

# 1 はじめに

浄水にしろ下水処理にしろ、いわゆる水処理のフロセスにおいてはフロックと呼ばれる汚泥状の凝集性粒子が必ず何らかの段階において重要な働きを持って関与している。そして、このフロックは、それを含む流体の運動の条件（主に攪拌、混合の強度といったもの）によって集塊が促進され大型化したり、逆に破壊され微細なものにされてしまったりする。

今回の報告においては、いくらか特殊な流体運動の条件下においてではあるが、フロック状の粒子の破壊のメカニズムを徹底的に観察した結果を中心としながら、フロックが流体運動の中で破壊されていくメカニズムを検討してみる。

## 2. 従来の研究とその問題点

水処理プロセスにかかわるフロックの破壊のメカニズムについては、丹保<sup>1)</sup>、Argaman<sup>2)</sup>、Parker<sup>3)</sup>、楠田<sup>4)</sup>、などによって直接的な形で研究されてきている。

一方、それらに間接的な形で影響を与えているものとしては液滴の大きさ、エマルジョンの生成などに関連して化学工学の分野から行なわれた、Taylor<sup>5)</sup>、Hinze<sup>6)</sup>、Sleicher<sup>7)</sup>、Thomas<sup>8)</sup>、などの研究が知られている。

それらの中では、歴史的にみればTaylorの層流中での液滴の変形の研究、乱流中での現象まで考えたHinzeの研究が出发点であるといえよう。以下Hinzeの考え方を例として紹介しながら問題点を整理してみる。

Hinzeは液滴（あるいはフロック）がそれを浮遊させている流体側の運動から受ける力の関係を3つのケースに分けて考えている。

第1のケースは、粘性流体の剪断流れによって引き起される変形・破壊である。これはTaylorの研究を受け継ぐものであり、液滴の変形・破壊の程度は(1)式で示されるWeber数によって評価されることになる。

$$N_{We,1} = \mu \cdot G \cdot D / \sigma \quad (1)$$

但し、 $\mu$ ：流体の粘性、 $G$ ：流体の平均流中での最大の速度勾配、 $D$ ：液滴（粒子・フロック）の直径、

$\sigma$ ：液滴（粒子・フロック）の表面張力。

第2のケースは、高速の空気流中での液滴の分散化についての考察である。この場合は粒子のReynolds数は非常に大きいから、粒子に作用する外力としては粘性力によるものよりは動圧によって受ける力の影響の方が卓越するとして、この場合は(2)式で示されるWeber数を考えるべきであるとした。

$$N_{We,2} = \rho \cdot U_r^2 \cdot D / \sigma \quad (2)$$

但し、 $\rho$ ：流体の密度、 $U_r$ ：粒子と流体の相対速度、 $D$ ：粒子の直径、 $\sigma$ ：粒子の表面張力。

第3のケースは、乱流中での粒子の破壊、エマルジョンの生成に関連する場合である。この場合は、流体側の流れの中には第1のケースで考えたような粘性による剪断力が働くと考えられる部分は非常に小さい範囲にしか存在し得ず、また実際にはその範囲よりもスケールの大きい粒子が存在していることもあり、何か別の力の原因を求める必要があるとした。そして、その力として乱流中の変動流による動圧による力によって粒子が破壊され最大粒径が決定されると考えた。したがって、この場合は(3)式で示されるWeber数を基準とすべきとした。

$$N_{We,3} = \rho \cdot \bar{v}^2 \cdot D_{max} / \sigma \quad (3)$$

但し、 $\rho$ ：流体の密度、 $\bar{v}^2$ ： $D_{max}$ だけ離れた地点間の速度変動の2乗平均値、 $D_{max}$ ：存在する粒子の最大粒径、

ところで、これら3つのケースのうち、2と3のケースにおける動圧による力といういい方は平行流の中へ粒子を静止させたときに受ける表面抵抗力としても考えられる内容を持っている。そして、表面抵抗力をStokes<sup>9)</sup>の方程式で表わせば(4)式のように示される。

$$F_s = 3\pi\mu D U_\infty = C_D (\pi D^2/4) \cdot (1/2 \rho U_\infty^2) \quad (4)$$

但し、 $F_s$ ：粒子に作用する表面力、 $\mu$ ：流体の粘性、 $D$ ：粒子の直径、 $U_\infty$ ：平行流の流速、 $C_D = 24/Re_p$ 、 $Re_p = U_\infty D/\nu$ 、 $\nu = \mu/\rho$ 、 $\rho$ ：流体の密度

このような関係の中でそれぞれ考察をされてきた従来の研究に対して注意してチェックすべき内容は次のような項目についてであると考えられる。

① Hinze、あるいは Thomas、丹保の考えている動圧という表現と Argaman、Parker の考えている表面抵抗力という表現には粒子が押し潰されるように壊れるのか、表面から壊れていくのかといった破壊の構造に対する直観的な差は認められるが、しかしいずれの場合においても平行流中に静置された粒子を対象とした解析ではない。

② Stokes の方程式に従って力の関係を整理してみれば、抵抗係数 ( $C_D$ ) と呼ばれるものの特性に注意するべきである。すなわち、 $C_D$  を流れの状態によらない定数とみなせるのは粒子の Reynolds 数 ( $Re_p$ ) が  $10^3$  以上のかなり大きな値となっていることが必要ならずであり、Hinze のモデルでいえばケース 2 の場合はともかく、ケース 3 ではこのような条件は考えられない。その意味では、慣性領域の現象に対しては  $\tau_y = K_f \cdot \rho \cdot v_{max}^2$ 、粘性領域の現象に対しては  $\tau_y (\frac{\rho d v_{max}}{4\mu}) = 3\pi d s \cdot \mu \cdot v_{max}$  として区別している Parker の取り扱いの方が正しいが、 $Re_p$  の条件については全く考慮されておらず基本的な条件の確認が不足しているのは同様である。

③ 平行流中に相対的に静止した粒子の状態を考えるのであれば、Hinze が仮定したような粒径だけ離れた地点間の速度差をもって上述の意味の相対速度とすることは根拠がない。その点においても流体側の変動速度と粒子の運動との相対速度を求めようとした Parker の努力は評価すべきである。

④ しかし、Parker はその相対速度を求める方法として、Tchen<sup>10)</sup> のモデルを使っている。このモデルは Hinze のケース 2 のように気体と液体といった“密度差”の大きな対象には有効であるが(正しくは(2)式の  $\rho$  はこのモデルから求めた相対速度であるべき)、水処理プロセスに現われるような流体である水とフロックの関係のように“密度差”のいたって小さい対象においては、粒子は流体の動きによく追従していくということが Tchen の結論でもあってみれば(このことは着者の粒子の沈降の実験からも確認されている)、Parker も認めているようにこのモデルから求められる相対速度ではフロックの破壊は起きないことになってしまう。

⑤ このことは、Parker が示した抵抗係数に対する配慮、相対速度を求める努力を加えたとしても、なお、Hinze のケース 3 に対する考え方ではフロック等の破壊をもたらす力の発生の構造、関係は説明できないことは明

らかである。

⑥ さらに、層流中では剪断力で、乱流中では動圧で破壊が進むといったように原因を分けて考えることは、層流から乱流への連続的な状態の遷移を考えたとき、破壊のメカニズムだけに不連続な構造を想定することであって不合理な側面が残される。

⑦ また、乱流中での現象の解析においては慣性領域と粘性領域に分けて調べる見方が一般的となっている。しかし、粒径の分布は一般に連続的なものであるのだから何か異なる力の関係が急に現われることを想定することは不自然であると思われる。

⑧ 以上流体中に浮遊する粒子の大きさを決定する最も基本的な要素である破壊のメカニズムについての考え方を検討してきたが、非常に重要な基本的な構造については不明な点が多く残されていることが分かる。

パイプ内での粒子の破壊の様子を調べた Sleicher の実験による管壁附近での粒子破壊の卓越性、楠田が指摘した  $G$  値の再定義の必要性、といったことを考慮するとき、特にフロックのように水との“密度差”の小さい対象の破壊のメカニズムを支配している基本的な構造についての考察が是非とも必要になっているといえる。

3. 破壊のメカニズムの基本的な構造についての検討

2 章において調べたように、Hinze に代表される乱流域での粒子の破壊のメカニズムにおいては、“密度差”がないような場合は破壊に導くような力がどこからも引き起されないことになっており、このことはその基本的な構造において重大な欠陥を持っていることを示すものである。そして、それは粒子(フロック)が流体とは異なるものであるということ、逆に流体の側からみれば流体自身とは異なる物質であるフロックを含むということの意味が力学的な物性の概念としていかに意識化し整理されているかが問われていることでもある。この“流体とは異なるフロックである”ということの一つの表現は“密度差”である。しかし、この“密度差”はくり返し述べてきたように決してフロックと流体を区別する一般的な特性とはなりえなかった。

それでは、他のどのような特性を意識化すべきなのだろうか。結論的にいえば、それは、“力と変形の関係において、変形に対して示す抵抗の仕方の差”であると考えられる。フロックが流体中に存在するということの力学的意味として、ある大きさを持ったフロックがその周囲を取り

ましく流体とは異なる力と変形の関係を示すという点に注目することである。この場合に意識化されるべき特性は、フロックは固形物で大きさや形を持っているということと流体とフロックの流動特性の違いという2点に集約されてくる。この2つの特性は従来の“密度差”とは無関係に存在する特性であって、例えば“密度差”のないようなフロックの場合でもその存在を評価していける内容を持っている。このことは、フロックが流体中に存在すれば、そのことだけでフロックは流体側の運動に影響を与え、流体の運動はフロックへ影響を与えることがあるということを考えることでもある。このとき、流体の運動がフロックへ与える影響として、フロックの破壊を引き起すような相対的な力が働くという推論を進めることはそれほど無理な展開ではないといえよう。

このように考えていくことに一つの目安を与えてくれるものとして、先に示したH<sub>inze</sub>のケース1に当るTaylorが層流中での液滴の形状変化について行なった研究がある。そこでは浮遊する液滴にはその表面において粒径に相当する距離での速度差によって引き起される剪断力が働き、その剪断力が粒子表面での粒子側の表面張力に釣り合うような粒径、粒形に平衡していくというプロセスを考えていることになる。

もし、粒子が周辺の流体と同一の流動特性を示す物質であるならば、粒子は流体と同じように運動に伴う表面力を受け変形していき、流体との間には何ら相対的な運動は発生しないであろう。逆に、粒子に当る部分が周辺の流体とは異なる変形のレスポンスを持つとき、あるいは変形しないで止まっていようとするときその粒子は反作用として表面力に相当する力を“相対的な運動”の結果として受けることになる。ちなみに、流体を粘性流体と考えたとき、表面力はStokes<sup>(1)</sup>の仮定によれば(5)、(6)式として(2次元表示において)示される。

$$\sigma_x = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \sigma_y = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (5)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (6)$$

このように流体と粒子(フロック、液滴)の変形に対する抵抗の仕方の差が流体と粒子の相対的な運動を生じさせ、(5)、(6)式に示されるような表面力がフロック等に働き破壊へと到らしめるという考え方の特徴は次のように整理される。

① “密度差”のないような流体と粒子の間にも相対運動

の発生する根拠を求めることが可能である。

② 流体が運動していくときの単位の流体が受けていく運動の仕方はa)伸び・縮みの変形をしていく運動、b)剪断の変形をしていく運動、c)変形はしないで回転だけしていく運動、の3種類に大別される。このとき前述した破壊の構造を想定するならば、a)、b)の運動によっては粒子の破壊は起きるが、c)の回転運動によっては破壊は起きないであろうことを予測させる。但し、“密度差”が働く場合には回転運動によっても相対運動が生じ、破壊を受けるであろう。

③ 乱流の状態においても当然にa)伸縮、b)剪断、c)回転の3つの要素は最も基本的な運動の要素として保存されているわけであるから、ここで注目している“変形に対する抵抗の仕方の差”という因子によって見るとすれば、H<sub>inze</sub>が行なったような層流と乱流では別の形の力のあり方を仮定する必要がなくなるといえる。そして層流と乱流での何らかの差異があるとしたら、それは、流体運動をいかなる形で表現し、力の関係をとっているかといった差異によるのであり、流体と粒子の基本的な関係としては同一の構造によって説明されることになる。

#### 4. フロックの破壊プロセスの観測

##### 1) 観測の目的

観測の目的はフロック状の固形物が流体の運動によってどのようなプロセスを経て破壊されていくことがあるのかをいくらか微視的な手法を使って調べてみることにある。

今回の実験においては、噴流を瞬間的にフロックに吹きつけたときの破壊のプロセスを観測する。このような流体運動の条件は、いわゆる層流とか乱流として整理できる典型的な条件ではなくどの程度一般化され得るものか不安が残る。しかし、実験装置、観測装置の制約下においてはフロック等の破壊のプロセスを視覚化してどのような力の関係が考えられるかを明らかにしていくことは第1歩のアプローチであると考えられる。

##### 2) 実験装置、実験の手順・条件

###### ・実験装置、観測システム

の概略は(図-1)、(図-2)にそれぞれ示される。

###### ・実験の手順; (図-1)に

示される水槽内で点線で示されるB-B付近に水面から大型の活性汚泥フロックを落下させ、A-Aで示される附近にきた時にそれを狙うよう

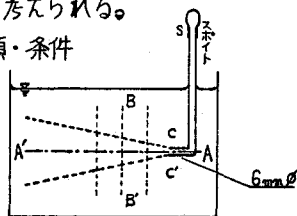


図-1 装置図

にしてスポット(S)を押し、C-C'のオリフスから噴流を作り粒子に当てる。ブロックは種々の破壊のパターン、軌跡を描きながらAの方向へ飛散していく。その様子を(図-2)に示す観測システムで録画し、スローモーション、あるいはスチルの画面に分解しながらブロックの噴流内部での動きを追跡する。スチルの画面は1秒に30コマとることができる。

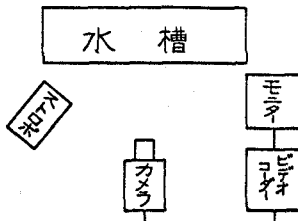


図-2 観測システム

○ブロックの条件：使用したブロックは観測の都合上径を5~7mmと大型のものにしておく必要があり、実験室で使っている活性汚泥を風乾させ、生乾きになった汚泥である。この汚泥の密度は測定していないが「密度差」が問題にされるほどは大きくないと考えている。

### 3) 観測の結果

○流体運動の条件について：ロゲミンをトレーサとして使った噴流の様子を(図-3)に分解写真として示す。染料の先端の各区間(オリフスの先端から3cm毎に区切った

| オリフスからの距離 | 区間速度      |
|-----------|-----------|
| 0cm ~ 3cm | 3850 cm/s |
| 3 ~ 6     | 41.25     |
| 6 ~ 9     | 23.25     |
| 9 ~ 12    | 16.25     |
| 12 ~ 15   | 12.68     |

表-1 染料先端の区間速度

もの)での移動速度の太略値は(表-1)に示される。

○ブロックの破壊プロセスについて：ブロックの破壊の様子はブロックが噴流と出会う位置、タイミング等によって異なったパターンを示すことが観測された。結果は(図-4)にA、B、C、Dの4組に分けてその代表的な例を示した。右下に示した時間の表示は0時からの経過時間を示す。

### 4) 結果の考察

○流体運動についての考察

流体運動はスポットを瞬間的に押すことによって造られる流れであり、スポットの押し方のバラツキ、前回の試行の影響などが除ききれないこと、現象がごく短時間しか継続しないことなど整理の難しい点も多い。しかし観測の方も瞬間的な現象を捕えており、相対的な意味からいって、通常の噴流に対する解析の類推として考えていくことにする。

スポットによる噴流に対して(図-3)、(表-1)の結果を参考にしながら、形成領域と確立領域に大別するこ

とをねらいとして(図-5)のように4つの領域に分け定性的な解析を提めることにする。(図-5)における4つの領域は次のような領域と考えられる。

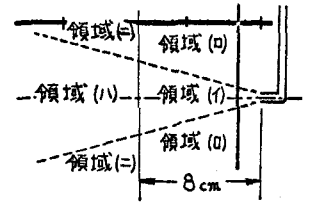


図-5 噴流の領域区分

領域I：流速が大きく、その内部での速度分布はほぼ一様とみなせる領域。IとIIの間には非常に大きな速度勾配が存在する。

領域II：噴流の影響を受けない領域。

領域III：中心線に沿った流速は領域Iの流速に比べてオリフスからの距離に反比例するような形で小さくなっている。その内部では、平均流に関してはベル型の速度分布が形成されるが、瞬間的な状態としては自由乱流境界層によって支配されている内側と考えられる領域。領域IIIと領域IIの間には明確な速度勾配はない。

このように空間的な領域によって流れの状態を区別することにすれば、それぞれの領域あるいはその境界におけるブロックの破壊のプロセスを観測していくことが必要である。

○ブロックの破壊のプロセスについての考察

前項で分類したような流れの解析に対応して、ブロックの破壊の起きる領域は次の3つに大別される。そして各領域での破壊のプロセスにはそれぞれきわだった特徴が認められることが注目される。

領域A：領域IとIIの境界付近、非常に大きな速度勾配が存在している領域。(図-4-A)参照 (A型)

領域B：領域Iの内部、平均流には速度勾配はないが流速は非常に大きく、スケールは小さいが強度の強い乱流混合が支配的な領域。(図-4-B)参照 (B型)

領域C：領域IIIの内部、Bと比較すれば流速は小さくなり、大きなスケールのしかし強度はそう大きくない乱流混合が支配的な領域。(図-4-C)参照 (C型)

(図-4-A)に示される分解写真は領域Aでの破壊の様子を明確に描いているといえる。染料によって識別される領域I、IIの境界においてはがされるようにあるいは切りとられるような破壊の様子が示される。そこでは速度勾配によって引き起された剪断力によって非常に鋭利な形で切りとられていくプロセスが特徴的に確認されるといえる。

領域Bにおける破壊の様子は(図-4-B)に示される。この領域での破壊のパターンの特徴は、次に示す領域Cの場

合に比べて、瞬間的に ( $1/30$ 秒の単位でしか観測できないのだが) より小さいブロックへと破砕されていく傾向にあるといえる。もっと詳細に破壊のプロセスを調べるためには、元のブロックをもっと小さくしたり、高速度のカメラなどで観測する必要があることが分かるが、定性的にいて、Hinze等が考えた動圧による破壊(流れの方向へ押し潰されるような姿が現れてしかるべきと考えられる)、あるいは Argaman, Parker 等が考えた表面抵抗による破壊(この場合であればもっと表面から剝離するような姿が現れてよいと考えられる)とは異なる姿が観測されているといえる。

Bシリーズの分解写真を見ると、次のような破壊のプロセスが想像される。すなわち、そこではまず引き伸ばされるような力が働き、しかも瞬間的に微小な粒子へと破砕されているプロセスが読み取れる。そしてそれは、小さいスケールの強い強度の流体の変形によって大型のブロックが瞬時に破砕されるといったモデルを考えることの妥当性を示している。平行流中に静置した物体に働く力の結果としては説明しにくい現象であると思われる。

(図-4-C)に示される領域Cでの破壊のプロセスの特徴は次の2点にある。第1には、ブロックが回転させられるような力を受けながらその先端から崩れるような形、あるいは途中から折れるような形の破壊の様子を示すことである。このことはこのブロックがある種の偶力を受けていることを示すものであり、これはクエット流中におかれた粒子が回転運動をするのと同様にブロックがその周辺に剪断力を受けていることを示す。そして第2には、この剪断力は平均流中に現れている平均流の速度勾配によって引き起されているものではないということが示されていることである。この第2点の主張の根拠は(C-4)において矢印を附した小さい粒子の挙動に注意することによって得られる。すなわち、元の大型のブロックが平均流による剪断力に支配され回転しているとすれば、まず最初に崩れ出した小粒子(矢印)は平均流に乗って元のブロックより離れて水平方向に流れていっていてもよさそうに思われる。しかし、この分解写真に示される通りこの小粒子は元のブロックを回る衛星のような形で一緒に回転していることが示されており、このことは、平均流に現れる速度勾配によって小粒子の破壊、回転が支配されているものではないことを明らかにしてくれる。

これらの点から領域Cでのブロックの破壊はかなり大きなスケールでの流体の変形(例えば渦によって誘発されるような流れの中での変形、あるいは渦自体が崩れていくような変形)によってブロックが支配されその変形の仕方の差により相対的な運動が発生し、反作用としての剪断力を受け破壊されていくといったプロセスの存在が推定される。

そして、上述のプロセスがいわゆる「乱流」の状態におけるブロックの破壊のプロセスとしてどの程度の普遍性を持ち得るかどうかということが本報告の最大の焦点であるといえる。

この問題はその内容として「乱流」の発生、「乱流」に対する認識の問題を含んでいるとも考えられる。著者としては領域Cにおける流れの状態は「定常的な噴流においては乱流境界層の内部であり、それは周辺の静止状態の流体との速度差によって生じる自由渦の渦列が支配している領域であり、さらにいえば、流れの中においた格子によって形成される一様等方性の乱れといわれる状態も格子より発生するカルマン渦にその起源を持っているであろうこと、といった観点からの考察を進めていくならば、ここに対象としている領域Cの流れの状態はその基本的な特性としては、いわゆる「乱流」の特性を備えていると考えてさしつかえない」と考えている。

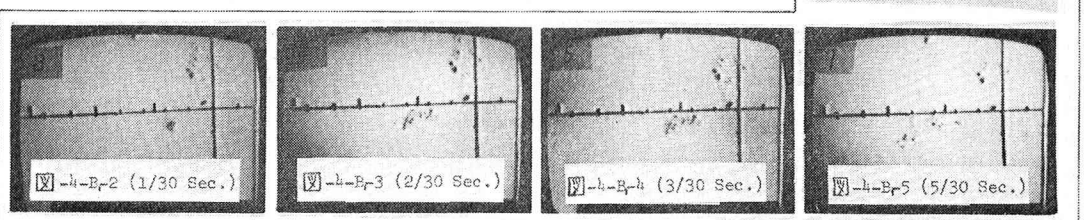
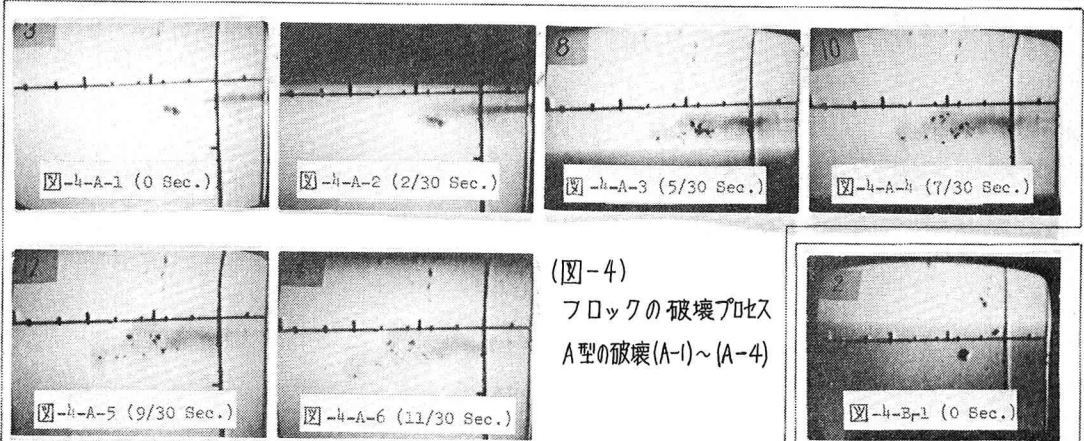
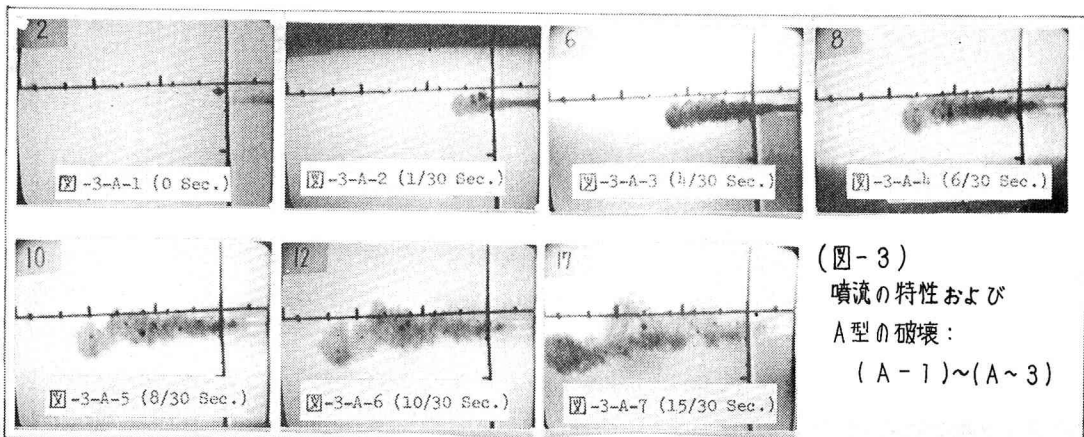
以上のような見解に立つことは先に領域Bでの現象に対して考えた、小さいスケールの強い強度の変形による破壊というプロセスの説明にも同じような根拠を与えてくれると思われる。

また、3章での検討において「変形による破壊」のプロセスの特徴は、「回転によっては破壊は起きない」ということを見てきた。

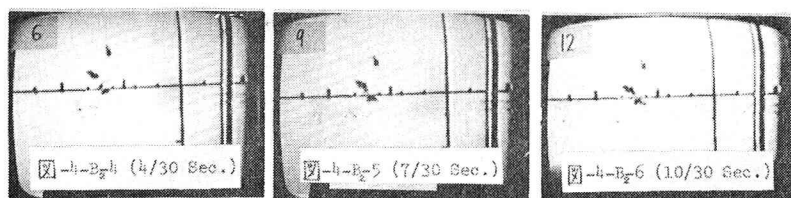
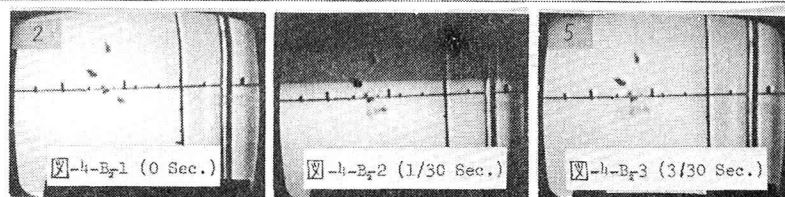
(図-4-D)に示す分解写真において、(D-5)から(D-13)で矢印を附して示す別の粒子を自分の回転の中へ引き込んでいくプロセスからも分かる通りこの元の小粒子は(D-1)から(D-5)までは回転をしながら流されてきていることが示されている。ここで注目すべき点は渦の中心に位置し回転に乗って運動していく粒子は、その渦が崩れる過程で剪断力を受けない限り破壊を受けないという事実である。この事実は前述した予想を裏付けているといえよう。

#### 5) 観測事実からのまとめ

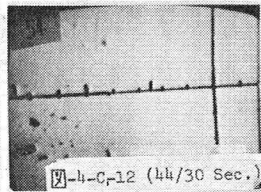
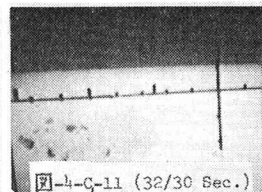
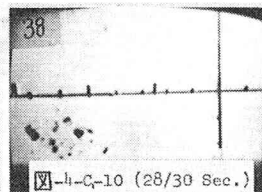
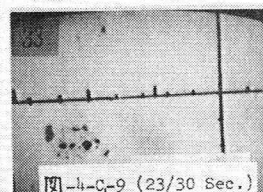
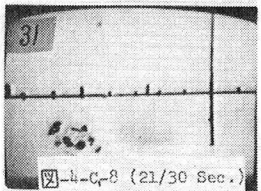
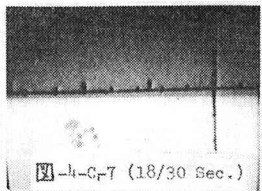
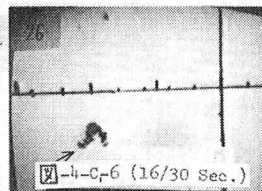
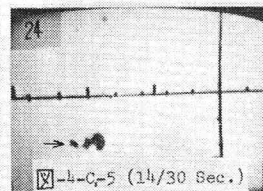
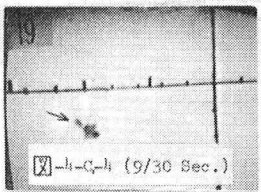
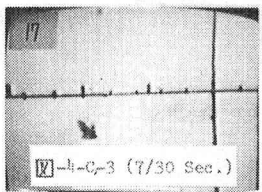
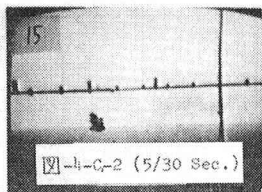
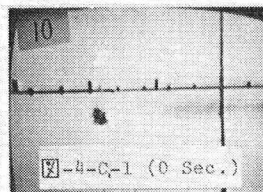
今回の実験観測においては、流体側の運動の条件を特定し、そこで起きている状態を確認する上においてはなお不十分性が残されており、さらに細かい、精密な、高



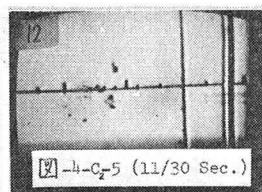
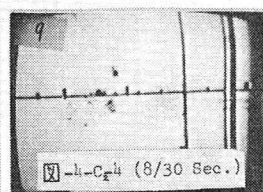
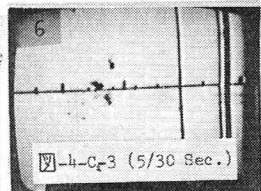
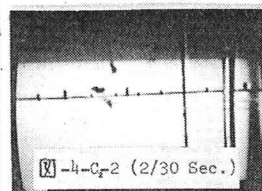
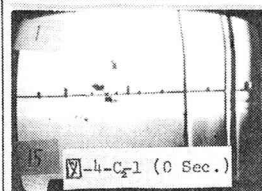
(図-4)  
フロックの破壊プロセス  
B型の破壊:(B-2)~(B-3)



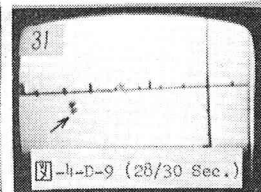
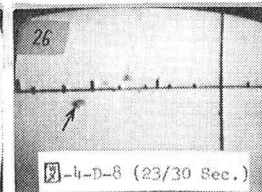
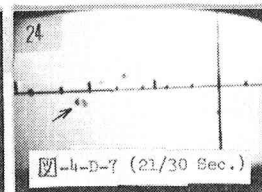
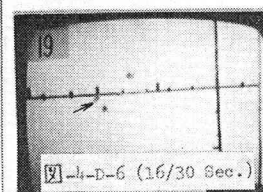
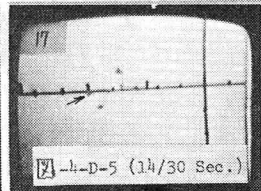
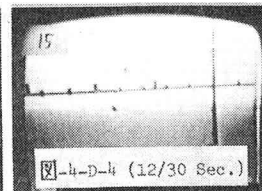
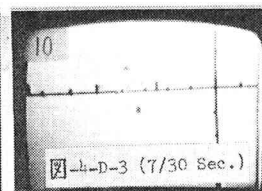
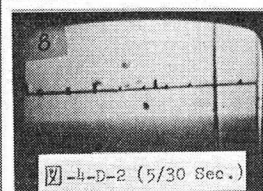
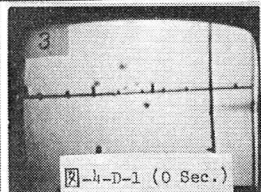
(図-4)  
フロックの破壊プロセス  
B型の破壊:(B-1)~(B-4)

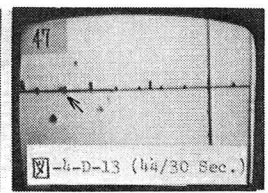
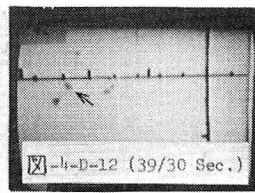
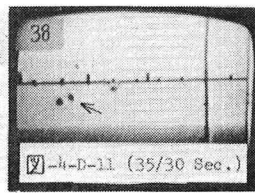
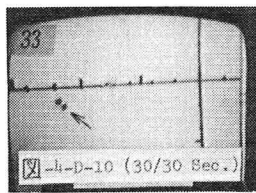


(図-4)  
ブロックの破壊プロセス  
C型の破壊:(C-3)~(C-8)



(図-4)  
ブロックの破壊プロセス  
C型の破壊:(C-1)~(C-5)





(図-4)

フロックの破壊プロセス  
D型(回転のみ)

度の実験システムでの解析  
が必要ではある。しかし、  
今回得られている結果から

も次のようなことは確かめられていると考えられる。  
①広い意味での剪断力によるフロックの破壊のプロセス  
は確実に存在する。  
②平行流の中に静止した粒子に働く力によると認めら  
れる破壊のプロセスは確認されなかった。  
③回転運動だけによつてはフロックは破壊を受けない。  
④フロックの破壊を支配する流体とフロックの“相対運動”は  
“変形に対する抵抗の仕方の差”によつてもたらされるもの  
である。“密度差”によつては説明しきれないことが分かる。  
⑤“変形”あるいは“速度勾配”という形で整理すること  
によつて、層流と乱流のフロックに与える影響を異なる構  
造によるものとして区別する必要がなくなる。

8) Thomas, D.G. : Turbulent disruption of floc  
in small particle size suspensions, A.I.Ch.E.J.,  
Vol.10, No.4, p517 (1964)

9) Schlichting, H. : Boundary Layer Theory,  
McGraw-Hill, p.84 (1955)

10) Hinze, J.O. : Turbulence, McGraw-Hill,  
p352 (1959)

11) 藤本武助 : 流体力学, 養賢堂, p226 (1962)

12) 水理公式集(昭和46年度改訂版), 土木学会編, p55.

(以上)

##### 5. 参考文献

- 1) 丹保憲仁、山田浩一、穂積準 : フロック強度に関す  
る研究、水道協会誌、第247号、P.4 (1970)
- 2) Argaman, Y. and W.J. Kaufman : Turbulence and  
flocculation, Proc. A.S.C.E., Vol.96, No.SA2, p223 (1970)
- 3) Parker, D.S., W.J. Kaufman and D.Jenkins : Floc  
breakup in turbulent flocculation process, Proc. A.S.C.E.  
Vol.98, No.SA1, p.79 (1972)
- 4) 楠田哲也 : 高分子凝集補助剤を用いたフロックレー  
ションに関する基礎的研究、土木学会第9回衛生工学研  
究討論会論文集, p.82 (1973)
- 5) Taylor, G.I. : The formation of emulsions in  
definable fields of flow, Proc. Roy. Soc., A146, p20 (1934)
- 6) Hinze, J.O. : Fundamentals of the hydrodynamic  
mechanism of splitting in Dispersion Processes,  
A.I.Ch.E.J. Vol.1, No.3, p289 (1955)
- 7) Steicher, G.A. : Maximum Stable drop size in  
turbulent flow, A.I.Ch.E.J., Vol.8, No.4, p471 (1962)