重力により落下する粘弾性流体噴流上の変形の伝ば挙動* (周期的変形による定性波の発生)

高橋 勉^{*1}, 川野 裕一^{*2}, 白樫 正高^{*1}

Transmission Behavior of Deformation on Viscoelastic Fluid Jet Driven by Gravity (Standing Wave Generated by Lateral Periodic Deformation)

Tsutomu TAKAHASHI^{*3}, Yuichi KAWANO and Masataka SHIRAKASHI

^{*3} Nagaoka University of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
1603-1 Kamitomioka, Nagaoka, Niigata, 940-2188 Japan

In the previous work, we investigated the transmission behavior of deformation, caused by a lateral impulsive hit, on a viscoelastic fluid jet falling vertically in air driven by the gravity. In this work, the jet is subjected to a lateral periodic deformation at a point. A standing wave is formed on the jet at a suitable frequency and position of the deformation. The wave length of the standing wave is strongly affected by the frequency of the deformation, the deformation position and concentration of the polymer solutions. Since the flow rate does not affect the shape of the standing wave, it is found that the transmission velocity of the periodic deformation is independent of the falling velocity of the jet and the deformation transmits with a constant velocity along the jet. The normal stress acting on the jet can be calculated from the transmission velocity of the standing wave with fluid density. The elongation viscosity is estimated by the normal stress and elongation rate evaluated by the jet shape.

Key Words: Non-Newtonian Fluid, Viscoelastic Fluid, Jet, Gravity, Elongation Viscosity

1. 緒 論

高分子流体の噴流は粘弾性的な性格のためにニュートン流体の噴流では見られない特殊な挙動を示す。著者らは先の報告において細管から鉛直下方に押し出され、重力により大気中を落下する粘弾性流体の噴流に衝撃的な変形を加えた場合の噴流の挙動を観察し、変形は噴流上を波のように上流側に伝ばしていく現象を見いだした。この現象は噴流上のある位置を境にして上流側で変形を加えた場合には観察されるが、その位置よりも下流において変形を加えた場合には観察されない。伝ば現象が発生する範囲で同じ噴流を水平方向へゆっくりと押した場合、粘弾性流体の噴流は液体であるにもかかわらずひものように引っ張ることができるのに対し、それよりも下流側において引っ張ることのできない液体的な挙動を示すことも報告した。さらに、伝ば現象が発生する範囲と発生しない範囲の境界点、すなわち変形遷移点の位置に及ぼす諸因子の影響を次元解析の手法を用いて明らかにした⁽¹⁾。

また、著者らは衝撃的な変形の伝ば現象に対する詳細な観察を行った。落下方向にわたる変形の伝ば速度を測定し、噴流上を伝ばする衝撃的な変形の伝ばは噴流の落下運動と噴流に対して相対的に進行する変形の伝ば運動の重ね合わさった現象であること、および噴流の落下に対する相対的な伝ば挙動は粘弾性流体が細管流入部や細管内で受けた変形の履歴やせん断流動による法線応力の影響は小さく、重力により落下する際に受ける伸張変形に起因するものであることを報告した。さらに、変形遷移点の位置は噴流に対する相対的な変形伝ば速度、すなわち真の変形伝ば速度と噴流の落下速度が等しくなった位置であることを示した⁽²⁾。

本研究では、これらの結果を踏まえて粘弾性流体の噴流の振動応答性を明らかにする。粘弾性流体の噴流の振動挙動は、高分子材料の紡糸工程やフィルム成形等の工程において機器の振動や周囲の気流による流体力学的振動に伴って発生する現実的な問題の一つであり、その挙動の解明が望まれている。粘弾性流体の噴流における振動の研究としては紡糸工程などで見られるドローレゾナンス(draw resonance)に関するものが多い⁽³⁾⁽⁴⁾。この場合の振動は粘弾性流体の噴流そのものがもつ不安定性がその大きな要因の一つとして考えられており、噴流の安定性解析に関連する研究が続

* 原稿受付 1999年2月4日。

^{*1} 正員, 長岡技術科学大学工学部(☎940-2188 長岡市上富岡1603-1)。

^{*2} 津田駒工業(株)(☎921-8650 金沢市野町5-18-18)。

E-mail: ttaka@nagaokaut.ac.jp

けられている。これに対して、定常に噴出している安定した噴流に対して外部から加えられた繰返し応力が引き起こす変形の挙動に関する研究はほとんど報告されていない。

図1は細管から大気中に押し出され重力により落下している粘弾性流体の噴流に対して水平方向の周期的変形を与えたときの挙動の一例である。この写真はストロボスコープを露光時間内に多重発光させ噴流の動きを可視化したものである。噴流には時間とともに左右に大きく揺れている部分とまったく揺れていない部分が現れており、この振動が定在波となっていることがはっきりとわかる。このように、与えられた変形の周波数等の諸条件が適当な値となった場合、重力を駆動力として落下する粘弾性流体の噴流に定在波が発生することが見いだされた。一般に一樣な線密度をもつ弦において弦上の進行波に対して等速逆向きの反射波が特定の条件下で重なり合った場合に定在波は発生する。前報において示したように粘弾性流体の噴流に衝撃的に加えられた変形は噴流の落下運動に対して相対的に伝ばしていくため、絶対座標で観察した場合には変形が上方へ伝ばする速度と下方へ伝ばする速度は異なる⁽²⁾。定在波は進行波と反射波の重ね合わせにより形成されることを考えると、噴流上に定在波が形成されるメカニズムは衝撃的に加えられた変形の場合とは異なった変形の伝ば挙動によるものと推察される。そこで、本研究では定在波が発生するときの変形の伝ば挙動と衝撃的に加えられた変形の伝ば挙動との違いを

明らかにし、定在波の発生メカニズムを解明する。また、発生する定在波の波長と振動数から噴流に作用している伸張応力を求める方法について考察を行う。この結果を基に、これまで評価することが難しかった低粘度粘弾性流体の一軸伸張流動における伸張粘度に関して定在波を利用する新たな簡便な測定方法を提案する。

2. おもな記号

$A_j(z)$: z における噴流の断面積

C : 定在波の伝ば速度

C' : 衝撃的変形の真の伝ば速度

D : 細管直径

f : 共振周波数

L : 細管長さ

P_{zz} : 噴流の落下方向の法線応力

SEP 2.0%, 3.0%, 3.5%

: ポリアクリルアミド (SEPARAN AP-30 E)
水溶液, 重量濃度

T : 噴流の張力

v_d : 衝撃的変形の見掛けの変形伝ば速度

V_a : 細管内平均流速

V_j : 噴流落下速度

Z_i : 細管出口から i 番めの定在波の節までの距離

Z_{ip} : 細管出口から加振位置までの距離

Γ : 細管内見掛けの壁面ずり速度 ($\Gamma = 8 V_a / D$)

η_E : 伸張粘度

λ : 定在波の波長

ρ : 密度

σ : 線密度

3. 実験装置および試料

本研究で使用する実験装置の概略を図2に示す。粘

Fig. 1 A standing wave formed on a viscoelastic fluid jet: SEP 3.5%, $f=3.0$ Hz, $D=6$ mm, $L=160$ mm, $Z_{ip}=0.41$ m

Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

弾性流体の噴流を作り出すためのリザーバおよび細管路部、測量測定部および変形挙動を記録するためのカメラ、ビデオカメラ等の記録装置は前報において報告したものと同一である。

本実験では噴流に対して非接触の方法で周期的変形を与えることができるようにするため図3に示すような空気噴流を用いた加振装置を作製した。この装置は移動ステージと加振部により構成されている。移動ステージ上には2つのスリット状のノズルが設置されており、圧縮空気タンクにより噴射される空気の噴流が図3の白抜き矢印で示しているように同じ平面内で平行かつ逆向きですれ違うように配置されている。この移動ステージは水平面上で黒矢印方向に滑らかな往復運動ができるように支持されている。加振部は可変速モータ、回転数表示装置および往復直線運動を作るためのクランクシャフトにより構成される。粘弾性流体の噴流は移動ステージの往復振動の中心を通るように設置され、移動ステージの振動に合わせて空気噴流により左右に押されることにより振動する。噴流は固体との接触がないため、加振による落下速度の変化はほとんどない。実験では細管出口部の下方0.2 mから0.6 mの範囲で加振装置を移動させ、噴流挙動に及ぼす加振位置および周波数の影響を調べる。

試料は前報において使用したものと同一ポリアクリルアミド(商品名:SEPARAN AP-30 E, Dow Chemical Co.)の2.0, 3.0%および3.5%水溶液である。実験温度はそれぞれ、24.1, 19.7°Cおよび23.0°Cであった。試料の流動特性の詳細については前報⁽²⁾を参照されたい。

4. 実験結果および考察

4.1 粘弾性流体噴流上の定在波 図1に示した定在波の写真は試験流体がSEP 3.5%, 細管路の直

Fig. 3 Details of lateral periodic deformation generator

径 $D=6$ mm, 長さ $L=160$ mm で細管出口部から下方0.41 mの位置において3.0 Hzの周波数で変形を与えた場合のものである。また、写真にはストロボスコープを用いて約1周期分の挙動が多重露光されている。写真から明らかなように、試験流体の噴流にはある一定の振幅で水平方向に振動している部分と水平方向に関して完全に静止している部分が現れ、この条件において噴流には定在波が発生している。

このようにある特定の周波数で変形が与えられた場合に噴流は共振状態となり定在波が現れる。このときの加振周波数を共振周波数と呼ぶことにする。共振周波数以外の周波数で変形が与えられた場合、噴流はまったく乱れた状態を示す、あるいは定在波に近い形を示しながらも全体的に左右へ振動する状態となり、図1で示した水平方向に関して完全に静止している部分、いわゆる定在波の節は生じない。

図4は加振している位置の前後における噴流挙動を撮影した写真である。加振位置よりも上流側では周期的な変形による共振状態が起こり、噴流が弦のように波打っている様子がはっきりと観察されるが、加振装置よりも下流側においてはまっすぐ落下している。加振周波数に対して噴流の落下速度が極めて速いため、加振位置よりも下流側では加振位置での左右の動きに合わせて垂直落下する噴流が左右に平行移動しているように見える。

図5(a)~(c)は試験流体、細管寸法および加振位置を一定として変形の周波数のみを変化させたときに現れた定在波を示している。これらにおいて流量はほぼ同じ値となるように設定した。この条件の場合、3.0, 3.8 Hz および 4.8 Hz の三つの周波数において共振が起こり定在波が観察された。共振周波数が増加

Fig. 4 Jet behavior near deformation point: SEP 3.5%, $f=3.8$ Hz, $\Gamma=249.5$ l/s

Fig. 5 Relationship between form of standing wave and deformation frequency : SEP 3.5%, $D=6$ mm, $L=120$ mm, $Z_{ip}=0.4$ m

するに従い、観察される節の数が細管出口部をのぞいて図5(a)の場合一つ、(b)では二つ、(c)では三つと増えていくのがわかる。

4・2 定在波の発生およびその形態に及ぼす諸因子の影響 弦において定在波が形成されるためには、弦を伝ばする進行波とその逆向きに進行してくる反射波の伝ば速度は符号が反対で大きさが等しいことが必要条件となる。前報において衝撃的に加えられた変形は上方へ伝ばする場合よりも噴流の落下方向である下方へ伝ばするときのほうが伝ば速度が大きくなることを示した⁽²⁾。変形を周期的に加えたとしても、その変形がこれと同じ伝ば挙動を示した場合には定在波が形成されるための必要条件が満たされないことになる。定在波が形成されている場合には噴流に加えられた変形は進行波および反射波として同じ大きさの伝ば速度で進行しているに違いなく、この場合の変形伝ばは噴流の落下運動との相対的な挙動とは考えにくい。

図6は定在波が発生するときの節の位置を細管内の見掛けの壁面ずり速度 Γ に関して示したものである。使用流体はSEP 3.5%，細管寸法は $D=6$ mm, $L=160$ mm で、加振位置は細管出口から 0.41 m のところである。図6から二つの重要な結果を得ることができる。すなわち、(1)この実験条件の範囲において3種類の共振周波数が観察されたが、その周波数はずり速度の変化の影響を受けなかった、(2)ずり速度(あるいは流量)が変化しても発生する定在波の節の位置はほとんど変化しない、という結果である。(2)の結果に関して、共振周波数が高くなり節が二つ以上発生

Fig. 6 Relationship between node position of standing wave and shear rate in nozzle

した場合においてもそれらの位置はずり速度の変化の影響をまったく受けないことも明らかとなった。衝撃的に加えられた変形は噴流が落下することに対する相対的な速度で伝ばするため、噴流の落下速度に対して大きな影響を及ぼす細管内ずり速度(あるいは細管内平均流速)は伝ば挙動を規定する最も重要な因子の一つであった。これに対し、周期的な変形により定在波が発生している場合には定在波の発生およびその節の位置に対して細管内ずり速度が影響を及ぼしていないことから、定在波の発生を引き起こす変形の伝ばは噴流の落下運動に対する相対的な運動ではないことが示された。

図7は各試料において現れる定在波の節の位置を比較したものである。比較しやすいよう、各試料とも節が一つだけ現れる1種類の共振周波数の場合のみを示

Fig. 7 Node position of standing wave for each sample

Fig. 10 Relationship between node position and deformation position

Fig. 8 Effect of nozzle diameter on node position

Fig. 11 Relationship between node position and deformation frequency

Fig. 9 Effect of nozzle length on node position

した。図7から試料が替わると発生する節の位置も変化するが、どの試料においても共振周波数および節の発生する位置は必ず速度に依存しないことがわかる。

図8と図9はそれぞれ定在波の節の位置の及ぼす細管流路の内径および長さの影響を示したものである。図8で示すように共振周波数や加振位置等の条件がほぼ同じであっても細管内径が大きくなるに従い節の発生する位置はわずかに上流側へ移動することがわか

る。一方、細管長さは定在波の発生条件やその形状にはほとんど影響を及ぼしていないことが図9からわかる。

次に、加えられる変形に関する因子が定在波に及ぼす影響について調べる。変形の形成に関して考えられる因子は変形の周波数と加振位置である。

図10は加振位置 Z_{ip} の変化が定在波の形状に及ぼす影響を示している。節が一つ形成される定在波に注目すると、その節の位置 Z_1 は加振位置に比例して低くなることがわかる。さらに、節の位置は細管出口と加振位置のほぼ中間地点にあることがわかる。節が三つ現れる場合も細管出口側から見て1番め、2番め、3番めの節の位置 Z_1, Z_2 および Z_3 はそれぞれ Z_{ip} に関して比例しており、それらは Z_{ip} をほぼ4等分した位置にある。図10を見やすくするために、図10では節が二つあるいは四つ発生した場合の結果は示していないが同様の結果が得られた。これは弦に発生する通常の定在波の性質と同一である。

図 11 は共振周波数 f と定在波の節の発生位置の関係を示している。図 11 中の曲線 Z_1 は発生する節の個数にかかわらず細管出口側から 1 番めに発生した節の位置を反比例関数として結んだものであり、他の曲線 Z_2, Z_3 および Z_4 も同様に 2 番めから 4 番めまでの節の位置をそれぞれ結んだものである。図 11 からわかるように共振周波数と各節の位置は単純な反比例の関係でよく表すことができる。さらに、図 10 で示したように節は細管出口と加振位置を等分するように発生するので図 11 の各曲線はほぼ等間隔に並ぶ。

4・3 定在波の伝ば速度 図 11 の結果を基に、各節の間隔、すなわち定在波の半波長の長さ、 $\lambda/2$ 、を $Z_1 \sim Z_4$ から算出し、共振周波数 f との関係を表したのが図 12 である。図 12 から明らかなように f と λ の間には反比例の関係があり、ある試料に対して細管直径が決定されるとそこに現れる定在波はこの関係ですべて表されることになる。一様な線密度を有する弦において発生する定在波の波長と周波数の積はその定在波の伝ば速度(位相速度)を表す。したがって、図 12 で得られた反比例曲線：

$$f \cdot \lambda = C \dots\dots\dots (1)$$

において C はこの噴流に発生する定在波の伝ば速度を表す。

4・2 節において明らかにされた粘弾性流体の噴流に現れる定在波の特性から、図 12 において得られた伝ば速度 C は噴流の長さ方向にわたって一定であり、加振位置や流路内ずり速度、細管長さには影響を受けず、流体の物性と細管内径のみが影響を及ぼす因子としてあげられる。そこで、試料および細管内径を変化させた実験結果をもとに図 12 と同様なグラフを描き、それぞれの条件における定在波の伝ば速度を算出した。その結果を図 13 に示す。定在波の伝ば速度は試

料の変化により明らかに異なった値を示すが、細管内径の変化による影響はこれに比べるとかなり小さい。なお、図 13 において SEP 3.0% の伝ば速度が SEP 3.5% の結果より高い値を示しているのは、実験時の液温が SEP 3.5% の場合よりも低く、弾性的特性が相対的に強くなったためである。

4・4 定在波を利用した伸張応力の算出 次に、定在波の伝ば速度をもとに粘弾性流体の噴流に作用している伸張応力の大きさを求める方法について考察する。これまでに明らかにされた定在波および粘弾性流体噴流の諸特性から以下の 3 点に注目する。

(1) 定在波を引き起こすために必要な噴流に作用している張力は、噴流が細管を出た後に受ける伸張変形に起因し、細管流入部や細管内で流体が受けたせん断応力の影響はほとんどない。

(2) 定在波は噴流の落下運動に対して独立である。

(3) 定在波の波長は噴流の長さ方向にわたって均一、すなわち伝ば速度は噴流の位置に依存せず一定である。

(1) および (2) は定在波の節の位置が細管内ずり速度の影響を受けないことから導かれる。(3) は図 11 の結果から推察できる。

張力 T が作用している弦に発生する定在波の伝ば速度 v は、弦の線密度を σ とすれば次式(2)で表されることが知られている。

$$v = \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \dots\dots\dots (2)$$

結果、上記(2)と(3)より噴流上の定在波は弦において現れる定在波と同様な現象であると考えられる。したがって、細管出口を原点とした絶対座標系に対する定在波の伝ば速度 C は近似的に次式で表すことができる。

Fig. 12 Relationship between wavelength of standing wave and resonance frequency

Fig. 13 Transmission velocity of standing wave on each sample

$$C = \sqrt{\frac{T(z)}{\sigma(z)}} \quad \text{..... (3)}$$

ここで、噴流の線密度および張力は細管出口からの距離 z に関する関数であるので、それぞれ $\sigma(z)$ および $T(z)$ で表している。噴流のある位置 z における水平断面積を $A_j(z)$ とし、試料の密度を ρ とすると局所的な線密度 $\sigma(z)$ は、

$$\sigma(z) = \rho A_j(z) \quad \text{..... (4)}$$

で表される。 z の位置において噴流の水平断面に作用する法線応力を $P_{zz}(z)$ とすると、式(3)、(4)より次式が導かれる。

$$C = \sqrt{\frac{T(z)}{\rho A_j(z)}} = \sqrt{\frac{P_{zz}(z)}{\rho}} \quad \text{..... (5)}$$

ここで、 C は上記(3)から z に対して独立な定数であることからこれらの仮定の下では P_{zz} は位置 z に無関係な値となる。

$$P_{zz} = \rho C^2 \quad \text{..... (6)}$$

定在波の伝ば速度 C は実験により明らかにされているため、 P_{zz} は式(6)から容易に算出することができる。

これまでに重力により空気中を落下する粘弾性流体の噴流に作用する張力あるいは法線応力を実測する方法はほとんど報告されておらず、式(6)から得られる結果の妥当性を実験より検証することは容易ではない。そこで、前報において明らかにした衝撃的に加えられた噴流の伝ば挙動をもとに P_{zz} を算出し、式(6)の結果と比較、検討を行う。

噴流上のある位置 z における衝撃的に加えられた変形の見掛けの伝ば速度 $v_d(z)$ (細管出口を原点とした固定座標系において測定される変形の伝ば速度) は噴流の落下速度 $V_j(z)$ と、噴流に対して相対的に伝ば

していく変形の真の伝ば速度 $C'(z)$ の重ね合わせで表される。すなわちこの三つの速度の関係は以下のように表される。

$$C'(z) = V_j(z) - v_d(z) \quad \text{..... (7)}$$

位置 z における真の伝ば速度に関して近似的に

$$C' = \sqrt{\frac{T(z)}{\sigma(z)}} \quad \text{..... (8)}$$

の関係が成り立つと仮定すると、この位置での噴流の水平断面に作用する法線応力 P_{zz} は

$$P_{zz}(z) = \rho C'^2 = \rho \{V_j(z) - v_d(z)\}^2 \quad \text{..... (9)}$$

で与えられる。衝撃的変形における真の伝ば速度は z に関して多少変化することが実験から示されているため、式(9)で与えられる P_{zz} も z に関する関数として表される。

定在波に関する実験結果と式(6)から求められた P_{zz} 、および衝撃的変形に関する実験結果と式(9)から求められた P_{zz} を比較した結果が図14である。SEP 2.0%および3.5%の結果は z 方向にわたってほとんど変化せず、かつ定在波から求めた結果と極めてよく一致している。SEP 3.0%の場合、落下とともに衝撃的変形の伝ば挙動から求めた結果は大きくなり定在波から算出された P_{zz} から離れていくが、細管出口近傍においてはほぼ等しい値を示している。二つの方法により算出された P_{zz} の絶対的な値が妥当であるか否かはこの結果からだけでは判定できないが、定在波の発生と衝撃的変形の伝ば現象という異なる現象から求められた P_{zz} がよい一致を示すことから、式(6)と式(9)を導くために行った考察はそれぞれの現象を大すじで正しく解釈しているものと考えられる。

衝撃的に加えられた変形の伝ば速度を測定し、 $C'(z)$ を求めることに比べて、定在波を発生させ C を求めることは実験的に容易であり、この考察により P_{zz} を評価する簡便な方法が見いだされた。

Fig. 14 Comparison of elongation stresses calculated from transmission velocity of standing wave and lateral impulsive deformation

Fig. 15 Profile of falling velocity of jet as a function of z

4・5 伸張粘度の算出 定在波の観察により粘弾性流体の噴流に作用する平均的な伸張応力が求められたので、測定領域内にある噴流の伸張速度を定量的に測定することができれば伸張粘度を評価することができる。

伸張速度の評価には前報において測定した噴流直径の分布を使用する。噴流の落下速度は z 断面にわたって均一であると仮定し、噴流直径の分布から連続の式を用いて算出した。図15は噴流の落下速度分布の一例である。細管出口から0.35 mの間において落下速度は落下距離に対して直線的に増加しており、その傾き、すなわち伸張速度は Γ が変化してもほぼ一定の値を示していることがわかる。これは、定在波の伝ば速度が噴流の落下方向にわたって一定であることや細管内ずり速度の影響を受けないという実験結果に矛盾しない。そこで各ずり速度において求められた細管出口から0.35 mの間における伸張速度を平均し、その値をこの条件(SEP 3.0%, $D=6$ mm)における伸張速度として代表させる。同様な操作を他の試料および細管内径に関して行い、これらと図13で示した伝ば速度および式(6)を用いて算出される伸張応力 P_{zz} との比から一軸伸張粘度 η_E を算出した。その結果を図16に示す。コーンプレート形粘度計で計測された各試料のせん断粘度 η の値を比較のために図16上に示す。本論文で得られた η_E は 2×10^2 から 2×10^3 Pa·sの範囲であり、 η と比較しておよそ数百から1000倍の値である。この結果を、James-Waltersが中心となってまとめた“M1プロジェクト”において示された結果⁽⁵⁾と比較する。M1プロジェクトとは多くの研究者らが個別にM1流体と呼ばれる同一の流体に対してさまざまな測定方法により η_E の値を求め、その結果を比較し各種伸張粘度測定法の有効性の評価を行ったものである。M1流体はポリイソブチレンを0.244%の濃度でポリブチレン・ケロシン混合液に溶解させた溶液であり、20°Cで約3 Pa·sのせん断粘度を示す流動性の高い粘弾性流体である。M1流体はBoger流体として分類されるのに対し本論文で使用している流体は強いshear thinning性を示すが、ずり速度が1から5 s⁻¹の範囲ではM1流体と比較的近い粘度となる。James-Waltersの調査の結果、各種の手法で測定されたM1流体の η_E の値は10から 2×10^4 Pa·sにわたって分散し、低粘度流体に対する伸張粘度測定の困難さが示された。ただし、本論文で実験を行った伸張速度範囲とほぼ同じ範囲(1~5 s⁻¹)においては多くの報告が η_E の値を 2×10^2 から 2×10^4 Pa·sの間であるとしている。本論文で求めた伸張粘

Fig. 16 Elongation viscosity estimated from standing wave and viscosity of M1 fluid reported by James and Walters [5]

度もこの範囲内に含まれることから、これらの結果はおおむね妥当な値であると推察される。流体が細管から流れ出た直後は伸張速度が零の状態から急激に伸張流動に移行するスタートアップ流動状態にあるが、本計算ではこのときの応力発達過程を無視している。緩和時間の大きな流体においては応力発達までの時間が計算に及ぼす影響を無視できない場合もあるので、より正確な伸張粘度を求めるためには応力発達過程を考慮したモデルを用いて計算する必要があるが、以上のような単純な実験・計算で概算の伸張粘度を評価できたことは重要であると考え。以上のことから、本報告では重力により定常的に落下している粘弾性流体の噴流に対して振動を加え、定在波の波長を測定するという簡便な実験により伸張粘度が得られることを示し、これまで困難であった粘度範囲にある粘弾性流体の伸張粘度を容易に測定するための一つの指針を提示できたものと考え。

5. 結 論

細管から押し出され重力により大気中を落下する粘弾性流体の噴流に対して水平方向から変形を周期的に加えたときの噴流挙動を観察し、以下の結論を得た。

(1) 適当な周波数で変形を加えた場合、噴流は共振状態を示し、定在波が発生する。

(2) 定在波が発生する共振周波数およびその波長の間には反比例の関係があり、反比例定数は定在波の伝ば速度を表す。この伝ば速度は細管内壁面ずり速度、細管長さおよび加振位置の影響を受けず、試料の物性に大きく影響される。

(3) 定在波の伝ば速度から噴流に作用する伸張応力を算出する式を導出し、その結果が衝撃的変形の伝ば挙動から求められた伸張応力の値と一致することを

示し、これらの解析が現象を大すじで正しく解釈していることを明らかにした。

(4) 落下方向にわたる噴流直径の分布から得られる伸張速度と(3)で求められた伸張応力から一軸伸張粘度が算出できることを示し、これまで評価することが難しかった低粘度粘弾性流体の伸張粘度に関して定在波を利用した新たな簡便な測定方法を提案した。

文 献

- (1) 富田幸雄・高橋勉, 機論, **56**-526, B(1990), 1645-1651.
- (2) 高橋勉・川野裕一・白樫正高, 機論, **64**-626, B(1998), 3168-3174.
- (3) Fisher, R. J. and Denn, M. M., *AIChE J.*, **22** (1976), 236-246.
- (4) Forest, M. G. and Wang, Q., *SIAM J. Appl. Math.*, **54**-4 (1994), 996-1032.
- (5) James, D. F. and Walters, K. (Collyer, A. A., ed.), *Techniques in Rheological Measurement*, (1993), 33-53, Chapman & Hall, London.