石英系光ファイバ素線紡糸過程における素線外径変動の
摂動解法による数値計算*福谷 和久^{*1}, 豊島 史郎^{*2}
豊 秀喜^{*3}, 山本 淳^{*3}Numerical Computation of Diameter Fluctuation in Optical Fiber Drawing
from Silica Glass Preform by Perturbation MethodKazuhisa FUKUTANI^{*4}, Shiro TOYOSHIMA,
Hideki YUTAKA and Atsushi YAMAMOTO^{*4} Mechanical Engineering Research Laboratory, Kobe Steel, Ltd.,
1-5-5 Takatsuka-dai, Nishi-ku, Kobe-shi, Hyogo, 651-2271 Japan

One-dimensional numerical model of optical fiber drawing to predict diameter fluctuation caused by periodical fluctuation of heat transfer between silica glass preform and furnace gas, has been developed by using perturbation method based on steady solution. It is assumed that heat transfer coefficient is fluctuating in neck-down region and its frequency range is 0.001~100 Hz. As a result, it is revealed that relationship between fluctuation of heat transfer coefficient and that of diameter can be divided into three modes by the order of diameter gradient and velocity gradient at heat transfer fluctuating point. The diameter fluctuation of first mode is large in low frequency range and that of third mode is so in high frequency range. As drawing velocity become higher, the fluctuation of third mode becomes larger, because velocity gradient becomes higher. And as heater becomes longer, the region of second mode becomes wider, because velocity gradient of heater region decreases.

Key Words: Modeling, Computer Aided Analysis, Sensitivity Analysis, Industrial Machine, Optical Fiber Drawing, Perturbation

1. 緒言

筆者らは、石英系光ファイバ素線の紡糸過程について、母材の熱流動変形の定常数値計算を行い、この過程の熱的、力学的特徴、および紡糸条件の紡糸張力とネックダウン形状への影響を明らかにしてきた⁽¹⁾⁽²⁾。

光ファイバ素線を生産する上での問題の一つとして、素線の外径変動があげられる。その原因は種々想定されるが、比較的短周期の変動の原因の一つは、炉内ガスの非定常流れによる母材の温度変動であることが経験的に知られている⁽³⁾。炉内ガスの非定常流れにより、それと母材との間の対流熱伝達量が変動し、変形中の母材の温度とそれに依存する粘性率が変動する。このとき力学的な釣り合いとその形状が連成して、素線の外径変動が生じると考えられる。

光ファイバ素線の紡糸過程における母材の非定常挙動に関する研究としては文献(4)から(7)がある。

Geyling⁽⁴⁾ および Gyling and Hornsby⁽⁵⁾ は基準流れをもちいた安定性解析により安定性マップを示している。Dianov⁽⁶⁾ は紡糸条件と紡糸開始時の破断安定性の関係を示している。Myers⁽⁷⁾ は線形攪乱方程式を解き紡糸速度の周期変動と外径変動の関係を示している。しかしこれらの研究では炉内ガスと母材間の熱伝達の変動にともなう温度変動により生じる外径変動について検討はされていない。

筆者らは、一次元定常数値計算⁽¹⁾⁽²⁾を基礎として、諸量が定常解の周りに周期的に変動するとした摂動解法をもちい、炉内ガスと母材間の熱伝達率の変動と素線の外径変動の関係を検討する手法を開発する。これまでの定常数値計算において紡糸方向一次元と軸対称二次元のエネルギー式をもちいたときの計算結果の差は比較的小さい⁽¹⁾⁽²⁾ことから、一次元計算により有益な示唆がえられると考えた。

本報告では、まず摂動方程式を導出し、それを解く手法を説明する。つぎに熱伝達率の変動位置および周波数と素線外径変動の関係、および紡糸条件のこの関係への影響について報告する。

* 原稿受付 2002年10月8日。

^{*1} 正員、(株)神戸製鋼所機械研究所(☎651-2271 神戸市西区高塚台1-5-5)。^{*2} 正員、(株)コベルコ科研エンジニアリングメカニクス事業部(☎660-0083 尼崎市道意町6-32)。^{*3} (株)神戸製鋼所産業機械部(☎676-8670 高砂市荒井町新浜2-3-1)。

E-mail: k-fukutani@rd.kcrl.kobelco.co.jp

2. 記号

アルファベット C : 比熱[J/(kg・K)], c : 変動率の係数[$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s})$], D : 直径[m], d : 直径変動率[-], F : 張力[N], f : 張力変動率[-], f_b : 変動周波数[Hz], G : 重力加速度[m/s^2], g : 粘性率変動率[-], H : 熱伝達率[$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$], h : 熱伝達率変動率[-], j : 虚数単位[-], P : 表面曲率[1/m], Q_c : 輻射伝熱の係数[W/m], Q_r : 輻射伝熱の係数[$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K}^4)$], R : 半径[m], S : 断面積[m^2], s : 断面積変動率[-], T : 温度[K], t : 温度変動率[-], W : 速度[m/s], w : 速度変動率[-], z : 紡糸方向座標[m]

ギリシャ文字 Φ : 変数[-], ϕ : 変数の変動率[-], η : 粘性率[Pa・s], ρ : 密度[kg/m^3], θ : 変動の位相[Rad], τ : 時間[s], ω : 角速度[Rad/s] ($=2\pi f_b$)

太字 C : 係数行列, c : 局所係数行列, H : 熱伝達率変動ベクトル, h : 局所熱伝達率変動ベクトル, X : 変動率ベクトル, x : 局所変動率ベクトル

添え字 0: ゼロ次微分, 1: 一次微分, 2: 二次微分, D : 熱伝達率変動, f : 計算領域出口, g : 炉内ガス, H : 熱伝達率, h : 局所熱伝達率, I : 虚数部, i : 格子点番号, n : 格子点数, R : 実数部, S : 断面積, s : 定常, T : 温度, W : 速度, X : 変動率, x : 局所変動率

肩字 C : 連続の式, E : エネルギーの式, M : 運動量の式, *: 微小変動の係数, ' : 空間微分

3. 計算手法

3.1 基礎方程式 母材の熱流動変形の基礎方程式はつぎに示す紡糸方向一次元の非定常の, 連続の式, 運動量の式およびエネルギーの式である. 式中では, $()' = \partial() / \partial z$ であり, 以下では同様とする. 各式の各項の意味は既報⁽¹⁾を参照のこと.

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial \tau} + (\rho S W)' = 0, \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial(\rho S W)}{\partial \tau} + (\rho S W^2)' = (F + \sigma S P)' + \rho G S, \dots\dots\dots (2)$$

$$F = 3\eta S W', \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho C S W T)}{\partial \tau} + (\rho C S W T)' &= (\lambda_c S T')' + Q_c + Q_r T^4 \\ &+ 2(1 + R^2)^{1/2} (\pi S)^{1/2} H (T_g - T) + F W', \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

定常解については, これらの式の非定常項をゼロとした次の式が成立する.

$$(\rho S W_s)' = 0, \dots\dots\dots (5)$$

$$(\rho S W_s^2)' = (F_s + \sigma S_s P_s)' + \rho G S_s, \dots\dots\dots (6)$$

$$F_s = 3\eta_s S_s W_s', \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} (\rho C S W_s T_s)' &= (\lambda_c S_s T_s')' + Q_c + Q_r T_s^4 \\ &+ 2(1 + R_s^2)^{1/2} (\pi S_s)^{1/2} H_s (T_g - T_s) + F_s W_s', \dots\dots (8) \end{aligned}$$

3.2 微少変動率の基礎方程式 微少変動率の基礎方程式の導出にあたり, 変数 Φ をその定常解 Φ_s と変動率 ϕ をもちいて,

$$\Phi = \Phi_s (1 + \phi) \dots\dots\dots (9)$$

と表す. 変数 Φ は断面積 S , 速度 W , 温度 T , 粘性率 η および熱伝達率 H を表し, 変動率 ϕ はそれぞれの変動率 s, w, t, g および h を表す. このうち粘性率変動率 g をのぞく四つの変動率を最終的な主変数とする.

式の導出においては, 母材表面形状に依存する曲率 R などの係数は一定とする. また密度 ρ は一定とし, 他の物性値の温度変動にともなう変動は, 温度依存性の大きい粘性率 η の変動のみを考慮する.

非定常の連続の式 [式(1)] に, 式(9)を代入して微少変動率をもちいて表す. 二次の微少項を無視し, 一定値の微分をゼロとする. さらに式(5)を考慮して項を消去すると, 微少変動率の連続の式として次の式がえられる.

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + W_s (s' + w') = 0, \dots\dots\dots (10)$$

張力 F の式(3)に式(9)を代入して, 微少変動率をもちいて表す. 二次の微少項を無視し, 式(7)を考慮すると次のようになる.

$$F = F_s \left(1 + g + s + w + \frac{W_s}{W_s'} w' \right), \dots\dots\dots (11)$$

非定常の運動量の式 [式(2)] に, 式(9)を代入して微少変動率をもちいて表す. 二次の微少項を無視し,

一定値の微分をゼロとし、式(6)を引く。張力として式(11)を代入し、式(5)と(10)を考慮して項を消去すると、微少変動率の運動量の式として次の式がえられる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial w}{\partial \tau} + W_s' (s + 2w) + W_s w' \\ &= \frac{F_s'}{\rho S_s W_s} \left(g + s + w + \frac{W_s'}{W_s} w' \right) \\ &+ \frac{F_s}{\rho S_s W_s} \left[g' + s' + w' + \left\{ 1 - \frac{W_s W_s''}{(W_s')^2} \right\} w' + \frac{W_s}{W_s'} w'' \right] \\ &+ \frac{\sigma_p}{\rho W_s} \left(\frac{S_s'}{S_s} s + s' \right) + \frac{G}{W_s} s. \quad \cdots \cdots (12) \end{aligned}$$

非定常のエネルギーの式〔式(4)〕に式(9)を代入して微少変動率をもちいて表す。左辺および右辺第一項はこれまでの二式と同様に展開できる。右辺第三項以降は、順に

$$Q_c + Q_c T^4 \approx Q_c + Q_c T_s^4 (1 + 4t), \quad \cdots \cdots (13)$$

$$\begin{aligned} & 2(1 + R^2)^{1/2} (\pi S)^{1/2} H(T_g - T) \approx 2 \left(1 + R_s'^2 \right)^{1/2} (\pi S_s)^{1/2} H_s \\ & \cdot \left\{ (T_g - T_s) \left(1 + \frac{1}{2} s + h \right) - T_s t \right\}, \quad \cdots \cdots (14) \end{aligned}$$

$$FW' \approx F_s W_s' \left(1 + g + s + 2w + \frac{W_s'}{W_s} w' \right) + F_s W_s w'. \quad (15)$$

とする。このようにえられる式に、式(5)、(8)および(10)を考慮して、項を消去すると、次の微少変動率のエネルギーの式がえられる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{W_s (CT_s)'}{CT_s} (s + w + t) + W_s t' \\ &= \frac{(\lambda_s S_s)'}{\rho C S_s T_s} \left\{ T_s' (s + t) + T_s t' \right\} \\ &+ \frac{\lambda_s}{\rho C T_s} \left\{ T_s'' (s + t) + T_s' (s' + 2t') + T_s t'' \right\} + \frac{4Q_c T_s^3}{\rho C S_s} t \\ &+ \frac{2(1 + R_s'^2)^{1/2} \left(\frac{\pi}{S_s} \right)^{1/2} H_s}{\rho C} \cdot \left\{ \left(\frac{T_g}{T_s} - 1 \right) \left(\frac{1}{2} s + h \right) - t \right\} \\ &+ \frac{F_s W_s'}{\rho C S_s T_s} \left(g + s + 2w + \frac{W_s'}{W_s} w' \right) + \frac{F_s W_s}{\rho C S_s T_s} w'. \quad (16) \end{aligned}$$

式(12)および(16)中の粘性率の変動率 g については、定常解の温度 T_s での粘性率の温度依存性の勾配を、

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{T=T_s} \approx \frac{g \eta_s}{t T_s} \quad \cdots \cdots (17)$$

と近似して、粘性率の変動率 g を

$$g = \left(\frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{T=T_s} \frac{T_s}{\eta_s} t = \eta_s^* t \quad \cdots \cdots (18)$$

と、温度の変動率 t により表す。

3.3 微少変動率の摂動方程式 微少変動率が周期変動するとして摂動方程式を導く。微少変動率の基礎式、式(10)、式(12)および式(16)を、定常解から計算される係数 c をもちいて、

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + c_{S,1}^C s' + c_{W,1}^C w' = 0, \quad \cdots \cdots (19)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial w}{\partial \tau} + c_{S,0}^M s + c_{W,0}^M w + c_{T,0}^M t \\ &+ c_{S,1}^M s' + c_{W,1}^M w' + c_{T,1}^M t' + c_{W,2}^M w'' = 0, \quad \cdots \cdots (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial t}{\partial \tau} + c_{S,0}^E s + c_{W,0}^E w + c_{T,0}^E t \\ &+ c_{S,1}^E s' + c_{W,1}^E w' + c_{T,1}^E t' + c_{T,2}^E t'' = c_{H,0}^E h \quad \cdots \cdots (21) \end{aligned}$$

と書く。係数 c の詳細は補遺に示した。微少変動率 ϕ の周期変動は、その実部の係数 ϕ_R と虚分のそれ ϕ_I 、変動の角速度 ω および虚数単位 j をもちいて

$$\phi = (\phi_R + j \phi_I) e^{j \omega \tau} \quad \cdots \cdots (22)$$

と表す。このとき変動率 ϕ の振幅および位相は

$$|\phi| = \sqrt{\phi_R^2 + \phi_I^2}, \theta_\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\phi_I}{\phi_R} \right) \quad \cdots \cdots (23)$$

である。式(19)に式(22)を代入して変形すると、

$$\begin{aligned} & j \omega (s_R + j s_I) \\ &+ c_{S,1}^C (s_R' + j s_I') + c_{W,1}^C (w_R' + j w_I') = 0 \quad \cdots \cdots (24) \end{aligned}$$

となる。この式が成立するから、左辺の実部と虚部はゼロとなり、

$$\begin{pmatrix} 0 & -\omega \\ \omega & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_R \\ s_I \end{pmatrix} + c_{S,1}^C \begin{pmatrix} s_R' \\ s_I' \end{pmatrix} + c_{W,1}^C \begin{pmatrix} w_R' \\ w_I' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \cdots (25)$$

が成立する。式(20)および式(21)についても式(22)を代入して変形すると同様に、

$$c_{S,0}^M \begin{pmatrix} s_R \\ s_I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_{W,0}^M & -\omega \\ \omega & c_{W,0}^M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w_R \\ w_I \end{pmatrix} + c_{T,0}^M \begin{pmatrix} t_R \\ t_I \end{pmatrix} + c_{S,1}^M \begin{pmatrix} s_R' \\ s_I' \end{pmatrix} \\ + c_{W,1}^M \begin{pmatrix} w_R' \\ w_I' \end{pmatrix} + c_{T,1}^M \begin{pmatrix} t_R' \\ t_I' \end{pmatrix} + c_{W,2}^M \begin{pmatrix} w_R'' \\ w_I'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \dots \quad (26)$$

$$c_{S,0}^E \begin{pmatrix} s_R \\ s_I \end{pmatrix} + c_{W,0}^E \begin{pmatrix} w_R \\ w_I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_{T,0}^E & -\omega \\ \omega & c_{T,0}^E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_R \\ t_I \end{pmatrix} + c_{S,1}^E \begin{pmatrix} s_R' \\ s_I' \end{pmatrix} \\ + c_{W,1}^E \begin{pmatrix} w_R' \\ w_I' \end{pmatrix} + c_{T,1}^E \begin{pmatrix} t_R' \\ t_I' \end{pmatrix} + c_{T,2}^E \begin{pmatrix} t_R'' \\ t_I'' \end{pmatrix} = c_{H,0}^E \begin{pmatrix} h_R \\ h_I \end{pmatrix} \dots \quad (27)$$

が成立する。本計算で解く基礎方程式は、式(25)から(27)である。これらをまとめると、変動率とその空間微分を成分とするベクトル $\mathbf{x} = (s_R, s_I, w_R, w_I, t_R, t_I)^T$, $\mathbf{x}' = (s_R', s_I', w_R', w_I', t_R', t_I')^T$, $\mathbf{x}'' = (s_R'', s_I'', w_R'', w_I'', t_R'', t_I'')^T$ および $\mathbf{h} = (0, 0, 0, 0, h_R, h_I)^T$ と、定常解から計算される係数 c 、角速度 ω およびゼロを成分とする六行六列の行列 $\mathbf{c}$ をもちいて次の式のように書くことができる。

$$c_{x,0} \mathbf{x} + c_{x,1} \mathbf{x}' + c_{x,2} \mathbf{x}'' = c_{h,0} \mathbf{h}. \dots \quad (28)$$

3.4 計算手法 一次元計算の定常解は既報⁽¹⁾の計算手法により求める。式(28)を解くにあたり、各格子点の係数行列 $\mathbf{c}$ の成分 c は定常解から、成分 ω は変動の周波数 f_0 から計算する。つぎに格子点間隔を Δz として、一次の空間微分に一次精度風上差分、二次の空間微分に中心差分を用いて

$$x_i' = \frac{x_i - x_{i-1}}{\Delta z}, x_i'' = \frac{x_{i+1} - 2x_i + x_{i-1}}{\Delta z^2} \dots \quad (29)$$

として式(28)を離散化する。このようにえられる格子点の変動率ベクトル $\mathbf{x}_i$ の方程式をまとめると、全格子点の変動率ベクトル $\mathbf{X} = (\mathbf{x}_1^T, \mathbf{x}_2^T, \dots, \mathbf{x}_n^T)^T$ および $\mathbf{H} = (\mathbf{h}_1^T, \mathbf{h}_2^T, \dots, \mathbf{h}_n^T)^T$ により表される連立方程式

$$\mathbf{C}_x \mathbf{X} = \mathbf{C}_h \mathbf{H} \dots \quad (30)$$

の二つの係数行列 $\mathbf{C}$ を定めることができる。

境界条件は、計算領域の上流側の境界において、断面積、速度および温度の変動率をゼロとし、下流側の境界において自由流出とする。熱伝達率の変動の条件としては、変動の範囲、振幅、周波数および位相を設

定し、係数行列 $\mathbf{C}$ および熱伝達率変動ベクトル $\mathbf{H}$ を対応するよう定める。

このようにえられる連立方程式(30)を行列計算により解いて、全格子点の変動率をもとめる。

3.5 計算条件 これまでの報告⁽¹⁾⁽²⁾と同じ紡糸条件を基準紡糸条件とした。ファイバ素線の直径 D_f および紡糸速度 W_f はそれぞれ $125 \mu\text{m}$ および 15 m/s 、母材直径 D_0 および計算領域入口の温度 T_0 はそれぞれ 0.05 m および 1000 K とした。ヒータ温度 T_h 、ヒータ長さ L_h および炉内径 D_w はそれぞれ 2450 K 、 0.1 m および 0.06 m とした。また紡糸速度 W_f およびヒータ長さ L_h がことなる表1の四条件についても計算を行った。軸対称二次元のエネルギーの式をもちいた場合のこれらの定常解については既報⁽¹⁾⁽²⁾に詳しく述べた。

Table Drawing Condition

Case	Heater Length $L_h [\text{m}]$	Drawing Velocity $W_f [\text{m/s}]$
(a)	0.10	15
(b)	0.10	20
(c)	0.10	25
(d)	0.15	15
(e)	0.20	15

熱伝達率の変動位置 z_0 は、ヒータ上流端の $z_0 = 0.2$ から 0.1 ごとに $z_0 = 0.7$ までの六箇所とした。周波数 f_0 は 1×10^3 から 100 Hz までとした。変動する幅は 0.01 m とし、この範囲で熱伝達率の変動率を $h_R = 0.1$, $h_I = 0$ とした。このとき振幅は 0.1 、位相は $\pi/2$ である。式(30)から熱伝達率の変動率 $\mathbf{H}$ と他の変動率 $\mathbf{X}$ は線形の関係であるから、熱伝達率の変動率が異なる場合の変動率は、比例関係から計算できる。

計算結果は、断面積変動率 s を直径変動率 d に換算して示す。この関係は、断面積と直径の関係を

$$S_s(1+s) \approx \frac{\pi}{4} D_s(1+2d) \dots \quad (31)$$

と近似し、微小変動率間の関係を

$$d = \frac{s}{2} \dots \quad (32)$$

として計算する。

4. 計算結果および考察

4.1 外径変動のモード Case (a) の熱伝達率の変動位置 z_0 および周波数 f_0 と計算領域出口の外径変動率 d_f の振幅の関係を図1および2に示す。横軸に平行な破線は外径変動率 8×10^4 と 4×10^3 を示す。これらは直径 $125 \mu\text{m}$ に対して変動幅 $0.1 \mu\text{m}$ と $0.5 \mu\text{m}$ に対応す

る。以下の図では同様である。また母材の変形の程度を表す量として、定常解の直径勾配 ($-dD/dz$) および速度勾配 dW/dz の分布を図3および4に示す。縦軸に並行な破線はこれまでの報告⁽¹⁾⁽²⁾と同様に Case (a) のヒータ上端 HU、下端 HL と速度勾配の最大位置 VGM を示す。

変動周波数 f_b と外径変動率 q の振幅の関係 (図1および2) によると、 $z_b=0.2$ では 0.003 から 0.03 Hz 程度の周波数において変動率が比較的高く、この間の 0.01 Hz でピークをとっている。 $z_b=0.3$ では 0.001 から 3 Hz 程度の範囲において変動率が下の破線よりも高く、この範囲の変動率の分布は比較的均一である。 $z_b=0.4$ および 0.5 では 0.001 から 30 Hz 程度の広い範囲で変動率が比較的大きく、特に 10 Hz 以上の高周波数域の変動が大きいことが特徴である。なおこの下流の $z_b=0.6$ および 0.7 においては、 $z_b=0.5$ と同様の分布であった。

このような熱伝達率の変動位置 z_b 、周波数 f_b と外径変動率 q の振幅の関係は、変動位置からは (1) $z_b=0.2$ 、(2) $z_b=0.3$ および (3) $z_b=0.4$ から下流の三つに分類すると考えられる。ここで Case (a) の直径勾配 (図3) お

Fig.1 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig.2 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

および速度勾配 (図4) を見てみると、変動位置の(1)から(3)の分類に対応して、これらのオーダから三つに分類しうることがわかる。すなわち(1) $O(-dD/dz)=0.1$, $O(dW/dz)=0.01$, (2) $O(-dD/dz)=0.01$, $O(dW/dz)=0.1 \sim 1$ および(3) $O(-dD/dz)=0.001 \sim$, $O(dW/dz)=10$ である。

Fig.3 Distribution of diameter gradient of steady solution

Fig.4 Distribution of velocity gradient of steady solution

そこで本研究では、熱伝達率の変動と外径変動の関係を、熱伝達率の変動位置の直径勾配および速度勾配のオーダにより表2に示す Mode (L), (M) および (H) の三つのモードに分類する。直径および速度の勾配の分布から分かるように、ヒータ上端 HU 付近の直径勾配が卓越する領域⁽¹⁾⁽²⁾における熱伝達率変動と外径変動の関係が Mode (L) であり、0.01 Hz 程度の低周波数の外径変動が大きいことが特徴である。速度勾配の卓越する領域⁽¹⁾⁽²⁾のそれらの関係が Mode (H) であり、10 Hz 以上の高周波数の外径変動が大きいことに特徴がある。これらの中間領域の熱伝達率変動と外径変動の関係が Mode (M) であり、0.01 から 1 Hz の中間の周波数域で外径変動率が均一なことが特徴である。

Table 2 Three modes of diameter fluctuation divided by the order of gradient at heat transfer fluctuating point

	Mode (L)	Mode (M)	Mode (H)
$O(-dD/dz)$	0.1	0.01	0.001 ~
$O(dW/dz)$	0.01	0.1 ~ 1	10

4.2 紡糸条件の影響 紡糸条件が熱伝達率の変動と外径変動の関係にどのように影響するかを調べる。

まず紡糸速度 W_f による外径変動率の振幅の変化を図5から9に示す。 $z_D=0.2$ から 0.5 の四点の熱伝達率の変動による外径変動のモードは、外径変動率の分布(図5から9)と、これらの点の直径勾配(図3)および速度勾配(図4)から、順に Mode(L), (M), (H) および(H)である。これらのモードは紡糸速度により変化していない。

外径変動率の振幅の変化についてみると、 $z_D=0.2$ から 0.4 の低周波数域の外径変動は(図5から7)、紡糸速度の上昇に伴って小さくなっている。これは低周波数域の変動に影響する直径勾配が、紡糸速度の上昇にともなって小さくなる⁽²⁾ためである。つぎに $z_D=0.4$ および 0.5 の高周波数域の変動については(図8および9)、紡糸速度の上昇にともない変動率が大きくなるとともに、変動率のピークが高周波数側に移っている。これは高周波数域の変動に影響する速度勾配の卓越領域が、紡糸速度の上昇にともなって、下流側に広がるとともに最大値が大きくなる⁽²⁾ためである。

Fig.5 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig.6 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig.7 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig.8 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig.9 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

つぎにヒータ長さ L_h が長くなるときについて、外径変動率の分布の変化を図10から14に示す。 $z_D=0.2$, 0.3 および 0.5 のモードについては、外径変動率の分布(図10, 11 および 14)と、これらの点の直径勾配(図3)および速度勾配(図4)から、それぞれ Mode(L), (M) および(H)である。これらの点のモードはヒータ長さにより変わっていない。このときの外径変動率の振幅の変化についてみると、高周波数の外径変動率が小さくなっていることが分かる。これは図4から分かるように、これらの点の速度勾配が小さくなるためである。

これに対して $z_D=0.4$ では、ヒータ長さが長くなるのにもとまって、低周波数の外径変動が大きくなるとともに（図 12）、高周波数の変動が小さくなり（図 13）、外径変動率の分布が Mode (M) に近づいている。ここでこの点の直径勾配（図 3）および速度勾配（図 4）を見てみると、ヒータが長くなることによるネックダウン形状の変化にもとまって、Case (a) と (e) ではこれらの勾配のオーダーが変化し、Case (e) では Mode (M) のオーダーとなっていることがわかる。これらのことから、この点の変動のモードは、ヒータ長さが長くなることにより、Mode (H) から (M) に変化しているといえる。

Fig 10 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig 11 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig 12 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

先に述べたように $z_D=0.4$ の上流および下流の点のモードが変わっていないこととあわせると、ヒータが長くなることによるネックダウン形状の変化により、中間のモードである Mode (M) の領域が広がっていることが分かる。

Fig 13 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

Fig 14 Fluctuation intensity of fiber diameter vs. frequency

以上のことから、紡糸速度が高くなると、直径勾配が減少して、三つのモードの低周波数の外径変動が小さくなること、および速度勾配が大きくなって、Mode (H) の高周波数の外径変動が大きくなること、が明らかとなった。またヒータが長くなると、ネックダウン形状が変化して、中間のモードである Mode (M) の領域が広がることがわかった。

5. 結言

石英系光ファイバ素線紡糸過程について、炉内ガスと母材間の熱伝達率の周期的変動と、素線外径変動との関係を計算する手法を開発し、熱伝達率の変動位置および周波数と素線外径変動との関係を検討した。またこの関係への紡糸条件の影響を調べた。その結果、次のような結論をえた。

炉内ガスと母材の間の熱伝達率変動と素線外径変動の関係は、熱伝達率の変動位置の直径勾配および速度勾配により三つのモードに分類しうる。第一のモードはヒータ上端付近の直径勾配の大きい領域における

熱伝達率の変動による外径変動であり、0.01 Hz 程度の低周波数の外径変動が大きいことが特徴である。第三のモードは速度勾配が大きい領域における熱伝達率の変動による外径変動であり、10 Hz 以上の高周波数の外径変動が大きいことが特徴である。第二のモードは第一と第三のモードの中間のモードである。

この関係への紡糸条件の影響としては、つぎの点が明らかとなった。(1) 紡糸速度が高いほど、各モードの低周波数の外径変動は小さくなる。また第三のモードの高周波数の外径変動が大きくなる。(2) ヒータが長くなると、ネックダウン形状が変化して、第二のモードの領域が広がる。

これらのことから石英系光ファイバ素線の生産性の向上のために紡糸速度を高速化すると、速度勾配の卓越する領域における高周波数の熱伝達率の変動による素線の外径変動が大きくなり、生産上の問題になると考えられる。その対策として、この領域の熱伝達率の変動を抑制するために、この領域のガス流れを安定させる必要があることが示唆される。

参考文献

- (1) 福谷ほか3名, 機論 C 編, 69(2003), 1670-1677.
- (2) 福谷ほか3名, 機論 C 編, 投稿中.
- (3) ニューガラスハンドブック編集委員会編, ニューガラスハンドブック, 丸善, (1991), 201-203.
- (4) Geyling F. T., The Bell System Technical Journal, 55(1976), 1011-1056.
- (5) Geyling F. T. and Homsy G. M., Glass Technology, 21(1980), 95-102.
- (6) Dianov E. M. et al., Glass Technology, 29(1988), 258-262.
- (7) Myers M. R., AIChE Journal, 35(1989), 592-602.

補遺

式(19)から(21)の係数 c は式(10), (12)および(16)から次の式のようにになる。

$$c_{S,1}^C = W_s, c_{W,1}^C = W_s,$$

$$c_{S,0}^M = W_s' - \frac{F_s'}{\rho S_s W_s} - \frac{\sigma P_s S_s'}{\rho S_s W_s} - \frac{G}{W_s},$$

$$c_{W,0}^M = 2W_s' - \frac{F_s'}{\rho S_s W_s}, c_{T,0}^M = -\frac{F_s' \eta_s^*}{\rho S_s W_s},$$

$$c_{S,1}^M = -\frac{F_s}{\rho S_s W_s} - \frac{\sigma P_s}{\rho W_s},$$

$$c_{W,1}^M = W_s - \frac{F_s'}{\rho S_s W_s} - \frac{F_s \left(2 - \frac{W_s W_s''}{W_s'^2} \right)}{\rho S_s W_s},$$

$$c_{T,1}^M = -\frac{F_s \eta_s^*}{\rho S_s W_s}, c_{W,2}^M = -\frac{F_s}{\rho S_s W_s},$$

$$c_{S,0}^E = \frac{W_s (CT_s)'}{CT_s} - \frac{(\lambda_e S_s)' T_s' + \lambda_e S_s T_s''}{\rho C S_s T_s} - \frac{\left((1+R_s)^2 \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{S_s} \right)^{1/2} H_s \left(\frac{T_g}{T_s} - 1 \right)}{\rho C} - \frac{F_s W_s'}{\rho C S_s T_s},$$

$$c_{W,0}^E = \frac{W_s (CT_s)'}{CT_s} - \frac{2F_s W_s'}{\rho C S_s T_s},$$

$$c_{T,0}^E = \frac{W_s (CT_s)'}{CT_s} - \frac{(\lambda_e S_s)' T_s' + \lambda_e S_s T_s''}{\rho C S_s T_s} - \frac{4Q_s T_s^3}{\rho C S_s} + \frac{2 \left((1+R_s)^2 \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{S_s} \right)^{1/2} H_s}{\rho C} - \frac{F_s W_s' \eta_s^*}{\rho C S_s T_s},$$

$$c_{S,1}^E = -\frac{\lambda_e T_s'}{\rho C T_s}, c_{W,1}^E = -\frac{2F_s W_s'}{\rho C S_s T_s},$$

$$c_{T,1}^E = W_s - \frac{(\lambda_e S_s)' T_s' + \lambda_e S_s T_s''}{\rho C S_s T_s}, c_{T,2}^E = -\frac{\lambda_e}{\rho C},$$

$$c_{H,0}^E = \frac{2 \left((1+R_s)^2 \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{S_s} \right)^{1/2} H_s \left(\frac{T_g}{T_s} - 1 \right)}{\rho C}.$$