条件に対する解析値の軸方向減少の傾向と本計算値の傾向から見て、この実験条件では $L-CO_2$ からの蒸発がない場合であると考えることが出来る。蒸発がある場合の本計算値を示したが、蒸発が伴う場合には軸方

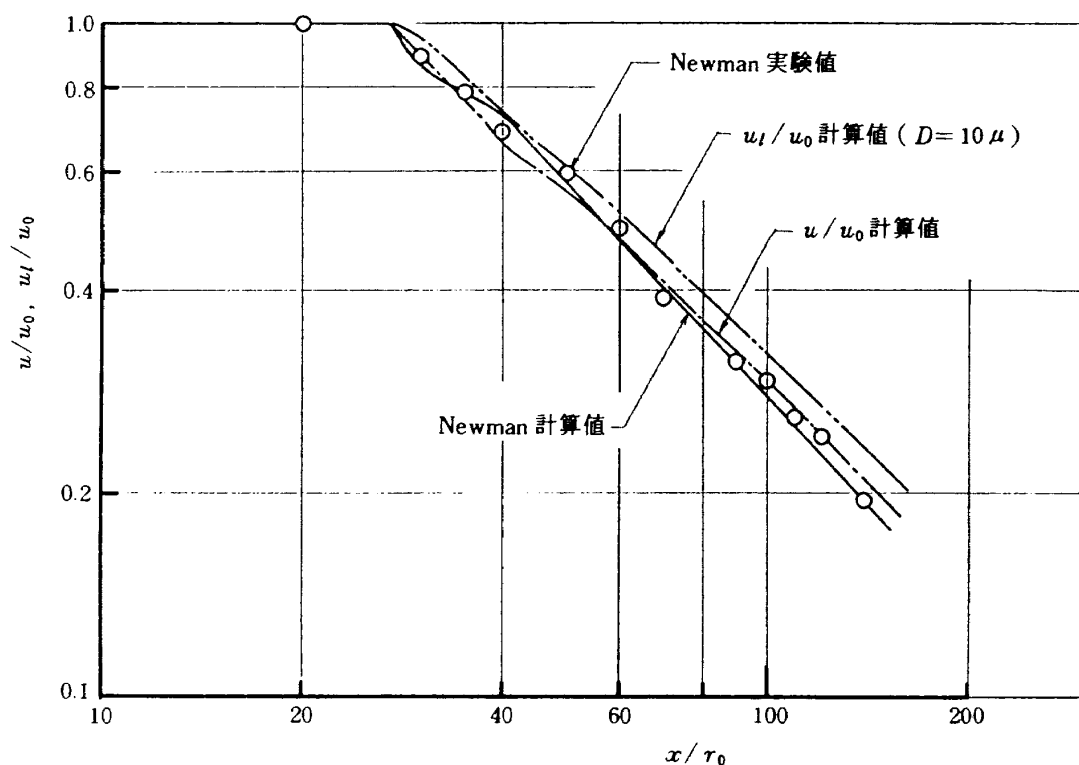


図 64 Newman 気相速度計算値、実験値および本計算値との比較

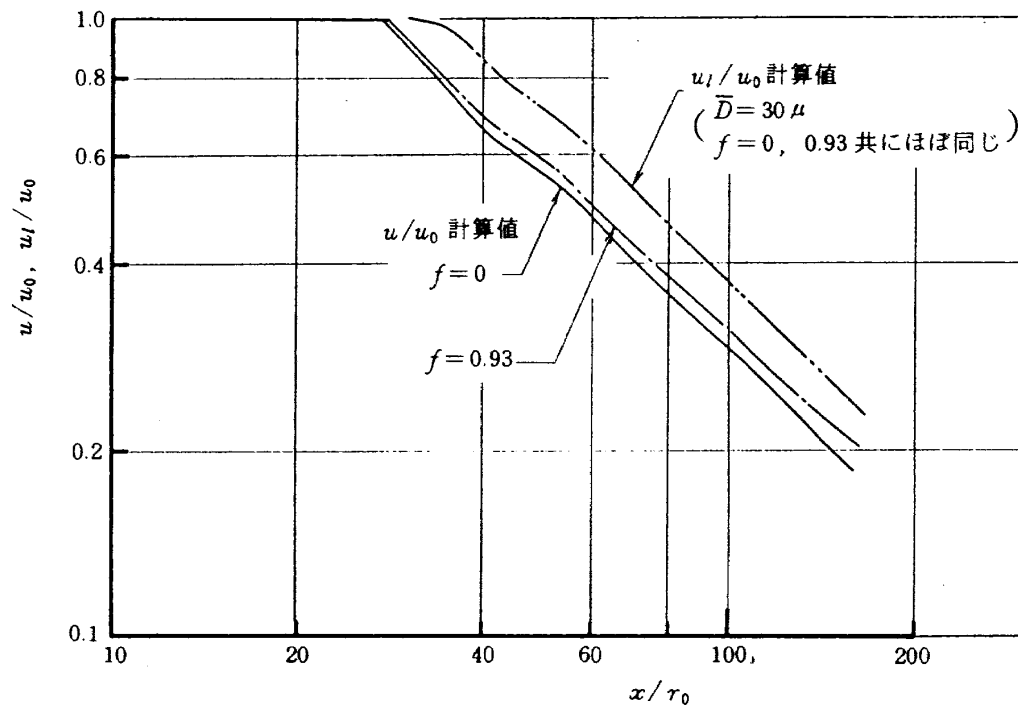


図 65 液滴からの蒸発が気相速度、液滴速度におよぼす影響
($f=0$; 蒸発の無い場合, $f=0.93$; 累積蒸発量 93 % の場合)

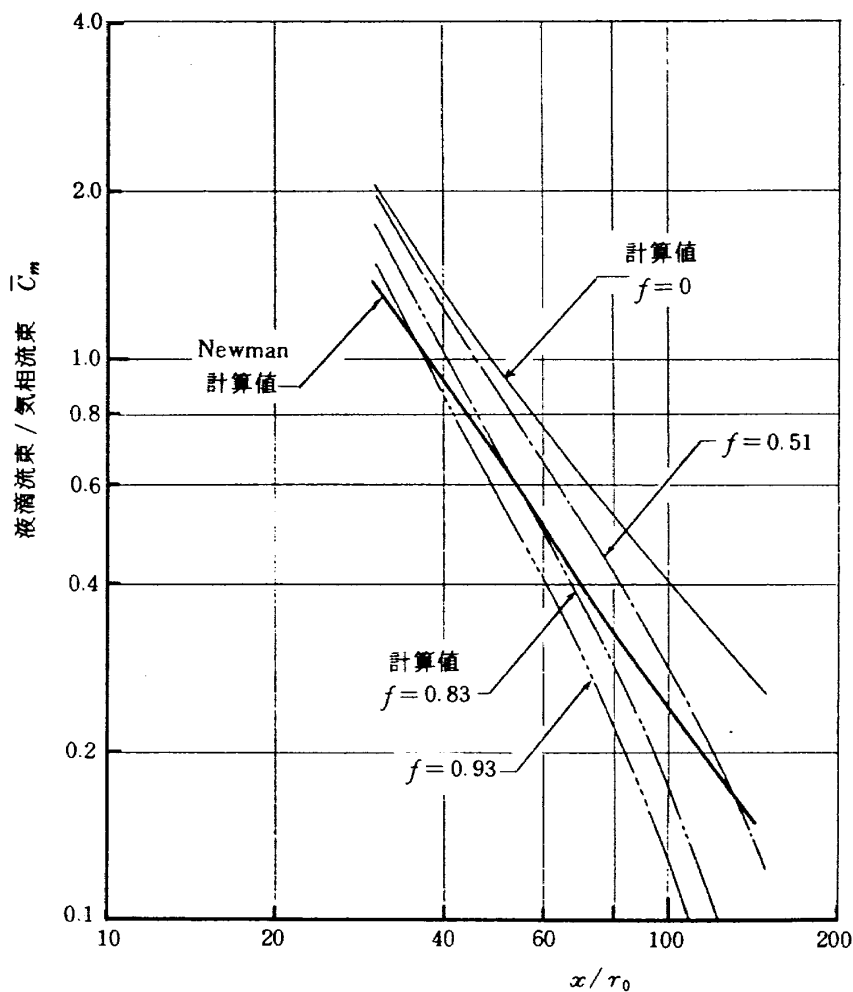


図 66 中心軸上液滴流束と気相流束比の計算値と Newman の計算値との比較

向減少の傾向は蒸発がない場合と比べ負の勾配が序々に大きくなって行くことが分る。図 67 は噴霧流の拡がり幅を表す。Newman の実験値は写真観察によって液滴の存在する範囲を拡がり幅としているから、これから液滴流束の半値幅を求めれば図のような実験値となる。一方、本計算によれば \bar{r}_l の外側に誘引した気相の流れが存在しその大きさが分る。気相速度半値幅の計算値 \bar{r}_u は図示したようになる。液滴から蒸発ある場合には \bar{r}_u は僅かに狭くなる。蒸発によって気相の量が増えるのにもかかわらず気相拡がり幅が減少するのは一見矛盾するよう思われるが、これは蒸発潜熱によって系の温度が低下し、気相の密度が大きくなることによるものである。図 68 に蒸発のある場合の系の温度変化を示した。蒸発量の多いものほど系の温度は液滴温度に急速に近づき、系と液滴の温度差が小さくなるから、それ以上の蒸発はきわめてゆっくり行なわれることになる。

以上の様に密閉容器中の噴霧流に対して本計算モデルをそのまま適用して、実験値とほぼ一致する解が得られたが、この理由として考えられることは、ジェットの噴射運動量が十分に小さく、誘引気体量も少ないことから、密閉容器でありながら誘引気体

量にさほど制約を受けていないことによるものと考えられる。ここでジェットの噴射運動量はノズル噴口径 $d_0 = 0.66\text{mm}$ 、噴射初速度 $u_0 = 3\text{m/s}$ 、密度 $\rho_0 = 0.138 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ から

$$J_0 = \frac{\pi}{4} \rho_0 d_0^2 u_0^2 = 4.25 \times 10^{-4} \left(\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right) \left(\frac{\text{m}}{\text{s}} \right)$$

である。計算に用いた k 値は $k = 0.54$ 、ポテンシャル・コア長さは実験値から $x_p/d_0 = 13.5$ を用いた。

以上に述べた本解析モデルによる計算値と文献の実験値との比較により次のことが言える。

第 8.2 節の Laats の実験値を除いて、本解析モデルによる計算解はほぼ実験値を表わすことが出来るものである。但し二相間には速度差が存在し、これは第 8.4 節の伊藤の実験値からも明らかであり、従って相対速度を無視した Hetsroni, Shearer, Melville, Newman の解析は不適当である。ただし Hetsroni, Newman の場合には液滴粒径がきわめて小さい場合であるから、相対速度を無視しても結果に対する影響はさほど大きくない範囲である。これに対して Laats の実験値は気相速度測定法に疑問がある。この値は本計算解の固体粒子の速度に近いふるまいをしている。固体粒子あるいは液滴粒子の速

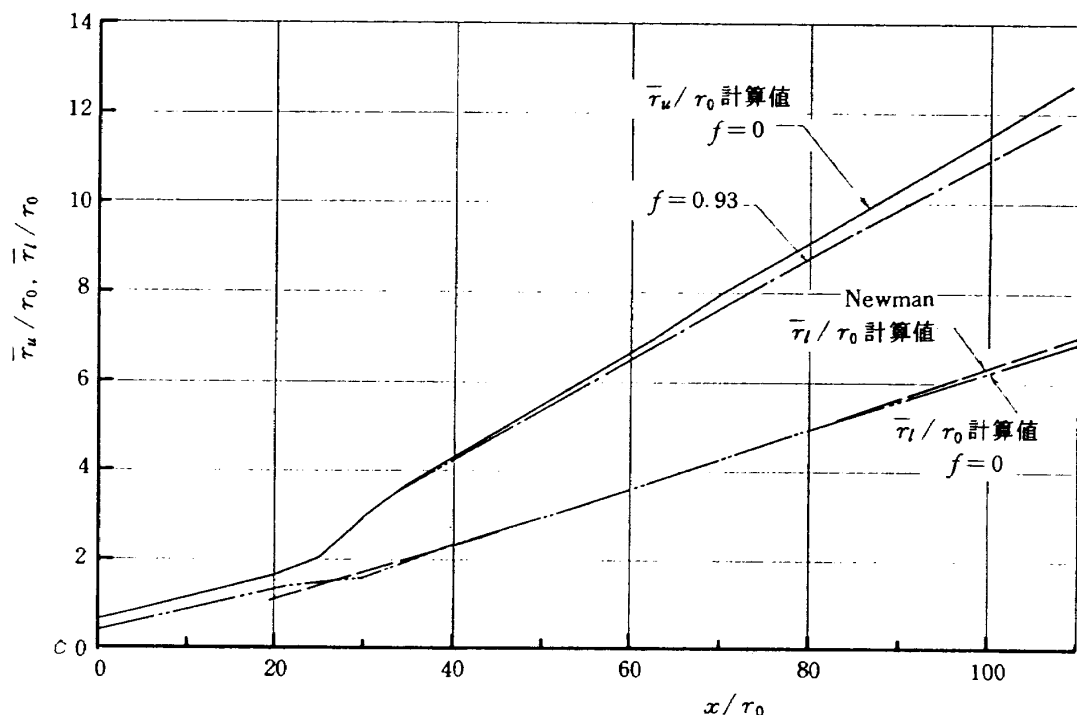


図 67 気相速度半値幅、液滴流束半値幅の軸方向変化計算値と Newman の計算値との比較

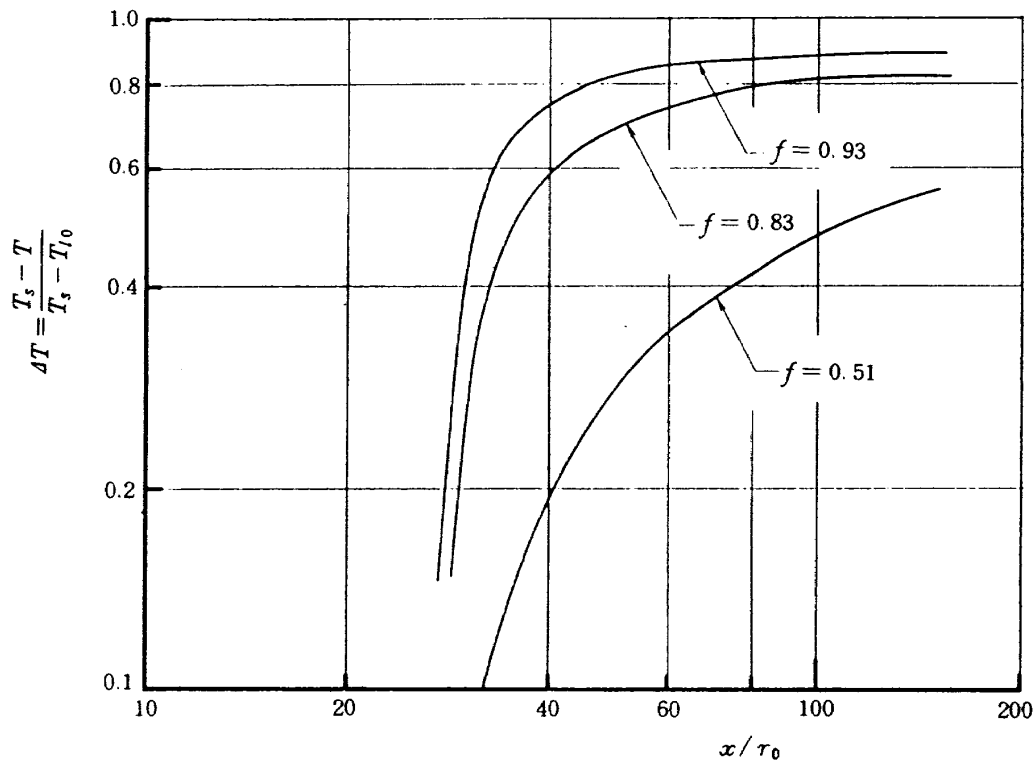


図 68 蒸発を伴う場合の気相温度軸方向変化計算値

度を測定したものは以上の文献では第 8.4 節の伊藤が液滴速度を流しカメラ法で測定したものだけであるが、この液滴速度は本計算解の液滴速度とはほぼ一致している。以上のことにより本解析モデルによる計算方法は二相噴霧流の流れ場、すなわち気相速度、液滴（あるいは固体粒子）速度、拡がり幅、液滴流束、気液（あるいは気固）混合度などを予測計算する上で極めて有用なものであると言える。

9. 結 論

本報においてはリセス型噴射要素の気液噴霧流の流れ場の測定を行ない、解析値との比較を行なった。また、これらの解析方法を用いて、文献に発表されている種々の二相噴霧流の実験値および解析値と比較して、本解析方法の有効性を確かめた。以下に結論を示す。

(I) 本実験から得られた事から

1) リセス領域内においては、軸方向に静圧分布が生じ、これにより局所微粒化量を定めることが出来る。

2) 噴霧流主領域での気相速度半径方向分布形、

および液滴流束半径方向分布形はフラッシュ型噴射要素の主領域でのそれと同一形で表わせる。

3) 噴霧流成分ガスの分析結果より前報で仮定して誘引空気量の算定の妥当性を確かめた。

4) 本計算式で必要となる唯一の実験定数 $k(x)$ 、すなわち液滴流束半値幅と気相速度半値幅との比、を表わす実験式を定めた。またこの k 値は気液混合体とみなした場合の乱流シュミット数 S_T と次の関係にある。

$$S_T^{-1} \cong k^2$$

5) リセス型噴射要素は同じ噴射条件のフラッシュ型噴射要素に比べて、高い混合度が得られる。

6) 目標混合比に対する噴霧流の混合達成度を表わす混合度 E_m は 4) 項の k 値と一義的關係を有する。

(II) 噴霧流の計算値と実験値の比較から得られた事から

1) リセス領域内での局所微粒化量を (I) - 1) 項で定め、液滴の粒度分布に棚沢の式を用いることにより、リセス領域内での微粒化を規定する必要条件が整う。これによりリセス領域内での流れの計算が可能となり、噴口出口での気相、液相に対する初

期条件が与えられる。それ以降の噴霧流の計算法は前報のものが適用出来る。

2) 主領域での計算結果は実験値とほぼ一致する。

3) 噴口寄りで気相側の計算結果は実験値と多少異なる。これはこの領域で仮定した気相速度半径方向分布形が適当でないことを意味している。

(Ⅳ) 文献による実験値と本解析モデルによる計算値との比較により次のことが明らかになった。

1) 第 8.2 節の Laats の実験値を除いて、本解析モデルによる計算解はほぼ実験値を表わすことが出来るものである。

2) Laats の気相速度測定法には重大な疑問がある。

3) 液滴粒径がきわめて小さい (10μ 程度) 場合には気液間の相対速度は結果に重大な影響を与えないが、その他の場合には相対速度を無視した解析は不適当である。

4) 気相速度、粒子速度を同時に満足すべき測定方法で測定した文献は存在しないが、気相速度に対してはレーザー・ドプラー流速計で流れを乱すことなく計測した Shearer の測定値との比較により、また液滴流速測定に対しては流しカメラ法によって測定された伊藤の実験値との比較により、本計算モデルによる気相速度、液滴速度の計算値がこれらとほぼ一致することから、本解析モデルの妥当性が確かめられた。

以上の議論を基本として、液体ロケット燃焼器内の燃焼過程のモデル化を行ない、燃焼性能に及ぼす推進薬噴射の条件、および燃焼室形状の影響を知ることが出来るものとする。この目的に対しては別途報告する。

記 号 説 明

A	: 気相の占める面積
A_g	: $\frac{\pi}{4} \bar{d}_g^2$
A_l	: 液の占める断面積
A_p	: プロープ入口断面積
b_m	: (45) 式における噴霧拡がり幅
C	: (46) 式における液とガスの流量比 $= w_l / w_g$
C_p	: 定圧比熱
\bar{D}, \bar{d}	: 平均粒径

d_g	: ガス側噴口径
d_l	: 液側噴口径
d	: 噴口径
E_m	: 前報(63)式の混合度
f	: 液滴からの累積蒸発量
f	: 壁面における気相の摩擦係数
G	: 重力加速度
h	: 噴口からの軸方向距離
J	: 熱の仕事当量
$k(x) \equiv \bar{\tau}_l(x) / \bar{\tau}_u(x)$: 液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比
l_b	: 液柱分裂長さ (フラッシュ型)
$l_{r,b}$: 液柱分裂長さ (リセス型)
N	: 平均粒径 (\bar{d}) の液滴グループ数
P	: リセス領域内静圧分布
Q_g	: ガス側体積流量
Q_l	: 液側体積流量
q	: 液滴流束
P_{g0}	: ガス側噴射圧力
P_{l0}	: 液側噴射圧力
R_g	: 噴霧流気相拡がり半径
R_l	: 噴霧流液相拡がり半径
r	: 中心軸からの半径方向距離
$\bar{\tau}_u$: 気相速度半値幅
$\bar{\tau}_l$: 液滴流束半値幅
$\bar{\tau}_{\frac{1}{2}N_2}$: 噴射 GN_2 半値幅
S_T	: 乱流シュミット数
T	: 温度
u	: 気相速度
$u_R \equiv u_{g0} / u_{l0}$: 噴射速度比
$\Delta u_0 \equiv u_{g0} - u_{l0}$: 噴射相対速度
$u_{ls,j}$: j 番目の液滴グループ速度
Δw_a	: 局所微粒化量
$w_{l,0}$: 噴射液流量
$w_{g,0}$: 噴射ガス流量
w_l	: 液流量
w_g	: ガス流量
$w_{l,p}$: 液ポテンシャル・コア部流量
W_e	: ウェーバー数
$w_{ls,j}$: j 番目の液滴グループ流量
$\Delta w_{lg,j}$: j 番目の液滴グループからの蒸発量

w_s	: 誘引空気累積量
Δw_s	: 誘引空気局所量
x	: 噴口からの軸方向距離
x_r	: リセス領域での軸方向距離
x_p	: リセス領域での静圧極大位置
$Y_{N_2,0}$: 噴射 GN_2 重量分率
Y_{air}	: 誘引空気重量分率
$\alpha_1 \sim \alpha_4$: (27), (29)式で与えられる
α_g	: 気相拡がり半角
α_l	: 液相拡がり半角
β_1, β_2	: (36)式で与えられる
σ	: 表面張力
ρ	: 密度
σ_x	: 気相速度の拡散幅 (二次モーメントの標準偏差)
σ_m	: 液滴流量の拡散幅
κ	: 液滴濃度 ($= q/u_l$)
κ_0	: 噴射液 (固) 相流量と気相流量比
$\bar{\eta}$: 液滴空間密度 ($= q/\rho_l u_l$)
ϕ	: 混合パラメーター ($= \frac{1}{\eta} u_R$)
添 字	
0	: 噴射初期値
c	: 中心軸上値
l	: 液相粒子
g	: 気相
r	: リセス領域
p	: 固相粒子

参 考 文 献

- 1) 八柳信之; 気液同軸型噴射要素による噴霧流の実験及び解析(1), 航空宇宙技術研究所報告 TR-692, 1982.
- 2) 例えば R. J. Burick; Space Storable Propellant Performance Program, Coaxial Injector Characterization, NASA CR-120936, 1972.
- 3) G. Hetsroni, M. Sokolov; Distribution of Mass, Velocity, and Intensity of Turbulence in a Two-Phase Turbulent Jet, Journal of Applied Mechanics, Vol. 38, 1971.
- 4) M. K. Laats and F. A. Frishman; Assumptions used in Calculating the Two-Phase Jet, Fluid Dynamics 5, 1970.
- 5) A. J. Shearer, H. Tamura, and G. M. Faeth; Evaluation of a Locally Homogeneous Flow.
- 6) 例えば, 藤本武助; 流体力学と流体機械, 養賢堂, pp.60, 1962.
- 7) L. P. Combs and M. D. Schuman; Steady-State Rocket Combustion of Gaseous Hydrogen and Liquid Oxygen. Part II; Analysis for Coaxial Jet Injection. RR No. 64-29, Rocketdyne Report, 1965.
- 8) 棚沢他; ディーゼル機関 I, 高速編, 山海堂 (1963), pp.41-106.
- 9) Normal A. Chigier; The Atomization and Burning of Liquid Fuel Sprays, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 2, pp. 97-114.
- 10) J. M. Beer and N. A. Chigier; Combustion Aerodynamics, John Wiley & Sons, 1972.
- 11) 白樫, 富田; 広い流れに噴出された噴流の拡散に関する研究, 日本機械学会論文集, 43巻 375号 (昭 52-11), pp.4186-4194.
- 12) W. K. Melville and K. N. C. Bray; The Two-Phase Turbulent Jet, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, pp. 279-287.
- 13) W. K. Melville and K. N. C. Bray; A Model of the Two-Phase Turbulent Jet, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, pp. 647-656.
- 14) 伊藤; 単孔円筒ノズルによる噴霧流の研究, 第 1 報, 実験法と噴霧流の概観, 日本機械学会論文集, 36巻 285号 (昭 45-5), pp.759-766.
- 15) 伊藤; 単孔円筒ノズルによる噴霧流の研究, 第 2 報, 理論的取扱, 日本機械学会論文集, 36巻 285号 (昭 45-5), pp.767-771.
- 16) 伊藤; 単孔円筒ノズルによる噴霧流の研究, 第 3 報, 実験結果の整理, 日本機械学会論文集, 36巻 285号 (昭 45-5), pp.772-780.
- 17) J. A. Newman and T. A. Brzustowski; Behavior of a Liquid Jet Near the Thermodynamic Critical Region, AIAA Journal, August 1971.

航空宇宙技術研究所報告 745号

昭和57年12月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2-27-12
