

氏 名	なが い のぶ き 永 井 伸 樹
授 与 学 位	工 学 博 士
学位授与年月日	昭和 34 年 10 月 7 日
学位授与の根拠法規	学位規則第 5 条第 1 項
研究科，専攻の名称	東北大学大学院工学研究科 (博士課程) 精密工学専攻
学位論文題目	衝突による液体微粒化に関する研究
指 導 教 官	東北大学教授 棚 沢 泰
論 文 審 査 委 員	東北大学教授 棚 沢 泰 東北大学教授 枝 本 勇 雄 東北大学教授 佐 藤 健 児

論文内容要旨

第1章 緒 論

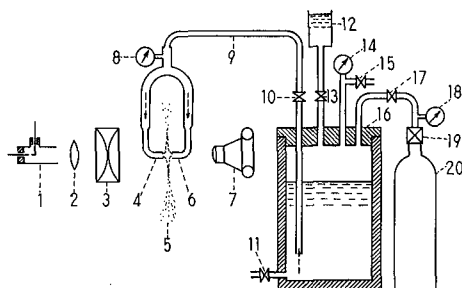
液体の微粒化法に関しては、従来数多くの方法が研究されて来たが、衝突による液体の微粒化については、これまでに二、三の研究が行なわれたにすぎず、微粒化機構の解明や微粒化特性等については纏つた結果は得られなかつた。一方実用上では、ディーゼル機関用噴射弁としてユンカーズの90°衝突弁が使用されたが、微粒化特性が良好ではなく、又開孔弁のために後だれの現象などがあつて現在では使用されていない。

そこで本研究においては、先づ第2章において液流同志の正面衝突による微粒化を行なつて、微粒化に関する基礎研究を行ない、微粒化機構や微粒化特性等を明らかにした。次いで第3章においては、ディーゼル機関用直接燃焼室に噴射弁として使用する目的で、対壁衝突による微粒化を行ない、連続噴射の場合の微粒化特性を明らかにし、次に運動量則に基づいた間歇噴射度の測定法を考案して間歇噴射速度の測定を行ない、その結果に基づいて噴射率や噴霧の平均粒径等を解析して、実際の衝突弁の設計に対する指針を明らかにした。

第2章 液流同志の正面衝突による微粒化

2.1 実験装置

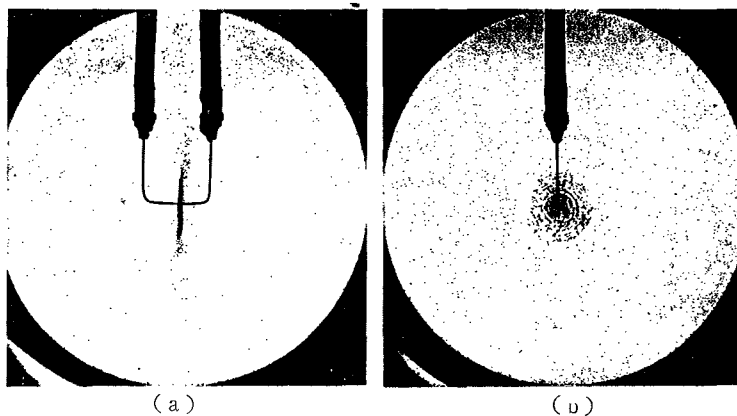
この対験に使用した衝突弁は、外径6mmの薄肉銅管の先端に注射針を取り付け針の途中で90°に曲げたものを2本互いに向い合せたもので、これを180°衝突弁と名付けた。実験にはノズル内径 D_1 が異なる4種のノズルを使用した。実験装置は第2.1図に示した。図において液体16には使用する液体を入れ高圧ポンプ20からコック19及び17を開いて圧縮空気や窒素などを送入すると、液体は導管9を通つてノズル4及び6に達してこれから噴射され、両ノズルの中央で衝突して微粒化される。この噴霧の形状は高速瞬間撮影装置1,2,3及び7によつて撮影される。実験は比重、表面張力及び粘性が異なる各種の液体を用いて行なわれ、噴霧粒は硝子板上に航空潤滑油を塗つたもので採取されて粒径が測定された。



第2.1図 実験装置

2.2 微粒化現象

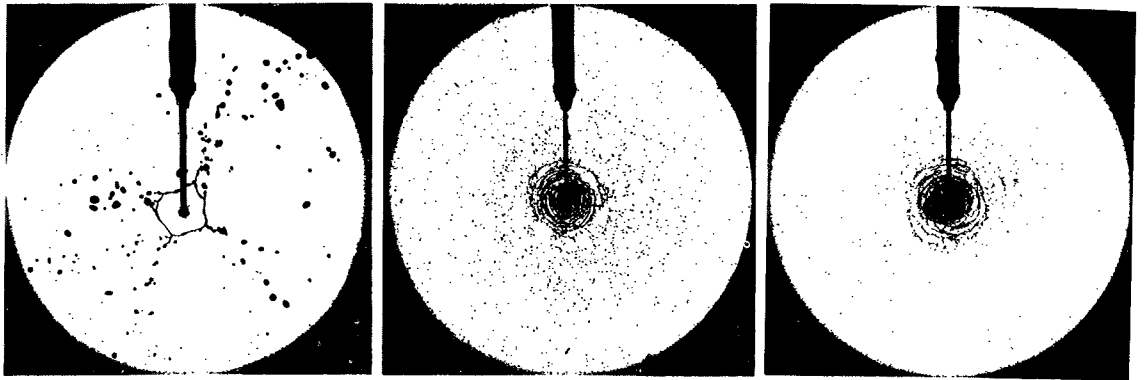
180°衝突弁を用いた場合の微粒化の典型を第2.2図に示した。(a)図において互いに向い合わされた2本のノズルから噴射された高速液流が、ノズル間の中央で衝突して紙面に直角方向に(b)図のような扁平円状の液膜を形成する。液膜は中



第2.2図 微粒化の典型

央では厚く、拡がるにつれて薄くなり、同時に表面の乱れが増大して不安定となり、遂に周辺において千切れて微粒化される。

この微粒化は、衝突速度やノズル内径及び液体の性質等によつて異なつた現象を呈するが、第2.3図は粘性係数の小さい水を用いた場合の速度による微粒化現象の変化を示したものであ



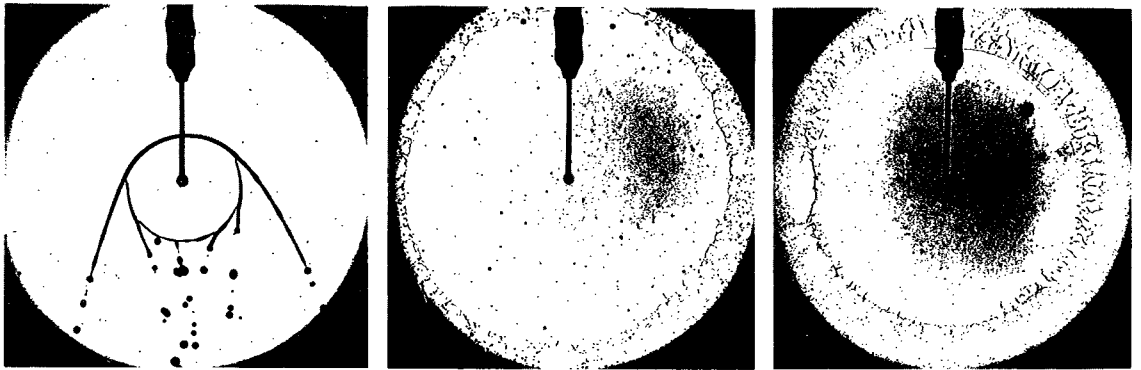
(a)

(b)

(c)

第 2.3 図 水の微粒化現象の変化

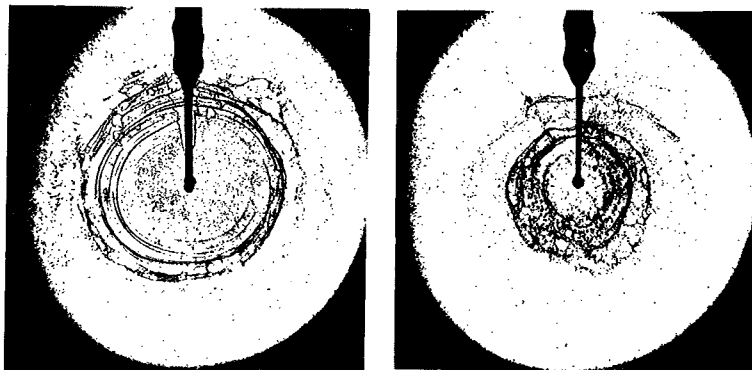
る。(a)図は低速の場合で、衝突して形成された液膜は透明で、重力の影響で液膜は円状となり得ないで雨だれ状に垂れ落ちて来る。衝突速度が増すと、(b)図の如く液膜は完全に伸びて円状となり中心から既に乱れが発生して、これが周辺に近づくにつれて増大し、周辺において半径方向に千切れて微粒化される。更に速度が増すと液膜の乱れは大きくなり(c)図の如く周辺におい



(a)

(b)

(c)



(d)

(e)

第 2.4 図 粘性の大きい液体の微粒化現象の変化

て液膜がリング状に切れ、これが更に微粒に分裂する微粒化現象を呈するようになる。

次に粘性係数の大きい液体の微粒化現象は、第 2.4 図に示したように多少前とは異なつたものになる。即ち低速においては、水の場合と同様に雨だれ状に微粒化されるが (a 図)、速度が増すと液膜は完全に透明で円形になる (b 図)。速度を更に増すと半径方向とリング状の微粒化の組合わされた現象が見られるが (c 図)。これは液膜の粘性が大きいために両現象の過度現象として現われるものである。速度が更に増すと、リング状微粒化に移行するが液膜は依然透明であり周辺近傍でわずかに乱れが発生している (d 図)。然し非常に高速になると、液膜中心部から既に乱れが発生して (e 図) 水の場合と同じリング状微粒化が完全に見られるようになる。

以上の微粒化現象の変化は、衝突液流の安定性と、形成液膜の安定性とから分類できる。液膜中心の乱れは、液膜が既に乱流領域にあることを示し、実験的に求めた臨界レイノルズ数は

$$Re = \gamma_e V D_1 / \mu g = 1500 \sim 2500 \quad (2.1)$$

であつた。又半径方向とリング状の二つの微粒化現象は、微粒化機構が異なるために見られるものであるが、今液膜の安定性を表わす S_b 数と、ノズルからの噴射流の安定性を表わす J_e 数とを用いて両者の変化を実験的に分類すると、半径方向の微粒化が行なわれる限界点は

$$\left(\frac{\gamma_a V^2 D_1}{\sigma g} \right) \left(\frac{\mu \sqrt{g}}{\sqrt{\gamma_e \sigma D_1}} \right)^{-0.32} = (J_e)(S_b)^{-0.32} \cong 1.8 \quad (2.2)$$

となり、リング状微粒化が完全に見られる限界点は

$$\left(\frac{\gamma_a V^2 D_1}{\sigma g} \right) \left(\frac{\mu \sqrt{g}}{\sqrt{\gamma_e \sigma D_1}} \right)^{-0.32} = (J_e)(S_b)^{-0.32} \geq 10 \quad (2.3)$$

となつた。従つて両現象の遷移領域は J_e 数を用いて大体

$$10 \sim 5 > J_e > 1 \sim 0.3 \quad (2.4)$$

と表わされた。ここに

γ_a, γ_e : 空気及び液体の比重

V : 液流の衝突速度

σ : 液体の表面張力

μ : 液体の粘性係数

g : 重力の加速度

である。

2.3 液膜の不安現象に関する理論及び実験との比較

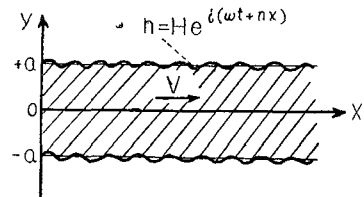
2.3.1 非粘性液膜の不安定現象

非粘性液膜の不安定現象に関しては、J.L.YORK 等が二次元的平面液膜について解明を行なつた。それによると第 2.5 図に示した如く、密度 ρ_{II} で厚さ $2a$ なる平面液膜が、密度 ρ_I なる静止流体中と速度 V で x 方向に移動するものとし、任意の位置における液膜上下表面の乱れが、

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= H e^{i(\omega t + n x)} & y &= a \\ h_2 &= H e^{i(\omega t + n x) + i \theta} & y &= -a \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

で表わされるものとする。このとき次の如くに仮定する

1. 液膜の速度は大きく従つて重力の影響は無視される。
2. 液膜及び周囲の流体は非粘性とし、流れはポテンシャル流とする。
3. 両流体間には表面張力が作用する。



第 2.5 図 平面液膜の運動

2の仮定から速度ポテンシャル ϕ が存在して，運動方程式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

となる．又境界条件は

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi / \partial y &= dh/dt & y &= a, -a \\ \partial \phi / \partial x &= 0 & y &= \pm \infty \end{aligned} \right\}$$

であるから， ϕ は次の如くに求められる．

$$\phi_{11} = (A \cosh ny + B \sinh ny) e^{i(\omega t + nx)} + Vx \quad -a \leq y \leq a \quad (2.6)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= i \left(\frac{\omega}{n} + V \right) (1 - e^{i\theta}) H / 2 \sinh na \\ B &= i \left(\frac{\omega}{n} + V \right) (1 + e^{i\theta}) H / 2 \cosh na \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

$$\phi_{11} = B_1 C^{-ny + i(\omega t + nx)} \quad y > a \quad (2.8)$$

$$B_1 = i \frac{\omega}{n} H e^{n\alpha} \quad (2.9)$$

$$\phi_{12} = A_1 e^{-ny + i(\omega t + nx)} \quad y < -a \quad (2.10)$$

$$A_1 = i \frac{\omega}{n} H C^{n\alpha + i\theta} \quad (2.11)$$

今流れに関するベルヌーイの定理から

$$\frac{V^2}{2} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{\Delta p}{\rho} \quad (2.12)$$

と表わされるが，上式に(2.6)~(2.11)式を代入すると Δp が求められる．一方液膜表面上では，液膜内外の圧力差が表面張力 σ による圧力に等しく，次式で表わされる．

$$\Delta p_w - \Delta p_a = -\sigma / R = -\sigma \partial^2 h / \partial x^2 \quad y = a, -a \quad (2.13)$$

一般的に見られる現象で， Δp において $\theta = 0$ として上式に代入すると， ω に関する二次式が得られ．これから ω を求めると次式の如くなる．

$$\omega = -\frac{nV \tanh na}{\tanh na + r} \pm \frac{\sqrt{\frac{n^3 \sigma}{\rho_w} (\tanh na + r) - n^2 V^2 r \tanh na}}{\tanh na + r} \quad (2.14)$$

となる．上式後辺の第二項の $\sqrt{\quad}$ の中が負になると ω は虚数となり，液膜表面の乱れは時間と共に増大し，液膜は不安定になつて来る．この場合の第二項を乱れの振巾の増大速度 β という．上式を我々の場合に適用するために変換を試みると， na は極めて小さいので $\tanh na \cong na$ とおいて β を書換えると次式の如くなる．

$$\beta \frac{a}{V} = 2\pi \sqrt{\frac{2\pi}{W_a}} \frac{1}{m(m\gamma + 2\pi)} \sqrt{m\gamma(W_a - 1) - 2\pi} \quad (2.15)$$

ここに $W_a = \rho_w a V^2 / \sigma$, $\gamma = \rho_a / \rho_w$, $m = 2\pi / na$ である．上式が最大値となる m の値は

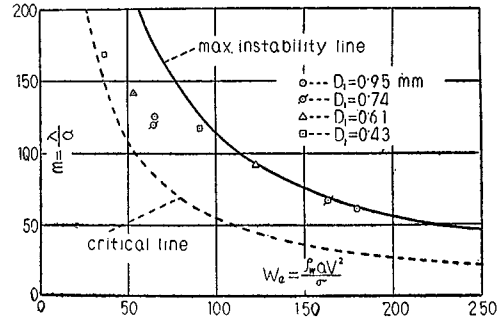
$$m_{max} = \frac{\pi}{3\gamma} \frac{\sqrt{W_a^2 + 14W_a + 1} - W_a + 5}{W_a - 1} \quad (2.16)$$

となりこれが最大不安定点を表わす．又安定，不安定の臨界点 m_0 は(2.15)式が零に等しい場合であるから

$$m_0 = 2\pi / \gamma (W_a - 1) \quad (2.17)$$

となる．

前述した水の微粒化の写真からリング状微粒化の場合について得られた結果と、上の理論とを比較すると第2.6図の如くになった。これによると、高速においては最大不安定点において微粒化が行なわれるが、低速になると次第に臨界点の方へ移行することが判つた。実際には臨界点以下においても微粒化が行なわれるから、上の理論はこの場合には適用できない。臨界点以下の速度においては、半径方向の微粒化が見られるが、これは表面の乱れの増大による不安定現象ではなくして、円形板の弾性振動に似たような現象によつて不安定になるものと考えられ、これが高速になるにつれて次第に上述した微粒化に移行して行くものと考えられる。



第 2.6 図 理論と実験の比較

2.3.2 粘性液膜の不安定現象

粘性液膜の場合には、かなり高速で、しかもリング状微粒化が行なわれていても、上の理論は適用できない。又低速領域でも液膜の安定性が大きいために、振動現象として論ずることも困難である。従つて粘性を考慮した不安定現象の解明が必要である。

今非粘性液膜の場合と同様に二次元的平面液膜を考え、我々の場合について述べる目的で次の仮定をおく、

1. 液膜の粘性が大きく、従つて膜厚は十分に小さいものとする。
2. 比較的低速の場合を考え、慣性流の項が粘性流の項に比較して無視できるものとする。
3. 自由表面上では表面張力が作用するものとする。
4. 液膜内部の流体の粘性係数 μ_L と周囲の流体の粘性係数 μ_A との比 $1/\mu = \mu_L/\mu_A$ は十分に大きいものとする。

粘性流体の運動方程式は次の如くである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

又連続の方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.19)$$

となる。上式を満足するために流れの函数 ψ を用いて (2.18) から p を消去し、更に微小運動を考えて速度成分の自乗や積の項を無視すると、

$$\left(D - \frac{1}{\nu} \frac{\partial}{\partial t} \right) D\psi = 0, \quad D \equiv \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 \quad (2.20)$$

となる。液膜の無限遠方においては、流体は静止しているものと仮定して上式を解くと次のようになる。

$$y \geq a \quad \psi_{A1} = (C_1 e^{-ny} + C_2 e^{-n_1 y}) e^{i(\omega t + n x)} \quad (2.21)$$

$$y \leq -a \quad \psi_{A2} = (D_1 e^{-ny} + D_2 e^{-n_1 y}) e^{i(\omega t + n x)} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} -a \leq y \leq a \quad \psi_L &= (A_1 \cosh ny + B_1 \sinh ny + A_2 \cosh n_1 y \\ &\quad + B_2 \sinh n_1 y) e^{i(\omega t + n x)} \end{aligned} \quad (2.23)$$

ここに $n^2 = n^2 + \frac{i\omega}{\nu}$ 境界条件は次の如くである。

1. 上下両表面上では、両流体の速度成分は相等しい。

2. 上下両表面上では，両流体の摩擦応力は相等しい。

3. 上下両表面上では，両流体の法線方向の圧力差が表面張力による圧力に等しい。

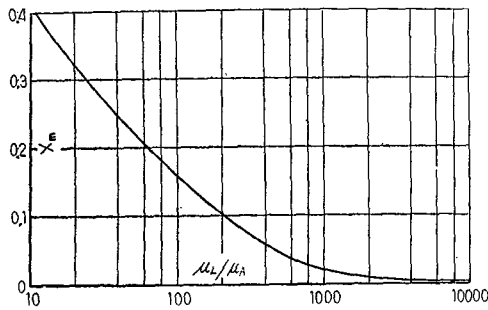
上の境界条件に上式を代入すると，8個の方程式が得られるが，これから $C_1, C_2, D_1, D_2, A_1, B_2, B_1, B_2$ の8個の常数を消去すると， ω と na との関係を表わす行列式が得られる。ここで上述の1, 2, 4の仮定を用いて式の簡単化を行なうと行列式は次の如くなる。

$$\begin{vmatrix} 1+m\mu & 0 & 1+m+\mu(m+\mu) & 0 \\ 0 & m+\mu & 0 & m+x+\mu(1+x) \\ \pi x-m-\mu & 0 & m\pi x^2+x-m\mu x & 0 \\ 0 & m\pi x-1-m\mu & 0 & \pi x^2-mx-\mu x \end{vmatrix} = 0 \quad (2.24)$$

ここに $\mu = \mu_A / \mu_L$, $x = na$, $\pi = \sigma / 2i\omega a \mu_L$, $m = \tanh x$ である。上式は ω に関する二次式であるから，これから $i\omega$ を求める過程において， x 及び m を極めて小さいと考え， $m = x(1 - \frac{x^2}{2})$ として μ 及び x の高次の項を無視すると， $i\omega$ は次の如くに求められる。

$$i\omega = \frac{\sigma}{8a\mu_L} \Phi(x, \mu) \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \Phi(x, \mu) = & \frac{x\{2\mu + 4x(1 + \mu^2) + 12\mu x^2 + x^3\}}{\mu^2 + 3\mu x + x^2 + x^3(1 + \mu)} \\ & + \frac{2\sqrt{\mu^2 + 4\mu x + 4x^2 - 5\mu x^3 - 2x^4}}{\mu^2 + 3\mu x + x^2 + x^3(1 + \mu)} \end{aligned} \quad (2.26)$$



第 2.7 図 μ と x_m との関係

上式は μ を一定とした場合に $i\omega$ が最大となる x の値が存在し，これが最大不安定点 x_m を表わす。 x_m は又 μ によつて異なり上式から μ と x_m との関係を求めると第 2.7 図の如くなる。

実験と比較するために，粘性の大きいディーゼル軽油，グリセリン水溶液，粘性油等について微粒化現象を撮影した写真の中，比較的低速の場合の微粒化について測定した結果と，上の理論で微粒化が最大不安定点におい

て行なわれるものとして求めた結果とを比較すると第 2.1 表の如くになった。この結果から，理論値と実測値とは大体一致す

ることが判つた。かくて上の理論は，低速で粘性の大きい液膜の場合に成り立つことが明らかになったが，高速になると慣性流の影響が無視できなくなるので，上の理論は適用できない。しかし同一速度

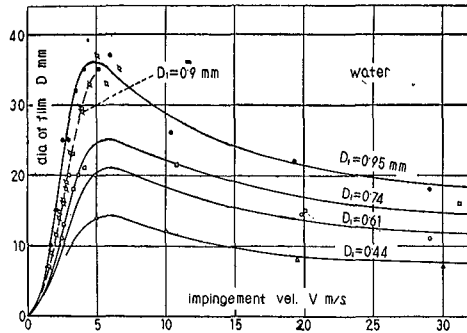
で粘性が大きい方が液膜表面の乱れの振巾も大きい，これは上の理論によつても之えることである。

2.4 液膜の大きさ

水を用いた微粒化における液膜の大きさの変化を第 2.8 図に示した。図において最大点を境にして低速では半径方向の微粒化，高速ではリング状微粒化が行なわれていることが判つた。又ノズル内径が大きい程液膜が大きい。

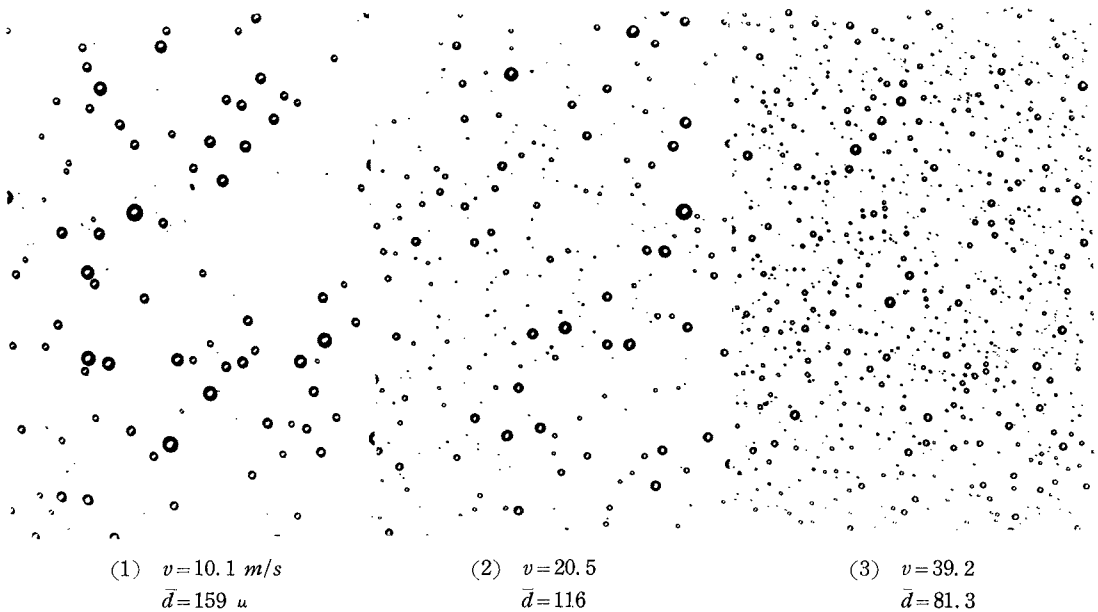
第 2.1 表 実測値と理論値との比較

液 体	衝突速度 v m/s	実測値 λ/a	理論値 λ_m/a
ディーゼル軽油	10.3	112.2	106.8
グリセリン50%水溶液	14.0	216.0	202.8
軽油(5) + 滑油(3)	10.0	312.0	316.4



第 2.8 図 液膜の大きさ

衝突速度 v 及びノズル内径 D_1 による平均粒径の変化をみるために、水を微粒化した場合の噴霧粒の大きさの変化を第 2.9 図に例示した。これから噴霧粒径を測定して求めた平均粒径の変



第 2.9 図 水の噴霧粒の変化

化を第 2.10 図に示した。これから \bar{d} は $D_1^{0.75}$ 及び $v^{-0.5}$ に比例することが判つた。又噴霧粒中の最大粒径 d_{max} の変化も \bar{d} と同様で $d_{max}/\bar{d} \cong 1.62$ なる結果を得た。これは他の噴射弁の場合と比較して小さい値である。

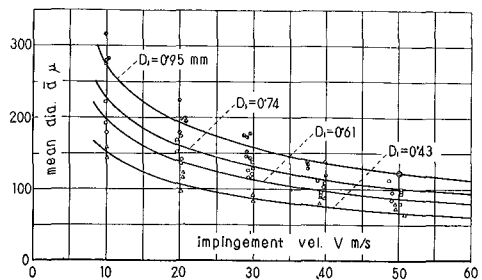
次に表に表面張力による影響をみるために、アルコール水溶液の濃度を変えて実験し、噴霧粒径から求めた平均粒径の変化を第 2.11 図に示した。これから \bar{d} は $(\sigma g/r)^{0.25}$ に比例することが判つた。更に粘性による影響を調べるために、グリセリン水溶液の濃度を変えて実験して求めた平均粒径の変化を第 2.12 図

2.5 噴霧の平均粒径

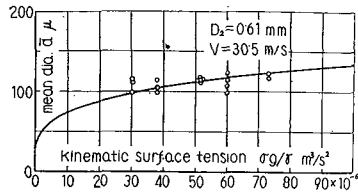
噴霧の平均粒径には、各種の表わし方があるが、ここでは比表面積の概念に基づく平均粒径 \bar{d} を考えて

$$\bar{d} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} x_i^3 \Delta n_i}{\sum_{i=1}^{\infty} x_i^2 \Delta n_i} = 6 \frac{V}{S} \quad (2.27)$$

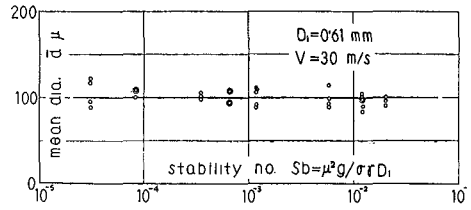
と表わす。ここに V は粒群の全体積、 S は粒群の全表面積である。



第 2.10 図 平均粒径の変化 (水)



第 2.11 図 動表面張力による平均粒径の変化

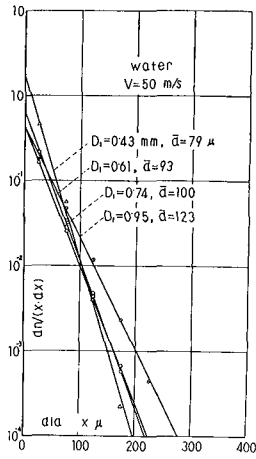


第 2.12 図 粘性による平均粒径の変化

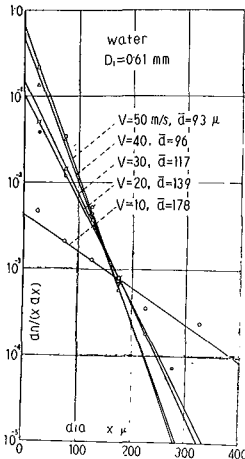
に示したが、これから \bar{d} は粘性によつて影響されないことが判つた、これは他の噴射弁ではみられない大きい特長である、以上から結局 \bar{d} 及び d_{max} は次式で表わされた、

$$\bar{d} = 1.73 D_1^{0.75} v^{-0.5} (\sigma g / r)^{0.25} \quad (2.28)$$

$$d_{max} = 2.80 D_1^{0.75} v^{-0.5} (\sigma g / r)^{0.25} \quad (2.29)$$



第 2.13 図 粒径分布の変化



第 2.14 図 粒径分布の変化

2.6 噴霧粒の粒度分布

噴霧粒の粒数分布函数は一般的に

$$dn = ax^\alpha \exp(-bx^\beta) dx \quad (2.30)$$

と実験式で表わされる。衝突弁による噴霧粒の粒数分布を求めるために、2.5 の実験で得られた噴霧粒を用いて上式の分布函数を求めた、第 2.13 図及び第 2.14 図は、衝突速度及びノズル内径による粒数分布の変化を図示したものであるが、何れの場合にも $\alpha = \beta = 1$ なる結果を得たこれを他の噴射弁の場合と比較すると、渦巻噴射弁よりも分布が一様であることが判つた、この結果粒数分布函数は

$$dn/dx = ax \exp(-bx) \quad (2.31)$$

となつた。

上式を更に一般的に表わすために変換を行うと

$$\bar{d} = \int_0^\infty x^3 dn / \int_0^\infty x^2 dn = 4/b \quad (2.32)$$

であり全粒数 n は

$$n = \int_0^\infty dn = a/b^2 \quad (2.33)$$

であるからこれを上式に代入すると粒数分布は

$$\frac{dn}{n} = 16 \left(\frac{x}{\bar{d}} \right) \exp \left(-4 \frac{x}{\bar{d}} \right) d \left(\frac{x}{\bar{d}} \right) \quad (2.34)$$

となつた、又

$$dw = r \frac{\pi}{6} x^3 dn = r \frac{\pi}{6} ax^4 \exp(-bx) dx \quad (2.35)$$

$$w = \int_0^\infty r \frac{\pi}{6} x^3 dn = r \frac{\pi}{6} \frac{24a}{b^5} \quad (2.36)$$

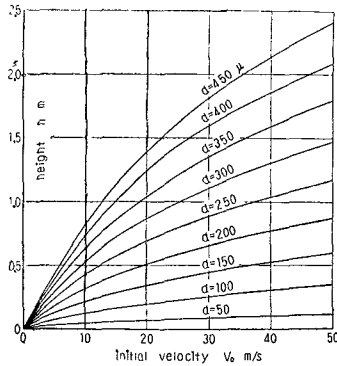
であるから重量分布は

$$\frac{dw}{w} = 42.7 \left(\frac{x}{d} \right)^4 \exp\left(-4 \frac{x}{d}\right) d \left(\frac{x}{d} \right) \quad (2.37)$$

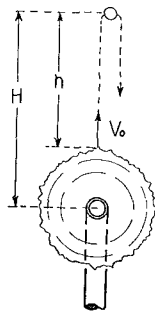
となった。

2.7 噴霧の到達距離と噴霧の初速度

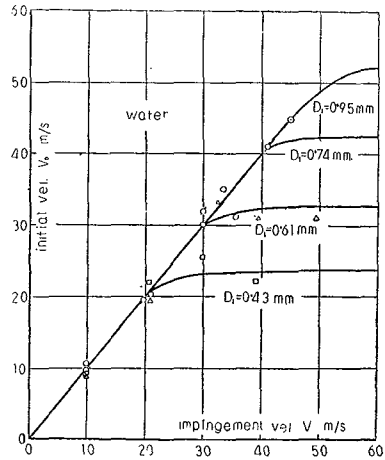
衝突速度 v と液膜から分裂する瞬間の粒の初速度 v_0 との関係は、粒の最高上昇距離によって求めることができる。第 2.15 図は、直径 d なる粒が初速度 v_0 で垂直に上昇する場合の最高上



第 2.15 図 粒の初速度と到達距離



第 2.16 図 噴霧粒の到達距離の測定



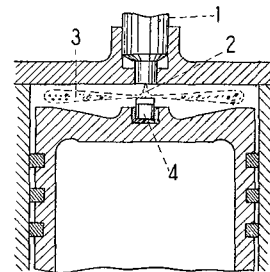
第 2.17 図 衝突速度と噴霧初速度との関係

昇距離を計算して求めたもので、空気の抵抗係数が Re 数によって変化する ことを考慮している。この図を用いて第 2.16 図の如くにして h と d を求めることによって、噴霧の初速度 v_0 が求められるが、今水について実験して得られた結果を第 2.17 図に示した。これによると、衝突速度が小さいときには v_0 は v にほぼ等しいが、高速になるにつれてノズル内径 D_1 が小さい方から順次一定値に漸近することが判つた。

第 3 章 対壁正面衝突による微粒化

3.1 はし が き

以上は液流同志の衝突による微粒化であるが、これをディーゼル機関用噴射弁として用いるためには、製作や後だれの問題等があり構造も複雑になると考えられる。そこでこの微粒化特性を生かした他の方法として第 3.1 図に示した対壁衝突弁がある。図において、普通のホール自動弁から噴射された高速液流が、ピストン頭部の中央にとりつけられた円柱状のターゲットの端面に衝突して液膜状となつて微粒化するもので、液膜の形状や微粒化現象は 180° 衝突弁の場合と見掛け上同一であるが、ターゲット直径によって平均粒径が変化する。



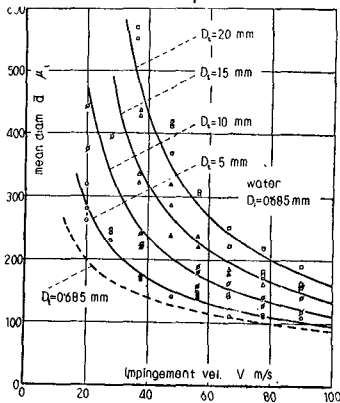
第 3.1 図 対壁衝突弁

3.2 連続噴射による噴霧の平均粒径

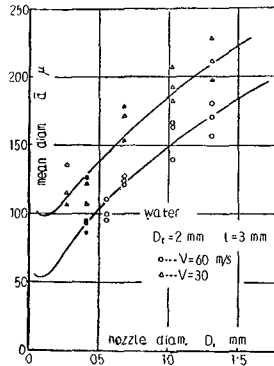
基礎研究の場合と同様に、注射針で作つたノズルから水を噴射させこれを直径 D_t のターゲットに衝突させた場合の噴霧の平均粒径の変化を求めて第 3.2 図及び第 3.3 図に示した。この結果平均粒径 \bar{d} は次式で表わされた。

$$d = 0.21 D_1^{0.75} v^{-0.5} \{ 1 + (D_t/D_1 - 1)^{1.5} / v \} \quad (3.1)$$

これによると d はターゲット直径によつて変化するが D_t が小さく D_1 に近い値の場合には近似的に 180° 衝突弁の場合と同様に表わされることが判つた。



第3.2図 衝突速度及びターゲット直径による平均粒径の変化



第3.3図 ノズル内径による平均粒径の変化

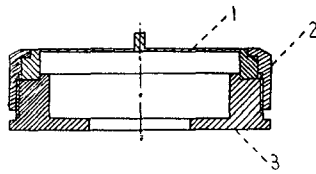
3.3 間歇噴射速度の測定法

デイズル機関では、燃料噴射は間歇であるから、間歇噴射の場合の微粒化特性が問題である。間歇噴射速度の測定法には、機械的な方法が行なわれて来たが迂遠な方法であつた。本研究では運動量則に基づく測定法を考案した。

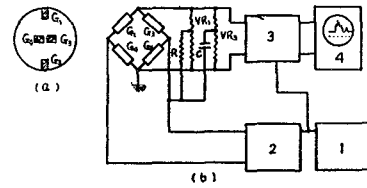
今断面積が A のノズルから速度 v で噴射された液流が、ターゲットに衝突して面に沿つて流れ去るものとする。このときターゲットは液流方向の運動量変化による力 F を受け

$$F = \eta \rho A v^2 \quad (3.2)$$

なる関係が成立つ。ここに η は衝突及び流れにおけるエネルギー損失を考慮した常数と考える。上式から A が一定の場合には F は v^2 に比例するから、逆に F を測定することによつて v を求めることができる。 F の測定には第3.4図に示したように、薄い円形板1の中央にとりつけたタ



第3.4図 衝突力測定用円形受圧板



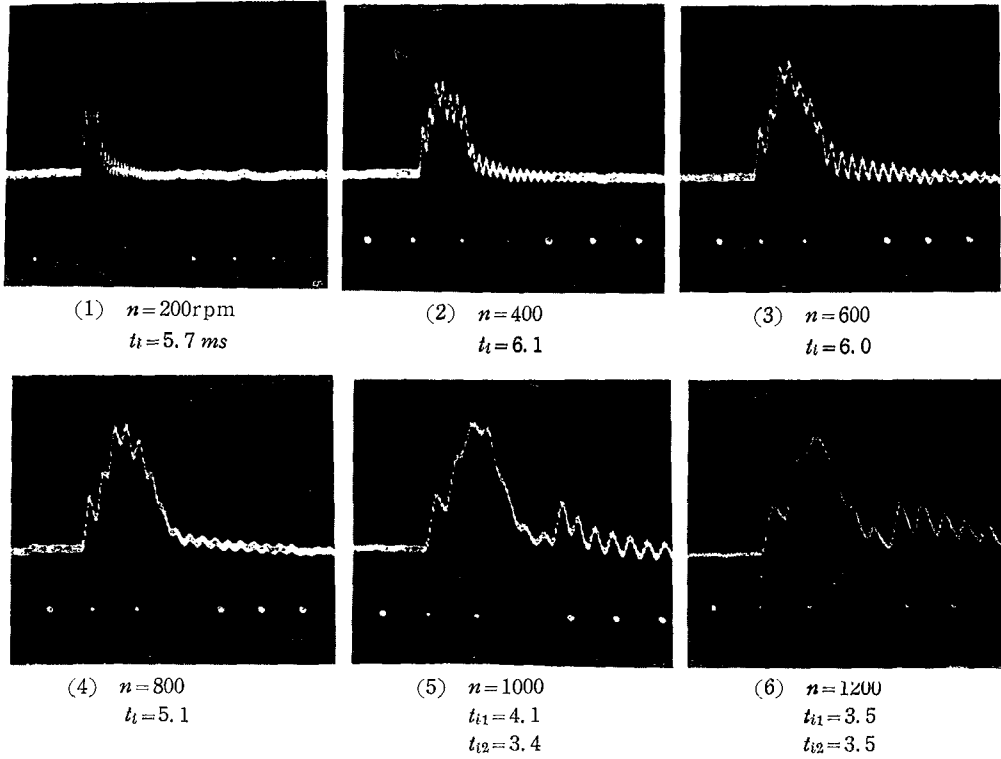
第3.5図 衝突力測定回路

ーゲットで液流を受け、円形板の撓みをもその裏面にストレングージを貼つて測定した。尚円形板には直径80mm、厚さ1.15mmのものを用いた。第3.5図は測定回路を示したもので円形板の裏面に貼布したゲージをブリッジに組み、その出力を交流増巾器3に導いて電圧増巾を行ない、その出力をブラウン管オシロスコープに導いて波形を記録した。

この測定回路により、円形受圧板の固有振動数を求めて $f_s = 1.71 \text{ kc/s}$ を得た。又水の連続噴射による較正を行つて (3.2) 式で $\eta = 1$ なることを確めた。尚衝突力の較正はターゲットに重錘をのせて行なつた。

3.4 単孔ホール自動弁からの間歇噴射波形

ボツシュのA型燃料噴射ポンプを用いて単孔ホール自動弁からの噴射波形を種々の条件で記録した。第3.6図は水を用いた場合の一例を示したものであるが、低回転ではほぼ一定速度で噴射が行なわれるが、回転数が増すと波形は三角形に近い形となり、 $n \approx 1000 \text{ rpm}$ では一次噴射に続いて二次噴射もみられる。尚これらの波形には円形板自身の自己振動が重疊しているから、実際



水, DLOS301, $D_1=0.34$ mm, $p_s=200$ atg, $l_r=17$ mm

第 3.6 図 噴射ポンプ回転数による噴射波形の変化例

の噴射波形は微小振動の中間をたどった形である。

3.5 噴射波形から求めた間歇噴射量及び噴霧の平均粒径

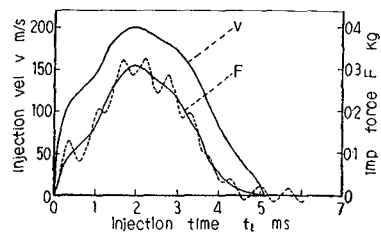
前項で求めた波形は、噴射速度の自乗変化であるから、これから噴射速度を求めることができる。第 3.7 図は解析例であるが、点線は記録波形、 F は記録波形の中間をたどった曲線で、これが噴射波形である。これから (3.2) 式を用いて求めたのが v 波形である。

噴射速度波形から間歇噴射量を求めるには、噴射時間を細区分し各微小時間 Δt_i 中に一定速度 v_i で連続噴射が行なわれるものと仮定すると、一噴射量 q は次式で表わされる

$$q = \sum_{i=1}^n Av_i \Delta t_i \quad (3.3)$$

第 3.1 表 単孔ホール弁からの問題噴射量の比較
DLOS301, 水

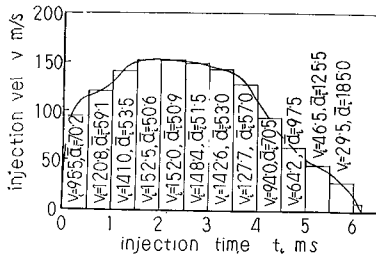
噴射量調整桿位置 l_r mm	噴射ポンプ回転数 n rpm	q mm ³ /inj	q_m mm ³ /inj
17.0	200	59.6	56.5
	400	61.8	53.5
	600	70.2	57.3
	800	59.1	53.8
12.5	200	40.2	35.0
	400	35.2	29.9
	600	38.5	31.0
	800	38.9	32.5
	1000	37.8	30.9



第 3.7 図 噴射速度の解析

又実験的に噴射量を求めるには、一定時間中の噴射量を測定してこれから平均の一噴射量 q_m が求められるが、この両者を比較すると第 3.1 表の如くになった。これから両者は大体一致することが判つた。次に衝突による噴霧の平均粒径を求めるには、上述のようにして微小時間 Δt_i における v_i を求める。又一一定速度 v_i

で連続噴射して直径 D_t のターゲットに衝突させた場合の平均粒径は、水の場合について (3.1) 式によつて与えられるから、これを用いて v_i に対する \bar{d}_i を求めた例を第 3.8 図に示した。これから一噴射当りの平均粒径は定義によつて次式で与えられる。



第 3.8 図 噴射速度波形の解析例

$$\bar{d} = 6 \frac{\sum_{i=1}^n Av_i \Delta t_i}{\sum_{i=1}^n 6q_i / \bar{d}_i} \quad (3.4)$$

$$q_i = Av_i \Delta t_i \quad (3.5)$$

第 3.2 表 噴霧の平均粒径の比較
DLOS301 $p_s = 200 \text{atg}$, $D_t = 5 \text{mm}$

l_r mm	n rpm	波形から求めた		噴霧粒径から求めた	
		\bar{d}	μ	\bar{d}	μ
17.0	200		59.1		56.4
	400		54.8		53.1
	600		51.8		49.5
	800		50.9		44.8
12.5	200		62.1		59.5
	400		60.0		55.1
	600		58.9		49.6
	800		56.3		55.5
	1000		58.6		53.6

第 3.2 表は波形から求めた平均粒径と、実験から求めた平均粒径とを比較したものである。この結果両者はよく一致していることが判つた。

以上の比較により、間歇噴射波形を記録することにより、これから解析によつて間歇噴射量や噴霧の平均粒径等を求めることが可能である。

3.6 対壁衝突弁としての実用性

対壁衝突式噴射弁をディーゼル機関用直接燃焼室に使用するためには、燃料噴射はノズル内径が 0.3mm 程度の単孔ホール自動

弁を用いて行ない、ピストン頭部の中央に直径数ミリメートル程度の円柱状のターゲットをとりつけてこれに対壁衝突させることによつて平均粒径が 40μ 前後の噴霧を得ることができる。

第 4 等 結 論

1. 180° 衝突による微粒化は、他の衝突法の基礎となるもので、液膜は扁平円形であり、噴霧には方向性がない。微粒化現象は半径方向の微粒化とリング状微粒化とに分類されたが、前者は液膜の振動による不安定現象であり、後者は液膜表面の乱れの増大による不安定現象であることが解明された。噴霧の平均粒径は粘性によつて影響されず、最大粒径と平均粒径との比は、他の噴射弁と比較して小さいことが判つた。更に噴霧粒の粒度分布は渦巻噴射よりも良好であることが判つた。

2. 対壁衝突弁による微粒化では、噴霧の平均粒径はターゲットの大きさによつて変化し、ターゲット直径がノズル内径に近い大きさの場合には、ほぼ 180° 衝突弁の場合と同様な微粒化特性を持つことが判つた。

3. 運動量則に基づいて、間歇噴射速度の測定装置を試作した。これを用いて単孔ホール自動弁からの間歇噴射速度の測定を行ない、その結果を用いて間歇噴射量や、対壁衝突による噴霧の平均粒径等を求めることができた。その結果、ディーゼル機関用対壁衝突弁としては、燃料噴射は単孔ホール自動弁を用い、ピストン頭部にターゲットを固定してこれに対壁衝突をさせる方法が考えられた。

本研究に当り、終始御指導を賜つた東北大学棚沢泰教授に対し、深甚なる謝意を表する。

審査結果要旨

液流を衝突させて微粒とする方法は、微粒化特性が優れており、噴霧流を自由に所要の形にできる特ちようがあるにもかかわらず従来ほとんど実用されていない。

ただ最近液体を燃料とするロケット・エンジンに使われ始めたので、にわかに脚光を浴びるようになった。

本研究は衝突による微粒化法中最も性能が優れており、各種の衝突法の標準となる正面衝突を対象として、微粒化の機構、微粒群の大きさ等あらゆる微粒化特性を追及して、それを明らかにしたものである。

すなわち同一内径の二つの管から噴出する液流を正面衝突させ、その状態を瞬間撮影して、典型的な膜状微粒化であることを示し、次に液膜に発生する同心円状の波に、流れの乱れによつて中心部から発達するものと、周囲の空気の抵抗によつて周辺から発達するものと、二種類あることを明らかにした。後者については液膜がどのような条件で不安定となるか理論的に探究し、衝突速度が大きく、したがつてウエーバー数の大きいところでは理論値と実験値がよく一致することを示した。

液流と液流が正面衝突した場合の粒の大きさについては、管内径、衝突速度、液体の諸性質を広範囲に変えて測定し、平均粒径、粒度分布等を求めた。

特に、普通の噴射弁とちがつて、衝突によるものは粘度によつて平均粒径が変らないとの結果を得た。

液流と固体面とが正面衝突した場合についても粒径を測定し、固体面の大きさに大きく左右されることを示した。

さらにこれ等の結果を実際の内燃機関に応用するため、極めて短時間断続噴射する場合の実験を行なつた。

数ミリ秒という短時間中に刻々変化する流量を正確に測定することは極めて困難であるが、これに対して流れを薄い円盤で受止め、円盤の弾性変形を抵抗線歪計で記録して流れの運動量を測り、これから流速を求めることに成功した。

この方法によつて固体面に正面衝突する液流の微粒化特性を測つたが、その結果、は瞬間流速さえ正確に測れば、固体面に定常的に正面衝突する場合から導き出せることを明らかにした。

以上本論文は従来未知であつた衝突による微粒化法について、その標準となる正面衝突時の特性を細部にまで互つて明らかにしたもので、工学博士の学位論文として合格と話める。