溶融紡糸過程における伸長流動不安定性と 外乱に対する過渡応答性

石 原 英 昭*・柴 谷 未 秋*・池 田 航 介*

Studies on Elongational Flow Instability and Transient Disturbance Response in Melt Spinning Process

Ishihara, Hideaki*/Shibaya, Miaki*/Ikeda, Kosuke*

Nonlinear analysis of the draw resonance instability and the transient disturbance response to disturbances having various frequencies were carried out. Experiments were performed using air gap water-quenched melt spinning with vibrational equipment for imparting frequency disturbances on the spinline. The amplitude and period of oscillation with respect to the cross-sectional area varied as a function of the draw resonance vibration and the disturbance response. High frequency disturbances were found to be effective for depressing the draw resonance instability. Large nozzle L/D ratios were also found to be effective for decreasing the elongational flow instability.

Key words : Draw resonance/Melt spinning/Disturbance/Barus

1. 緒 言

溶融紡糸系における紡糸ノズル近傍は等温的であり、糸条は溶融状態にあるため伸長粘度は低く、種々の外乱に対し、影響を受け易いものと思われる。この伸長流動下での不安定現象の一つがドローレゾナンスと呼ばれる現象で、一定振幅、一定周期の糸径変化に特徴づけられる。工業的には繊維だけでなくフィルム成形においても発生するため、現象の解明は重要であり、また学術的にも興味のある現象であることから多くの研究がなされてきた^{1)~12)}。中でも、石原ら^{2)~4)}はドローレゾナンス現象の発生機構を解明するため、ニュートン流体だけでなく非ニュートン流体について非線形解析を行い、ドローレゾナンスが非線形振動論というリミットサイクルであることを報告している。紡糸系はノズル点と巻取点が固定された一種の自動制御系とみなすことができ、糸径変動に見られる振動現象はこの2点間の情報伝達の問題として捉えられる。従って、この振動系に周期的な外乱（実際の紡糸では紡糸設備の回転体から来

る外乱などが想定される）が入力された場合、どのような挙動をとるかは興味ある課題であり、本論文では理論と実験の両面から検討した結果を報告する。なお、周期的な変動を糸条に付与する研究は風間ら¹³⁾によって行われており、繊維構造の形成にどのような影響を与えるかが報告されている。

2. 外乱応答性に関する理論解析

溶融紡糸のノズル近傍の糸条に種々の周波数を持った外乱が強制的に付与される系を想定し、いくつかの仮定を置くと、系を記述する基礎式と初期境界条件は以下のように整理される。

仮定

- (1) 溶融体は Newton 粘性とする
- (2) 等温紡糸系として扱う
- (3) フィラメントの断面形状は円とする
- (4) 慣性力、重力、表面張力および空気抵抗は無視する。

基礎式はレオロジー式と連続の式の2つになる²⁾。レオロジー式は

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{F}{A\beta} \quad (1)$$

となる。

また、連続の式の誘導は石原ら¹⁴⁾がエアーギャップ紡糸

* 京都工芸繊維大学大学院先端ファイブ科学専攻
京都市左京区松ヶ崎御所海道町（〒606-8585）
Division of Advanced Fibro-Science, Kyoto Institute of
Technology
Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto 606-8585, Japan
2004.8.25 受理

の報告で詳細に述べており、

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{\partial (Av)}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

である。ここで、 A は糸条断面積、 v は速度、 F は紡糸張力、 τ は時間、 x はノズル点からの距離、 β は伸長粘度である。

上記2式の過渡解を求めるのに、摂動展開することなく非線形で解くため無次元数を導入した。

$$\text{無次元距離 } \zeta = \frac{x}{x_w}, \quad \text{無次元時間 } \tau^* = \frac{\tau v_{00}}{x_w},$$

$$\text{無次元断面積 } \lambda = \frac{A}{A_{00}}, \quad \text{無次元速度 } \phi = \frac{v}{v_{00}},$$

$$\text{無次元張力 } \xi = \frac{Fx_w}{A_{00}v_{00}\beta}$$

ここで、添字 00 はノズル点位置を、 w は巻取点位置を表している。これら無次元数を用いて、式(1)と(2)は

$$\lambda \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} = \xi \quad (3)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \tau^*} + \phi \frac{\partial \lambda}{\partial \zeta} = -\xi \quad (4)$$

となる。さらに、変数 V と W を導入し、下記の式を定義する。 V と W は定常安定値に対する速度および断面積の比で、特に W は振動波形の振幅に相当し、 $W=1$ は安定状態を意味している。

$$\phi = V\phi_0 \quad (5)$$

$$\lambda = W\lambda_0 \quad (6)$$

添字 0 は定常値を示す。無次元流下時間 ζ^* を、

$$\zeta^* = \int_0^{\zeta} \frac{1}{\phi_0} d\zeta = \frac{1}{\chi} (1 - e^{-\chi\zeta}) \quad (7)$$

と定義する。ここで、 χ はドラフト比の自然対数値である。巻取点あるいは固化点での流下時間 ζ_w^* は、

$$\zeta_w^* = \frac{1}{\chi} (1 - e^{-\chi}) \quad (8)$$

となる。式(5)、(6)、(7)を式(3)、(4)に代入すると

$$\frac{\partial V}{\partial \zeta^*} + \frac{\chi}{1 - \chi\zeta^*} V = \frac{\xi}{W} \cdot \frac{1}{1 - \chi\zeta^*} \quad (9)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau^*} + \frac{\partial}{\partial \zeta^*} (VW) = 0 \quad (10)$$

となる。このように無次元化されたレオロジー式と連続の式が誘導され、非線形解析ができるようになる。従って、振動系の解から定量的な振幅や周期を得ることができる。初期境界条件は、

$\zeta^* = 0$ のとき

$$\begin{aligned} \tau^* &= 0; & V &= W = 1 \\ 0 < \tau^* < \tau_D^*; & W &= 1 - W_d \sin(2\pi f^* \tau^*) \\ \tau^* &\geq \tau_D^*; & V &= W = 1 \end{aligned} \quad (11)$$

$\zeta^* = \zeta_w^*$ のとき $V = 1$

である。ここで、 f^* は無次元周波数で、 $f^* = \frac{f x_w}{v_{00}}$ と定義さ

れる。また、 τ_D^* は外乱入力時間を表す。糸条に外乱を付与する場合、ここでは正弦波状の強制外乱がノズル点に入力されていることを仮定しており、実際の紡糸系では、例えば外乱によってバラス比（ダイスエル比）が周期的に変動しているような現象が想定される。結果的には吐出量が一定で初期断面積が変化するから吐出線速度が変化していることになる。式(11)中の W_d は、例えば、0.2 とすれば初期断面積が定常値 $W=1$ に対して 0.8~1.2 の間で変動することを意味している。つまり、バラス部分が 20% の大きさで変動する場合に相当する。なお、数値計算は先に石原ら^{2),3)}がドロローゼナンス解析で行った方法で、式(9)、(10)に対して後退差分法を行い実施した。

3. 実 験

紡糸実験は図1に示したように水冷却エアーギャップ紡糸法を採用した。エアーギャップ部ではほぼ完全な等温系を保持するために、エアーギャップの長さをできるだけ短くし、実験的に限界に近い 0.5 cm を最短として設定した。外乱付与は冷却槽出口の糸径ガイドにスピーカーの振動部を連結し、オシレーターにより発生させた正弦波信号をアンプで増幅して発振させ、糸条方向に張力変動を与え外乱とした。この外乱によりノズル出口のバラス部が変動しており、外乱の付与されていることが確認される。実験には極限粘度 0.63 dl/g のポリエチレンテレフタレート (PET) を用いた。表1は紡糸条件で、特にノズルディメンジョンの効果とドラフト比（巻取速度/ノズル線速度）の効果調べるため、ノズルのランド長 (L) と、巻取速度を変更して実験を行った。

紡出糸条の解析は、シックネスゲージにより糸条の長さ方向について糸径を測定し、最大糸径と最小糸径を求めた。また、糸径の周期性などを定量的に把握するため、ウースターイーブンネステスター（計測器工業、U% C 型）から

Fig.1 Schematic diagram of spinning experiment apparatus

Table 1 Spinning conditions

Polymer	Poly(ethylene terephthalate) Intrinsic viscosity $[\eta]$ = 0.63 dl/g
Nozzle	L/D = 1.6 mm/0.8 mm (2), 4.0 mm/0.8 mm (5), 8.0 mm/0.8 mm (10)
Through put	2 g/min
Spinning temperature	280°C
Water temperature in water bath	23°C
Take-up speed (draw-down ratio ψ)	50.6 m/min ($\psi = 15$) 84.3 m/min ($\psi = 25$) 118.0 m/min ($\psi = 35$)
Frequency of disturbance (Hz)	20, 30, 50, 100

の信号をスペクトル解析し、周期性およびスペクトル強度を調べた。

ノズル出口部の写真撮影で、バラス比（ダイスエル比）の定量化を試みた。これにより実質のドラフト比の算出やLの効果によりはっきりさせることができる。

4. 結果と考察

4.1 理論解析結果

ニュートン流体の等温紡糸系では、ドラフト比が20以上になると、ドローレゾナンス現象の発生することが知られている²⁾。本研究では以後の振動系の議論を定量的に行うために限界ドラフト比の確認および振幅、周期の定量化を計算で求めた。

計算には前述の理論式を一部変更したプログラムを用いて行った。図2はドラフト比 $\psi = 5, 15, 25, 32, 35$ についての理論波形である。横軸は無次元時間であるが糸の長さ方向を表しており、縦軸は断面積の定常値に対する割合で、 $W=1$ は振動がなく安定であることを示している。 $\psi = 5$ および15のときは $W=1$ に収斂し、糸は安定であることを示しており、25、32および35の場合は一定振幅、一定周期の持続振動となり、ドラフト比の増大で振幅、周期ともに大きくなっていることがわかる。図3は振幅の最大値 $W_{\max}$ とドラフト比 ψ の関係である。直線の交差するところのドラフト比はちょうど20になっており、ドローレゾナンスの発生限界ドラフト比が20であることが確認できる。

強制的に周期的外乱を付与した場合、どのような振動系に変わるのかを調べるため、無次元周波数 f^* を2, 3, 5, 10と変更してみた。これら無次元周波数の値の選択は表1に示した実験の実際に付与した周波数に合わせたものである。図4および図5はドラフト比 $\psi = 5$ および15の場合の f^* を変更した時の理論波形であり、外乱の大きさを決める W_d が0.2および0.02の結果である。ここで外乱入力時間 τ_0^* は計算打ち切り時間よりも大きくとり、つまり絶えず外乱が入力されている系として取り扱った。また、計算は(8)式に示したポリマーの流下時間 ζ_w^* の50倍にあたる時間まで行い、この時間までの過渡応答状態を調べた。

Fig.2 Relationship between computed dimensionless cross-sectional area W and time increments j depending on draw-down ratio ψ

Fig.3 Relationship between computed maximum dimensionless cross-sectional area $W_{\max}$ and draw-down ratio ψ

図の縦軸の W は式(6)に示したように定常値に対する断面積の比を表しており $W=1$ は安定状態を表している。横軸の J は数値計算における時間項、つまり糸長さ方向を表しており、ここでの計算は流下時間 ζ_w^* を $J=200$ に設定しているから、 $J=10000$ まで計算すると流下時間の50倍まで計算したことになる。ドラフト比 ψ が5および15のときは、ニュートン流体ではドローレゾナンスは発生しないため、糸断面積は外乱の周波数 f^* に応じた周期で変動している。ただし、図からわかるように $\psi = 5$ で $f^* = 3$ のときは複雑な波形を示し、極端な振幅の増大と、外乱周期の倍音にあたる周期で発振している。この原因については現時点では明確に説明できないが、エアギャップ部を流下するに要する滞留時間と外乱周波数とが関係しているものと思われる、ドラフト比と外乱周波数によっては複雑な振動系を示すことが予測される。図6は $W_{\max}$ と f^* の

Fig. 4 Computed disturbance responses in terms of dimensionless cross-sectional area for the draw-down ratios 5 and 15, depending on disturbance frequencies (disturbance magnitude $W_d=0.2$)

Fig. 5 Computed disturbance responses in terms of dimensionless cross-sectional area for the draw-down ratios 5 and 15, depending on disturbance frequencies (disturbance magnitude $W_d=0.02$)

Fig. 6 Relationship between computed maximum dimensionless cross-sectional area and dimensionless frequency, plotted from Figures 4 and 5

関係であるが、外乱の大きさ $W_d=0.02$ （バラス比で約1%の変動に相当）の場合は $W_d=0.2$ （バラス部分で20%の変動）よりも振幅が小さく、外乱の大きさに応じて応答の大きさが異なっていることを表している。また高周波数域で振幅が小さくなり、糸条断面積に変化が現れなくなっている。 f^* が10では外乱に対してほとんど応答していないことがわかる。なお、図中の $\psi=5$, $W_d=0.2$ における f^* が3のときの振幅が極端に大きくなっているが、図4の計算波形からわかるように一定振幅に収斂しておらず、計算範囲内での振幅で表したためである。ドラフト比 ψ が25になると、ニュートン流体のドローレゾナンス発生限界ドラフト比20を超えるため、ドローレゾナンスの振動と外乱による振動の両者が重なり合った複雑な波形となる。図7は外乱の大きさ $W_d=0.2$ のときのドラフト比 $\psi=25$ および35の場合の各無次元周波数に対する理論波形を示したものである。 $\psi=25$ で $f^*=2$ の波形はレゾナンスの周期とほぼ同じ周期で外乱応答しているが振幅はレゾナンスの振幅の倍以上になっている。これはドローレゾナンスの周期が外乱の周期に近いところにあることから共振したためと考えられる。 f^* が3のときは、外乱周期に相当する振動周期は現れているが、元のドローレゾナンスの周期は見当たらず、異質な2種類の波形が重なり合っている。 f^* が5以上では外乱周期の倍音や6倍音などの振動が見られ、また計算範囲内では振動は安定化しておらず複雑な応答を示している。このように外乱の大きさが大きい場合 ($W_d=0.2$) はレゾナンスの発振に加え、外乱応答が大きく影響した振動系を形成しているものと思われる。一方、 $\psi=35$ の場合は、 $f^*=2$ で周期はレゾナンスの周期とほぼ同じであり、振幅がドローレゾナンスの振幅より大きくなっている点は $\psi=25$ の場合と似ているが、 f^* が3以上では外乱周期に合った発振やさらにもっと複雑な振動が起きている。一方、外乱の大きさ $W_d=0.02$ の場合は図8に示したように、外乱の大きさが小さいだけに、どの無次元周波数にたいしても、もとのドローレゾナンスの振動が勝り、周期はドローレゾナンスの周期に近いところで発振している。ただ、振動は複雑で、一種のうねり現象や収斂するのに時間を要する振動系を形成している。

4.2 外乱応答実験結果

表2は実験結果のまとめで、ノズルの L/D 、ドラフト

Fig.7 Computed disturbance responses in terms of dimensionless cross-sectional area for the draw-down ratios 25 and 35, depending on disturbance frequencies (disturbance magnitude $W_d = 0.2$)

Fig.8 Computed disturbance responses in terms of dimensionless cross-sectional area for the draw-down ratios 25 and 35, depending on disturbance frequencies (disturbance magnitude $W_d = 0.02$)

Table 2 Experimental results in terms of filament diameters

Nz (L/D) : Land length/Orifice diameter of nozzle unit of L and D ; mm
 ψ : draw-down ratio
 f (Hz) : frequency of disturbance
 $d_{\max}$: maximum filament diameter
 $d_{\min}$: minimum filament diameter
 d_{ave} : steady-state average filament diameter

f (Hz)		0		20		30		50		100	
Nz (L/D)	ψ										
1.6/0.8 (2)	15	231	190	239	194	249	196	250	190	207	194
		16	1.48	158	1.52	151	1.61	130	1.73	185	1.14
	25	191	143	219	141	182	146	169	148	148	138
		109	1.78	85	2.41	119	1.55	127	1.30	131	1.15
	35	248	109	229	119	150	121	150	124	201	112
		32	5.18	62	3.70	100	1.54	100	1.46	71	3.22
4.0/0.8 (5)	15	206	192	238	191	320	186	220	191	201	191
		185	1.15	152	1.55	101	2.96	158	1.33	180	1.11
	25	190	149	211	147	190	150	167	145	158	144
		119	1.63	91	2.06	127	1.60	121	1.33	131	1.20
	35	207	121	171	120	210	115	209	108	199	118
		72	2.93	81	2.03	71	3.33	61	3.74	36	2.84
8.0/0.8 (10)	15	194	187	276	184	220	182	204	184	195	181
		179	1.08	121	2.25	148	1.46	160	1.23	170	1.16
	25	160	144	220	132	174	136	156	137	146	138
		130	1.23	84	2.78	106	1.64	122	1.30	131	1.12
	35	203	117	199	106	151	112	134	109	164	107
		70	3.01	58	3.52	85	1.82	90	1.51	81	2.35
		$d_{\max}(\mu\text{m})$	$d_{\text{ave}}(\mu\text{m})$								
		$d_{\min}(\mu\text{m})$	$(d_{\max}/d_{\text{ave}})^2$								

$V_w=50.6$ (m/min) ($\psi=15$)

$V_w=84.3$ (m/min) ($\psi=25$)

$V_w=118$ (m/min) ($\psi=35$)

Fig. 9 Experimentally obtained wave forms of thread diameter caused by draw resonance and disturbance response as functions of draw-down ratio and nozzle L/D

比 ψ および周波数 f をそれぞれ変更したときの、糸径の最大値 $d_{\max}$ 、最小値 $d_{\min}$ および平均定常値 d_{ave} と、最大断面面積/定常断面面積の比 ($W_{\max}$) に相当する $(d_{\max}/d_{\text{ave}})^2$ を示したものである。また、図9はウースターイーブンネステスターで測定された糸太さの変動を示しており、外乱を付与していない ($f=0$) $\psi=15$ においても周期的な変動が観察され、いわゆるドローレゾナンス現象の発生していることがわかる。なお、図中の 100%, 25% は変動のフルス

Fig. 10 Relationship between experimentally obtained maximum dimensionless cross-sectional area and nozzle L/D for draw-down ratios 15, 25 and 35

Fig. 11 Photographs of die swell for nozzle $L/D=2, 5$ and 10

ケールを表している。図10は表2のデータからまとめたもので、外乱を付与していない場合の各ドラフト比に対する $W_{\max}$ と L/D の関係を表したものである。 $L/D=2$ において $\psi=15$ でも $W_{\max}$ は定常値 ($W=1$) より大きくなっており、図9に現れているドローレゾナンス波形の振幅の大きさに該当している。さらに ψ が大きくなると $W_{\max}$ も大きくなっており、従来から報告されている傾向と一致している²⁾。図10において、 L/D が大きくなると $W_{\max}$ は減少しており、この原因がバラス比による実質のドラフト比増大と関係あるものと推定できる。図11は各 L/D に対するバラス効果の写真観察結果であり、 $L/D=2$ でバラス比 $B=1.22$ 、 $L/D=5$ で $B=1.16$ 、 $L/D=10$ で 1.13 と写真から計算される。これらバラス比を考慮した初期断面面積でドラフト比 ψ を見積ると $L/D=2$ で $\psi=15$ は実質 $\psi=22.5$ となり、ニュートン流体のドローレゾナンス発生限界ドラフト比20を超えており、ドローレゾナンスの発生することが理解できる。図9に見られる波形は周期的な振動を現しているが、これら振動がドローレゾナンスによるものか、周期的外乱に対する応答かは図だけでは区別がつかない。従って、スペクトル解析によって詳細に周期を調べる必要がある。表3はウースターイーブンネステスター

Table 3 Power spectrum analysis of filament diameter fluctuations

Nz(L/D) : Land length/Orifice diameter of nozzle, unit of L and D ; mm

ψ : draw-down ratio

f (Hz) : frequency of disturbance

Numerals show power spectrum maximum intensity and numeral in parenthesis is r

reso : periodicity caused by draw resonance

fre : periodicity cause by disturbance

r denotes the number used for calculation of period as shown in equation (12)

f (Hz)		0	20	30	50	100
Nz(L/D)	ψ					
1.6/0.8 (2)	15	0.745 (66) reso	145.7 (77) fre	81.8 (114) fre	328.6 (66) reso	0.241 (4) 0.003 (235)
	25	329.6 (40) reso	793.0 (46) fre	129 (68) fre	27 (40) reso	0.446 (46) fre
	35	1003 (27) reso	1066 (32) fre	99 (48) fre	46.9 (80) (f)	631.7 (30) reso
4.0/0.8 (5)	15	0.170 (67) —	132 (77) fre	1723 (57) 87.5 (114) fre	20.1 (59) —	0.715 (34) —
	25	125.9 (41) reso	579.1 (46) fre	128.2 (69) fre	33.8 (41) reso	5.421 (40) reso
	35	705.8 (29) reso	554.5 (33) fre (resoに近い)	641.8 (29) reso	959.5 (29) reso	903.1 (29) reso
8.0/0.8 (10)	15	1507 (67) reso	358.1 (76) fre	70.0 (114) fre	41.8 (60) —	0.547 (35) —
	25	18.93 (41) reso	808.9 (47) fre	176.9 (69) fre	10.5 (115) —	0.890 (41) reso
	35	870.2 (30) reso	726.4 (33) fre	98.1 (31) reso	47.1 (80) fre	446.2 (31) reso

Fig. 12 Relationship between experimentally obtained maximum dimensionless cross-sectional area and disturbance frequency for nozzle L/D=2, plotted using data shown in Table 2

Fig. 13 Relationship between experimentally obtained maximum dimensionless cross-sectional area and disturbance frequency for nozzle L/D=5, plotted using data shown in Table 2

からの信号をスペクトル解析によって周期性を調べた結果である。各数字はパワースペクトル強度で括弧内の数字は周期性を表すパラメーター r で、周期 L_c (cm) は

$$L_c(\text{cm}) = 250/r \cdot 2 \cdot \Delta l \quad (12)$$

で表示される。ここで Δl はデータのサンプリング間隔である。 $\Delta l = 0.67$ cm で、例えば表中の $r = 66$ だと L_c (cm) = 5.1 cm となる。表中に示した reso や fre の印は周期がそれぞれ主としてドローレゾナンスから来ているもの、外乱周波数から来ているものを区別したものである。基本的にはドローレゾナンスの周期と外乱付与の周期が混在していることがわかる。スペクトル解析結果の r の値から判断すると、L/D=10、 $f=0$ Hz で $\psi=15$ でもドローレゾナ

スの周期性が見られる。ただ、同じ ψ で L/D が大きくなるにつれ r の値が大きくなっているのは、バラス効果による実質のドラフト比が小さくなり、周期が小さくなっていることを意味している。図 12, 13, 14 は実験で得られた $W_{\max}$ と外乱周波数 f の関係であり、それぞれの L/D に対して示したものである。 $W_{\max}$ の値は表 3 に示したように、ドローレゾナンス由来の振幅と外乱応答由来の振幅が混在している。図 12~14 全体から考察すれば、L/D に関係なく 20~30 Hz の外乱周波数でもとのドローレゾナンスの振幅よりも大きくなっており、外乱により糸条断面積の変動が増大し、ドローレゾナンスの振動と外乱による振動とが一種の共鳴状態になったものと推定される。しかし周波数が 100 Hz の高周波数になれば、振幅はもとのドローレゾ

Fig. 14 Relationship between experimentally obtained maximum dimensionless cross-sectional area and disturbance frequency for nozzle $L/D=10$, plotted using data shown in Table 2

Fig. 15 Computed disturbance responses in terms of dimensionless cross-sectional area for the case of the draw-down ratio 22.5 and dimensionless frequency $f^*=5$, depending on disturbance magnitude W_d

ナンスの振幅よりも小さくなり、高周波数の外乱を付与することによりドローレゾナンス現象を低減できることを示唆している。ただ、ドラフト比 $\psi=35$ の場合はドローレゾナンスの周期斑が強すぎるためか、高周波数外乱で振幅の低減は見られるものの、 ψ の小さい場合よりはそれほど顕著な影響は出ていないようである。

図 15 は $\psi=15$, $L/D=2$ について実質ドラフト比 $\psi=22.5$ を想定したときの、計算で得られた $W_{\max}$ と式 (11) に示された外乱の大きさ W_d の関係である。図には無次元周波数 $f^*=2$ と 5 につき示した。 W_d が小さくなると $W_{\max}$ も小さくなり、外乱の大きさに応じ外乱応答の振幅が変化している。図 16 は $\psi=22.5$ について $f^*=2$ のときの外乱の大きさを変化させたときの理論応答波形である。振幅の変化は図 15 に示したが、 W_d の大きさによっては波形に一種のうねり現象が見られ、ドローレゾナンスの振動と外乱周波数による振動の相互作用の結果と推察される。図 17 は $f^*=5$ の場合の理論波形であるが、 $f^*=2$ の波形とは異なっている。外乱周波数の大きさによって振動の状況が変わったものと思われる。図 18 は各外乱周波数に対する過渡応答の状況を理論と実験の両者について比較したものである。縦軸は振幅の大きさ $W_{\max}$ を、横軸は無次元周波数 f^* を示しているが、今回の実験条件からは $f^*=0.1f$ が成立する

Fig. 16 Relationship between computed maximum dimensionless cross-sectional area and disturbance magnitude for draw-down ratio 22.5 depending on dimensionless frequencies 2 and 5

Fig. 17 Computed disturbance responses in terms of dimensionless cross-sectional area for the case of the draw-down ratio 22.5 and dimensionless frequency $f^*=2$, depending on disturbance magnitude W_d

ため、例えば実験での $f=20$ は計算での $f^*=2$ のところに該当している。理論の方は外乱の大きさを規定する W_d を 0.02, 0.025, 0.05 の 3 種についての結果を表示した。外

Fig. 18 Computed and experimentally obtained maximum dimensional cross-sectional areas as function of disturbance frequency W_d : disturbance magnitude

乱付与のない ($f^*=0$) ときの振幅の大きさは理論では、図 2 より 2.20、実験では表 2 の $L/D=2$, $\psi=15$, $f=0$ の値から、1.48 である。外乱を付与していくと、いずれの W_d に対しても、 $f^*=2$ のあたりで振幅が最大となり、その後は周波数の増大とともに振幅はもとのドローレゾナンスの振幅よりも小さくなっている。実験の方では振幅の最大値を与える周波数は観測されないが、外乱付与で振幅は小さくなっておりドローレゾナンスは低減している。理論と実験結果を比較すれば、 W_d が 0.02 や 0.025 ぐらいが実験の挙動に近く、従って外乱付与の大きさはバラス比にして 1% 程度の外乱変動がノズル直下のバラス部に入力されたことになる。

5. 結 論

エアギャップ水冷紡糸を用いたドローレゾナンス実験および周波数の異なった外乱付与による過渡応答実験をノズルの L/D を変更して実施し、糸条断面積の周期的な変動挙動を調べた。また、ニュートン流体を仮定したドローレゾナンス解析および外乱過渡応答解析を摂動展開することなく非線形で解くことを試み、定量的な糸条断面積の振動変化の振幅、周期を計算で求めることができた。

その結果、 L/D が大きくなれば同じ設定ドラフト比でもドローレゾナンスの振幅は小さくなり、実質ドラフト比が異なる、つまり L/D が大きくなるとドラフト比は小さくなることと関係しているものと解釈される。 L/D はせん断流動域での De 数（デボラ数）との関係で重要な因子⁵⁾であったが、今回の検討から伸長流動域においても重要であることがわかった。

周波数の異なる外乱付与によりドラフト比が比較的小さい場合は、高周波数側で振幅が小さくなり、強制的な外乱付与でドローレゾナンス現象が抑制される可能性が実験および理論両面で示唆された。しかしドラフト比が大きい場合はドローレゾナンスの振幅が大きいためか、明解にドローレゾナンス現象の低減とまでは結論付けにくいようである。

ドラフト比が 22.5 の例では、実験および理論が比較的良く合っており、実験で付与された外乱の大きさまでも推定できるようになった。しかし詳細な議論のためには、紡糸系は一種の自動制御系であり、非線形振動論の展開が将来必要となろう。

参 考 文 献

- 1) Denn, M. M. and Marrucci, G.: *AIChE Journal*, **17**, 101 (1971)
- 2) Ishihara, H. and Kase S.: *J. Appl. Poly. Sci.* **19**, 557 (1975)
- 3) Ishihara, H. and Kase, S.: *J. Appl. Poly. Sci.*, **20**, 169 (1976)
- 4) Ishihara, H. and Hayashi, S.: *Nihon Reoroji Gakkaishi*, **17**, 19 (1989)
- 5) Ishihara, H., Hayashi, H., and Yasuda, H.: *Nihon Reoroji Gakkaishi*, **20**, 109 (1992)
- 6) Silagy, D., Aggasant, J-F, and Demay, Y.: *Polym. Eng. Sci.*, **36**(21), 2614 (1996)
- 7) Lee, C., Shroff, R. and Shanker, M.: *Tappi. Proc. Polym. Laminations Coat Conf.* 1997 (No.2), 667 (1997)
- 8) Christodoulou, K., Heffner, G., and Vlassopoulos, D.: *Soc. Plast. Eng. Annu. Tech. Conf.*, **55**(No.1), 1001 (1997)
- 9) Akatsu, M. and Koyama, K.: *Seikei Kakou*, **12**(12), 794 (2000)
- 10) Smith, S., Stolle, D.F.E.: *J. Plast. Film Sheeting*, **16**(2), 95 (2000)
- 11) Frey, K. R., Jerdee, G. D. and Cleaver, C. D.: *Soc. Plast. Eng. Annu. Tech. Conf.*, **59**(1), 19 (2001)
- 12) Hartmann, M. and Whiteman, N.: *Soc. Plast. Eng. Annu. Tech. Conf.*, **59**(1), 2 (2001)
- 13) Kazama, K., Ito, H., Kikutani, T., Masuda, M. and Funatsu, Y.: *JSPP'04 Tech Papers*, 179 (2004)
- 14) Ishihara, H., Shibaya, M. and Nonomura, C.: *Seikei Kakou*, **16**(4), 259 (2004)