—報 文—

溶融紡糸中のフィラメントの熱伝達に 関する光学的解析

東京工業大学工学部 清 水 二 郎 (会員)
 東京工業大学工学部 島 崎 恒 蔵 (会員)
 東京工業大学工学部 島 海 浩 一 郎
 東京工業大学工学部 三 井 孝 夫†

Optical Analysis of Heat Transfer from Filament during Melt Spinning

Jirō Shimizu, Kōzō Shimazaki, Kōichirō Toriumi and Takao Mitsui

Fuculty of Engineering, Tokyo Institute of Technology,

O-okayama, Meguro-ku, Tokyo

Abstract

The mechanism of heat transfer between a running filament and the ambient air has been looked into by the use of the Schlieren system and of the Mach-Zehnder interferometer.

1) The mechanism of heat transfer during a melt spinning process was qualitatively explainable through the Schlieren phenomena (see Figs. 1 to 4).

2) The temperature distributions of air around the filament were calculated under the cooling conditions of the natural and forced (counter flow against the running filament) convections by means of the Mach-Zehnder interferometer. Then the surface temperatures of filament were extrapolated (see Figs. 11 and 12).

3) From these surface temperatures and temperature distributions, the following equations have been devised to calculate the Nusselt number.

The natural convection

$$Nu = 0.369 Ra^{0.291} Re^{-0.007}$$

The forced convection

$$Nu = 0.118 Re^{0.549}$$

or

$$Nu = 0.151 Re^{0.492} Ra^{0.069}$$

where Nu is the Nusselt number, Re the Reynolds number and Ra the Rayleigh number.

4) The filament temperatures were calculated against the above Nusselt number. From results obtained, the authors point out that the Nusselt number may have been underestimated presumably because there was the possibility that the temperature gradient of ambient air changed abruptly near the surface of filament.

(Received October 6, 1971)

摘 要

目 的 溶融紡糸において紡糸過程に対照させながら熱伝達が解析されたことはなかった。このことより本報では紡糸過程から直接的に熱伝達機構を把握しようと試みた。

† 現在：東洋紡績（株）

結果 1) シュリーレン法を用いることにより冷却風のある場合も含めて、熔融紡糸過程における熱伝達機構を定性的に明らかにした。

2) マッハ・ツェンダー干渉計を用い冷却風のない場合および平行流（向流）のある場合について、フィラメント周囲の空気温度パターンを求め、さらにフィラメント表面温度を求めることができた。

3) 空気温度パターン、表面温度を用いてヌセルト数を算出し、シュリーレン法の結果を考慮して次のように実験値を整理した。冷却風のない場合

$$Nu = 0.369 Ra^{0.291} Re^{-0.007}$$

平行流（向流）のある場合

$$Nu = 0.118 Re^{0.549}$$

または

$$Nu = 0.151 Re^{0.492} Ra^{0.069}$$

ここで、 Nu ；ヌセルト数、 Ra ；レイリ数、

Re ；レイノルズ数

4) 干渉計からのヌセルト数を用いてフィラメント温度を計算したが、この結果によると干渉計の値は過少に評価されている。このことについて筆者らはフィラメントのごく近傍で温度勾配が急変しているのであろうと判断した。

(昭和46年10月6日 受理)

1. 緒 論

熔融紡糸過程に対する工学的解析は既に多くの研究者によって試みられている。このうち重要な位置を占めるものとして、熔融流下により成形されるポリマー表面からの熱伝達に関する問題をあげることができるが、これについてはさらに十分に検討を加える必要がある。その理由としては、紡糸過程での熱伝達機構が流下するポリマーの位置や速度によって複雑に変化するのであって、その観察および測定の手段になかなか適当な方法が見出せなかったからである。

従来この種の研究については、流下するポリマーに対して細線での実験結果を紡糸に適用したものが大部分である。たとえば Ziabicki¹⁾、Andrews²⁾、Pechöc³⁾、加瀬ら⁴⁾、山田ら⁵⁾ はいずれも細線の結果を紡糸に適用している。細線からの熱伝達に関する基礎的研究としては、Simmons⁶⁾、Mueller⁷⁾ などの平行流に対するものもあるが、佐野ら⁸⁾ は種々の状態における細線からの熱伝達を詳細に検討し、ヌセルト数に関する実験式を求めた。加瀬ら⁴⁾ は細線に任意の方向で冷却風の当たる場合のヌセルト数を与える式を示した。

しかしながら実際の熔融紡糸過程の熱伝達機構に対しては、フィラメント温度、径、速度などがかなり幅広く変化することからみて、自然対流、強制対流などが複雑に関与しているものとみられ、直接的な観察とそれに基づいた解析が必要であろう。そのための条件として最も重要なことは紡糸環境を大きく乱すことなく実験および測定が行なえることであり、それが一つの理想でもある。上記の観点から、筆者らはこれらの事柄を満足する光学的方法、すなわちシュリーレン法とマッハ・ツェンダー干渉計を用いて、熔融紡糸過程での熱伝達機構をフ

ィラメント周囲の高温空気流を可視化することによって観察し、その温度場の定量化を試みたので、これらの結果、考察などととも報告する。ただし本報ではモノフィラメントの紡糸のみ対象としている。

2. シュリーレン法によるフィラメント周囲の高温空気流の観察

ノズルから紡出されたフィラメントは周囲に熱を伝達しながら冷却してゆくわけであるが、実際にはこの熱伝達機構はかなり複雑に諸因子をからませているものと思われる。すなわち紡出されたフィラメントは熱を伝達しつつ細化し、さらにその温度が低下してゆく。これらは当然、熱伝達機構における支配的因子に影響を及ぼしていると思われる。またこれらに対して、冷却風の与える影響、すなわち、風速、方向などの効果は興味の対象となる。これらのことから単一のフィラメントを紡糸し、シュリーレン法を用いその周囲の空気の挙動を観察した。シュリーレン法については巻末を参照されたい。またポリマーにはポリプロピレン（チッソ・ポリプロ，Grade No, 1016）を使用し、ノズル口径はすべての場合1mmφである。

(a) 冷却風のない場合

第1図はノズルに比較的近い領域での冷却風のない場合のポリプロピレンフィラメントを観察した写真である。第1図(a)ではフィラメント周囲を高温空気流がゆくりと螺旋状に上昇してゆくのを示した写真であるが、この他にもたとえば第1図(b)のように、単に上昇する高温空気流としての形態を取ることもある。ノズルに比較的近いこれらの領域におけるポリマー流速は巻取速度に比して低くまた表面温度も高いが、一般にシュリーレン法によると、前記のように高温空気流がフィラメントに

(a)

(b)

溶融温度；258°C
吐出量；0.0352cc/sec
巻取速度；351cm/sec
シャッター速度；1/125sec
巻取糸織度；60den

(第1図) ノズルに比較的近い領域でのシュリーレン写真

沿って鞘状に観察される上昇気流として見受けられる。またフィラメント周囲のきわめて近傍では、フィラメント移動のために下方へ流動する高温空気流もあると思われるが、ほとんど観察することができなかった。

第2図はポリマー流が第1図に比べてさらに下方へ流下した領域で、ポリマー吐出量が第1図の場合の約 $\frac{1}{3}$ のときの写真である。シュリーレン法では高温空気流は非常にコントラストがなくなり見にくくなるが、ノズル付

(a)

(b)

溶融温度；258°C
吐出量；0.0116cc/sec
巻取速度；351cm/sec
シャッター速度；1/125sec
巻取糸織度；21den

(第2図) ノズルから比較的に離れた領域でのシュリーレン写真

近と比べてやや異なった形態をとる。第2図(a)は上昇する高温空気がフィラメント移動の影響を受けて一部乱れた場合であり、第2図(b)は空気流が下方から広がりながら上昇してゆくところを示したものである。この領域ではフィラメントの移動速度は大きく、温度も低下しており、ノズルに近い領域と比べてフィラメント走行の影響を受けた空気流の動きが目立つようになる。

またノズル下距離と空気流の状態との関係はポリマー

吐出量, 巻取速度によってある程度変化することを確かめた。すなわち吐出量を増加, 又は巻取速度を減少させると, 上昇空気流が主に観察される領域が下方に広がってゆき, 逆に吐出量を減少, 又は巻取速度を増加させると, 上昇空気流の他にフィラメント走行の影響が観察される領域が上方へ広がる。

(b) 平行冷却風 (向流) のある場合

ここでは紡糸の巻取方向と逆向きに平行冷却風を向流と呼ぶことにする。第3図に示したのは向流のある場合のシュリーレン写真であり, フィラメント周囲の鞘状の

溶融温度; 258°C
吐出量; 0.0352cc/sec
巻取速度; 351cm/sec
風速; 63cm/sec
シャッター速度; 1/125sec
巻取糸織度; 60den
矢印は風向を表わす。

(第3図) 平行流(向流)のある場合のシュリーレン写真
上昇高温空気流は向流により加速されるのが観察されたが, 冷却風のない場合と高温空気流の状態が随分異なることがわかる。また風速を増加させるとさらに鞘状の上

(第5図) 向流速度と温度場厚さとの関係

昇高温空気流は加速されるが, 同時にこの温度場の厚さは第5図に示すように風速の増加に伴って減少してゆく。なお第5図は後に述べる干渉計の観察から縞の変形

した厚さを示したものである。冷却風によりフィラメント周囲の温度場の厚さが減少することは温度勾配が急になるということでもあるので, 熱伝達率は風速とともに容易に増加することが予想される。

(c) 横方向冷却風のある場合

横風がある場合のシュリーレン写真を第4図に示す。

紡糸条件は第3図に同じ。

ノズルから6cm付近

(第4図) 横風のある場合のシュリーレン写真

高温空気がフィラメントからはく離するのが観察され, 同程度の風速に対しては平行流よりはるかに高い熱伝達率を示すことが予想される。本報では横風のある場合についてはこれ以上触れない。

以上のようにシュリーレン法を用いることによって, 流下するポリマーの種々の条件による熱伝達機構を定性的ではあるが, 明らかにすることができた。すなわち冷却風のない場合におけるノズルに比較的近い領域では鞘状の高温上昇空気流が観察され, ここでは自然対流が熱伝達に主体的であるものと考えられる。しかしながらポリマー流が下方に移動するに従って, 自然対流とフィラメント移動に伴う影響を考慮に入れる必要があることを観察した。また向流のある場合には上昇高温空気流が加速され, 同時にこの温度場の厚さを減少することが明らかにされた。ここでの熱伝達は強制対流が主体的であると考えられる。

以上の結果は以降における干渉計による熱伝達機構の定量解析に際して十分考慮される必要がある。

3. フィラメント周囲の温度パターンの測定

3.1 温度パターンの測定法

紡糸中のフィラメント周囲の空気はフィラメントから散逸する熱により温度変化を生じ, その結果を密度変

化, すなわち屈折率変化としてマッハ・ツェンダー干渉計で直接測定が可能である。ただし冷却風のない場合および向流を流した場合において, フィラメントからの熱の散逸が断面方向に同心円的であると見なし得ることが条件である。

マッハ・ツェンダー干渉計の機構を第6図に示す。そ

(第6図) マッハ・ツェンダー干渉計の機構

の測定法はスプリッター プレート S_1 に入った平行光線は二分され, 再び S_2 により合一されるが, いま2つの光路, $S_1 M_2 S_2$, $S_1 M_1 S_2$ の光路差を M_2, S_2 により適当に選ぶことによって任意の干渉縞を出現させておき, 測定場所 P にフィラメントの温度場によって生じた光学的光路差を干渉による縞の変化に結び付けて定量化しようというものである。この縞の変形はフィラメントの周囲に生じた光路差の積分値として表わされるが, 計算は前述のようにフィラメント軸に対して同心円的な温度分布が仮定できるような場合にのみ可能である。本報では冷却風のない場合および向流のある場合には干渉図形などから同心円的な温度分布をほぼ仮定できるものと考えた。

3.2 計算式について

空気の屈折率 n , 密度 ρ とすると, この両者の関係は $\delta = n - 1$ として, Dale-Gladstone の式が良く合うことが知られている。すなわち

$$\frac{\delta}{\rho} = \text{const.} \quad \text{.....(1)}$$

あるいは理論的な Lorenz-Lorentz の式を使用すると,

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \text{const.} \quad \text{.....(2)}$$

この実験で使用した光の波長 $548\text{m}\mu$ に対して $\delta \approx 0.000278(15^\circ\text{C})$ 程度⁹⁾であることを考慮すると, (2)は(1)に近似できることがわかる。ここで理想気体を仮定し(1)を用いて, 温度 T は,

$$T = \frac{\delta_0 T_0}{\delta} \quad \text{.....(3)}$$

(3)が温度と屈折率との関係を示す式である。ただし添字 0 は基準温度での値を意味する。

マッハ・ツェンダー干渉計において縞移動数を S とす

る。ここで縞移動数とは縞の移動量を縞間隔あたりで表わした値で, S は当然無次元数である。 λ を光の波長として,

$$S = \frac{1}{\lambda} \int (n_0 - n) dz \quad \text{.....(4)}$$

dz は光進方向の微小距離である。

(第7図) 分割方法と座標

冷却風のない場合および向流のある場合については温度分布はフィラメント軸に対して同心円的であると考えから, 第7図のように軸をとると(4)は次式のようなる。

$$S_y = -\frac{1}{\lambda} \int_y^R (n_0 - n) \frac{2\pi r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad \text{.....(5)}$$

(5)はアーベル型の積分方程式であるから, 解は $\nu = n_0 - n$ において,

$$\nu_y = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^R \frac{dS_y}{r \sqrt{y^2 - r^2}} \quad \text{.....(6)}$$

(6)をさらに展開するためには何らかの近似が必要である。その近似法は種々考えられるが, ここでは以下に示す2通りの近似法により計算式を求め後に検討を行なった。

(a)第7図において, 分割区間を一定幅 w に区分して各区間内において ν が直線的に変化するものとする(6)は次式に近似できる¹⁰⁾。

$$\nu_i = \frac{\frac{\lambda S_i}{w} - \sum_{\mu=i+1}^{N-1} \nu_\mu \{A(i, \mu) - A(i, \mu-1)\}}{A(i, i)}$$

$\delta_i = \delta_0 - \nu_i$ として(3)を用いれば,

$$T_i = \frac{T_0 \delta_0}{\delta_i} \quad \text{.....(3)'}$$

ここで $A(i, \mu) = (\mu+1) \sqrt{(\mu+1)^2 - i^2} - \mu \sqrt{\mu^2 - i^2} - i^2 \ln \frac{\mu+1 + \sqrt{(\mu+1)^2 - i^2}}{\mu + \sqrt{\mu^2 - i^2}}$

添字はそれぞれ位置をあらわす。

(3)' を電子計算機で計算することによりフィラメント周

囲の温度分布を求めることができる。ここで用いた仮定は区分幅がある程度細かく取ればかなり実際的であるものと考えられる。

(第8図) 分割方法

(b)第8図のように分割するものとし、少し粗い仮定であるが、各区間内では ν (すなわち T) が一定であるという仮定を用いれば、式ははるかに単純化する。(4)に相当する式は、

$$S_j = \frac{1}{\lambda} \sum_{i=1}^j \nu_i \cdot 2D_{i,j} \quad \dots\dots(7)$$

故に(7)より

$$\nu_j = \frac{\lambda S_j - 2 \sum_{i=1}^{j-1} \nu_i \cdot D_{i,j}}{2D_{j,j}} \quad (j=1, 2, \dots\dots N)$$

(3)を用いて

$$T_j = \frac{\partial_0 T_0}{\partial_j} \quad \dots\dots(3)^*$$

ただし、 $D_{i,j} = \{ \sqrt{(2N-i-j+3)(j-i+1)} - \sqrt{(2N-i-j+2)(j-i)} \} w$

(3)* を数値計算することにより温度分布を計算できる。

計算式(3)', (3)* は共に仮定の上からは細かく分割するほど良いと考えられる。さらに本報では後に述べるように、フィラメントのごく近傍での温度分布が重要な意味を持ってくるので、狭い分割幅が望まれる。しかしながら実際には読み取り誤差が分割幅を狭くするほど増大することはやむをえず、しかも(3)', (3)* は前進形なので誤差を最少限にとどめる必要がある。これらのことから筆者らは紡糸の実験に先立って、計算式に対する検討の意味も含めて、0.8mmφのニクロム線を用いて自然対流の状態で周囲の空気温度の測定を行なった。分割幅は印画紙上で1mm (実尺は0.267mm) 間隔と2mm間隔の分割幅について、(3)', (3)* を使って計算した。(3)* で計算した場合には分割区間の中点がその区間での温度を代表

(第9図) ニクロム線による結果

するものと仮定した。いずれの場合もいくらかの差は生じるが、大きな差はなくその一部は第9図に示すとおりである。この周囲の空気温度を外挿することによりニクロム線の表面温度を求めることができるが、干渉計の値と熱電対を使った零位接触法による値とは良好な一致を示した。筆者らは実験の溶融紡糸においてもフィラメント表面温度および温度勾配がこの方法により求めることができるものと判断し以下議論を進めてゆくことにした。また分割幅が狭い場合にはかなり入念に縞の移動量を読み取る必要があることを確認した。

3.3 実験

実験は上下可動な測定台にマッハ・ツェンダー干渉計を設置し、ポリマーにはシュリーレンの場合と同様のチッソ・ポリプロ (Grade No, 1016) を使用し、ノズル口径はすべて1mmφである。溶融温度は219°C, 258°C, 吐出量は0.0116cc/sec, 0.0352cc/sec, 巻取速度には56cm/sec, 351cm/secを組み合わせて紡糸条件とした。巻取糸の繊度は吐出量が0.0116cc/secの場合、巻取速度が56cm/secで121den, 351cm/secで21denであり、吐出量が0.0352cc/secの場合、巻取速度が56cm/secで360den, 351cm/secで60denであった。また平行冷却風(向流)を流す場合にはファンからの風を直径80mmのダクトに導き向流とした。風速はPitot管を用いて測定し、その範囲は63cm/sec~246cm/secであった。光源には高圧水銀灯を用い、フィルターを通すことによって548mμの単色光とした。干渉図形は長焦点レンズを取り付けたカメラによって撮影し、さらに印画紙に5倍程度に引き伸ばし縞移動数を測定し計算を行なった。第10図に参考までに実験での紡糸過程における干渉図形を示しておく。

溶融温度; 258°C
 吐出量; 0.0116cc/sec
 巻取速度; 56cm/sec
 シャッター速度; 1/250sec
 ノズルから 47cm 付近
 巻取糸織度; 121den

(第10図) 紡糸における干渉図形

3.4 測定結果および考察

3.4.1 フィラメント周囲の空気の温度パターンとフィラメント表面温度

以上のような手続きを経て測定した紡糸過程におけるフィラメント周囲の空気の温度分布の測定例を第11図に示す。第11図(a)に対して第11図(b)はポリマー吐出量が約3倍になった場合、第11図(c)は向流のある場合である。高温空気層はポリマー吐出量が増加すると厚くなり、逆に冷却風により薄くなる。

(第11図) 溶融紡糸におけるフィラメント周囲の空気温度パターン

このようにフィラメント周囲の空気温度パターンが求まると、前記のように温度を外挿することによりフィラメント表面温度を求めることができる。一部の結果を第12図に示すが、これらは従来筆者らを含めて広く使用されている熱電対による零位接触法と同様の傾向を示すが、熱電対による方法はフィラメントが熔融状態にあるときにはなかなか測定しにくく、フィラメントが高速の場合には摩擦熱による誤差も考えられる。このことから Bevan ら¹¹⁾ による非接触タイプのフィラメント表面温度測定法なども報告されているが、現在のところこれらとの対比はできない。この非接触という観点からみてマ

ッハ・ツェンダー干渉計を用いた測定は表面温度測定法として測定および計算において前記のような制約を受けるが有用である。さらに今迄に測定が不可能であった高温空気層の温度分布が求まる点に大きな意義があるといえる。

3.4.2 熔融紡糸過程における熱伝達率

フィラメント周囲の空気温度パターンによって表面での温度勾配が求まるものとすれば、無次元化した熱伝達率、すなわちヌセルト数を次式によって計算することができる。フィラメント表面温度 T_s 、室温 T_a 、フィラメント半径 R とすると、ヌセルト数 Nu は、

(第12図) 干渉計によるフィラメント表面温度

加させるとヌセルト数は減少する傾向がある。またノズルから離れたところでヌセルト数がやや増加する傾向を示す。試みに第14図にこれらのヌセルト数とレイノルズ

(第14図) 冷却風のない場合のヌセルト数とレイノルズ数との関係

(第13図) 冷却風のない場合のヌセルト数とノズル下距離との関係

$$Nu = - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} \times \frac{2R}{T_s - T_a} \quad \dots\dots(8)$$

なお本報で使用される無次元数については巻末を参照されたい(巻末B)。次に(8)より求めたヌセルト数について冷却風のない場合および向流のある場合に分けて示した。

冷却風のない場合のヌセルト数

冷却風を流さない場合のヌセルト数とノズル下距離との関係を第13図に示した。熔融温度を上げるほどまた吐出量が多いほど大きなヌセルト数を与え、巻取速度を増

加させるとヌセルト数は減少する傾向がある。またノズルから離れたところでヌセルト数がやや増加する傾向を示す。試みに第14図にこれらのヌセルト数とレイノルズ数(フィラメント直径、フィラメント速度による)をプロットしてみたが、ヌセルト数はレイノルズ数とともに減少し同一紡糸条件では両対数グラフ上で直線に並ぶものの、吐出量などを変えると一つの曲線としてでは表わすことができなかった。このことはヌセルト数がレイノルズ数だけの簡単な関数で近似することができないことを示している。筆者らは先にシュリーレン法によって冷却風のない場合のフィラメントからの熱伝達においては自然対流の影響がノズルに比較的近い領域では圧倒的であることを観察した。ノズルから離れたところでヌセルト数がやや増加する傾向を示していたのは強制対流の影響が現われ始めたものと思われ、ヌセルト数に対してレ

イリ数 Ra とレイノルズ数の積で近似することにした。
すなわち $Nu = \alpha Ra^\beta \cdot Re^\gamma$ として最小二乗法を用いた。
(9)は平均誤差13.3%でヌセルト数を与えた。

$$Nu = 0.369 Ra^{0.291} Re^{-0.007} \left[\begin{matrix} Ra; 10^{-3} \sim 7 \\ Re; 0.7 \sim 25 \end{matrix} \right] \dots (9)$$

(9)から言えることは冷却風のない場合には Ra が熱伝達
にとって非常に重要な因子であり、予想外に Re の寄与
が少ないことであろう。

佐野らは細線を走行させ、自然対流の影響はガラスホ
ッフ数が $10^{-4} \sim 10^{-2}$ の範囲で無視でき次式を得た^{8),12)}。

$$Nu = 0.25 + 0.15 Re^{0.36} \dots (10)$$

また垂直固定細線においてはヌセルト数に関して次式を
示した⁸⁾。

$$Nu = 0.65 Ra^{0.07} (10^{-5} < Ra < 10^{-2}) \dots (11)$$

紡糸において自然対流の影響が無視できないものとすれ
ば、(10)に(11)を考慮しなければならず、等価加算法¹²⁾を用
いれば(10)、(11)より

$$Nu = 0.25 + 0.15 \left[Re \left(1 + \frac{R'}{Re} \right) \right]^{0.36} \dots (12)$$

ここで、 $R' = (4.33 Ra^{0.07} - 1.67)^{2.78}$

(12)が佐野らの式による冷却風のない場合のヌセルト数を
与える式である。

加瀬ら⁴⁾は冷却風のない場合のヌセルト数を固定細線
に平行流を流した場合の値で代表できると考え、佐野ら⁸⁾
Summons⁶⁾、Mueller⁷⁾のデータをも含めて次式で表わ
した。

$$Nu = 0.42 Re^{0.334} \dots (13)$$

他に溶融紡糸過程に(13)のような固定細線に平行流を流し
た場合の結果を用いた報告がいくつかある^{1),13)}。

本報での紡糸条件ではレイリ数は約 $7 \sim 10^{-3}$ 位まで変
化するので、(12)によりヌセルト数を計算することには問
題があるが、あえて第1表において筆者らの設定した紡

(第1表) (9)、(12)、(13) 式の比較

実験式	(9)	(12)	(13)	〈紡糸条件〉 溶融温度 258℃ 巻取速度 56cm/sec 吐出量 上段 0.0116cc/sec 下段 0.0352cc/sec
ノズル からの距離				
4 cm	0.43	0.68	0.37	
	0.64	0.75	0.49	
13	0.20	0.58	0.51	
	0.39	0.69	0.62	
19	0.17	0.57	0.55	
	0.30	0.66	0.69	
28	0.13	0.56	0.60	
	0.24	0.65	0.76	
37	0.11	0.56	0.65	
	0.21	0.65	0.82	
48	0.11	0.56	0.66	
	0.21	0.65	0.84	
57	0.11	0.56	0.68	
	0.20	0.65	0.84	

糸条件で(9)、(12)、(13)を比較してみた。(9)と(12)は同じよう
な傾向を示しているが、(9)は全体的に(12)、(13)よりかなり
小さい値を与え、また巻取速度が増加するとさらにこの
傾向は強くなり、このことは(12)、(13)の両式がフィラメン
ト移動による強制対流が熱伝達の主体であることに立脚
しているのに対し、筆者らの(9)が熱伝達の主体を自然対流
に置いていることに基因するものである。

(第15図) 向流のある場合のヌセルト数とノズル下距離
との関係

向流のある場合のヌセルト数

向流を流した場合のヌセルト数は第15図に示すよう
であり風速とともにヌセルト数は上昇してゆくのがわか
る。冷却風のない場合のヌセルト数はレイノルズ数の寄
与が大きく現われていないことは前記のとおりである
が、そのためにここではフィラメント速度は無視し、風
速とフィラメント径でとったレイノルズ数をヌセルト数
に対してプロットしてみた。したがって冷却風のない場
合のレイノルズ数とは異なることに注意されたい。第16

(第16図) 向流のある場合のヌセルト数とレイノルズ数
の関係

図にみられるように、両対数グラフ上ではほぼ一直線上にあるとみてよく、 $Nu = \alpha Re^{\beta}$ として実験式を求めた。

$$Nu = 0.118 Re^{0.549} \quad \left[\begin{array}{l} \text{風速; } 63 \sim 246 \text{ cm/sec} \\ Re; 8 \sim 105 \end{array} \right] \dots\dots (14)$$

(14)は平均誤差15.5%で Nu を与えた。

第16図において×印を付してあるのはノズル下4cmの部分での値であり、(14)より高い値を示しているものが多い。これは全体的には冷却風による強制対流の影響が圧倒的であるが、ノズルに近い部分ではフィラメント表面温度が高く、径が太いために自然対流の影響が強いためと思われ、この領域でのヌセルト数を(14)で評価すると、実際より過少な値を与えるであろう。このため再び冷却風のない場合と同様の形でヌセルト数を近似し次式を得た。

$$Nu = 0.151 Re^{0.49} Ra^{0.07} \quad \left[\begin{array}{l} Re; 8 \sim 105 \\ Ra; 0.07 \sim 6.3 \end{array} \right] \dots (15)$$

(15)は平均誤差13.3%でヌセルト数を与え、ノズル近傍で(14)よりも良い値を示す。また向流を流した場合にはヌセルト数は冷却風によって主に決定され自然対流による影響は少ないが、完全には無視し得ない。

佐野らは細線の結果、やはり細線速度の影響を無視できるとし、固定細線の場合を含めて平行流(向流、並流)の場合のヌセルト数を次式で近似した^{8), 18)}。

$$Nu = 0.35 + 0.146 Re^{0.50} \quad (1 < Re < 100) \dots\dots (16)$$

Anantanarayanan らは平行空気流中で細線の振動が熱伝達に与える影響について考察したが、静止細線については次式を示した¹⁴⁾。

$$Nu = 0.0522 Re^{0.729} \quad (198 < Re) \dots\dots (17)$$

(第17図) 平行空気流中でのヌセルト数とレイノルズ数との関係

第17図に示すように佐野らは(16)の延長上に(17)が存在することを指摘したが、筆者らの(14)はむしろ(17)に似かよっている。(14)、(16)、(17)はレイノルズ数が 10^2 前後では大きな差はないが、レイノルズ数が小さい範囲では(14)と(16)との

差はかなり大きくなる。しかも実際の紡糸において(16)に同伴流および自然対流の影響を考慮するものとするれば、等価加算法により(10)、(11)、(16)を用いて次式のようになり差はさらに大きくなる。

$$Nu = 0.35 + 0.146 \left[Re \left(1 + \frac{R'}{Re} \right) \right]^{0.5} \dots\dots (18)$$

$$\text{ここで、} R' = (4.45 Ra^{0.07} - 2.40)^2 + (1.027 Re^{0.36} - 0.685)^2$$

ただし Re は風速とフィラメント直径、 R' はフィラメント速度と直径でとったレイノルズ数である。

3.4.3 フィラメントの表面温度による熱伝達率の検討

さて筆者らはマッハ・ツェンダー干渉計を用いて、冷却風のない場合および向流のある場合について前記のように実験式を求めた。しかしながらこの値は従来の細線による値と比べてかなり低目であることは前に述べたとおりである。この両者の妥当性を検討する意味で、干渉計での結果、および佐野らの細線での結果の両方について、筆者らの設定した条件でフィラメントの温度分布の計算を行なった。ただし半径方向温度分布は考慮し、ポリマーの結晶化熱、そして密度、熱伝導率、比熱、および空気熱伝導率の温度依存性は無視し、計算式および物性値については巻末を参照されたい^{巻末C)}。

第18図(a)、(b)は筆者らおよび佐野らの熱伝達率に基づいて計算された結果である。また○印は干渉計によって求められたフィラメント表面温度を参考までに付してある。これによれば筆者らのヌセルト数によるフィラメン

(第18図(a)) 冷却風のない場合の計算されたフィラメント温度

(第18図(b)) 向流を流した場合の計算されたフィラメント温度

ト表面温度はノズルから下がるほど過大な表面温度を与えているのに対して、佐野らのヌセルト数による値は筆者らのものよりは良好に一致している。干渉計による表面温度が熱電対による零位接触法と似通った値を示すことは前に述べたが、零位接触法が真のフィラメント表面温度を測定し得るとは言えないまでも、現状では比較的信頼できる方法であろうことを考慮し、干渉計による温度がほぼ正しいものとする干渉計による熱伝達率は過少の値を与えているものと判断せざるを得ない。

筆者らは(8)によってヌセルト数を求めたわけであるが、(8)によって真のヌセルト数を求め得る前提としてはフィラメント表面での温度勾配が正確に求められることにあるのはいうまでもない。すなわち本報ではフィラメント表面での温度勾配は周囲の空気温度を外挿することにより得られることを仮定してきたわけであるが、実際の溶融紡糸過程においてはフィラメントが走行しており、仮にフィラメント表面のごく近傍で温度勾配が急変しているものとしても、マッハ・ツェンダー干渉計によってはこれを求めることは困難で、表面温度は比較的一致しても結果として熱伝達率を過少評価することも考えられる。さらに筆者らのデータにおいて巻取速度を増加させると、表面温度はわずかながら減少するのに対して、ヌセルト数も巻取速度に伴って減少してゆくということを考えると、明らかに逆の傾向を示しており、巻取速度の遅い時に比べてさらに著しく急になると思われるフィラメント表面のごく近傍での温度勾配がより小さく評価された結果としての相違を意味するものとも受けと

られる。

このようにフィラメント表面温度から熱伝達率を検討すると、筆者らの結果は過少な値を与える可能性がある。

4. 総括

本研究で得た結果を総括すると次のとおりである。

溶融紡糸過程において冷却風のない場合および冷却風を流した場合についてシュリーレン法を用い、フィラメント周囲の高温空気流の挙動を観察した。冷却風のない場合には自然対流の影響が強いが、ノズルから離れた領域ではこれとフィラメント移動による強制対流の影響を考慮する必要がある。また向流を流した場合には強制対流の影響が圧倒的になり、風速とともに熱伝達率は増加してゆくことが予想された。さらに横風がある場合には最も大きな熱伝達率を与えるであろうことを観察した。

本報ではさらに冷却風のない場合および向流を流した場合について定量解析する手段としてマッハ・ツェンダー干渉計を用い、フィラメント周囲の空気温度パターンを計算し、これよりフィラメント表面温度を求めた。さらにこれらを用いてヌセルト数を実際に算出した。冷却風のない場合にはヌセルト数はシュリーレン法の結果を考慮して次式で近似した。

$$Nu = 0.369 Ra^{0.291} Re^{-0.007}$$

また平行流(向流)の場合にはフィラメント速度は無視でき次式に近似できた。

$$Nu = 0.118 Re^{0.549}$$

または自然対流の影響を考慮に入れて上式より近似の良い式を得た。

$$Nu = 0.151 Re^{0.492} Ra^{0.069}$$

これらのマッハ・ツェンダー干渉計による値は従来の細線による結果と比較し、いずれもかなり低目のヌセルト数を与える。

さらに筆者らはこれらのヌセルト数を用いて熱伝導方程式により、フィラメントの温度分布を計算したが、その結果からみると干渉計による熱伝達率は過少であることを示している。これに対し筆者らはフィラメント表面温度が比較的良好な値を与えていること、およびフィラメントが走行していることから考えて、フィラメント表面のごく近傍で温度勾配が急激に変化している可能性を示唆し、従来の細線による結果との差異がこの点にあると判断した。

文 献

- 1) A. Ziabicki; Faserforsch. u. Textiltech., **8**, 467 (1957)
- 2) E. H. Andrews; Brit. J. Appl. Phys., **10**, 39 (1959)
- 3) V. Pechóc; Faserforsch. u. Textiltech., **10**, 62 (1959)

- 4) 加瀬, 松尾; 繊維誌, **18**, 188 (1965)
S. Kase, T. Matsuo; J. Polymer Sci., **A3**, 2541 (1965)
S. Kase, T. Matsuo; J. Appl. Polymer Sci., **11**, 251 (1967)
- 5) 山田, 佐野, 南部; 繊維誌, **22**, 197 (1966)
- 6) L. F. G. Simmons; Phil. Mag., **7-th**, **3**, 81 (1927)
- 7) A. C. Mueller; Trans. A. I. Ch. E., **38**, 613 (1942)
- 8) 佐野, 西川; 化工, **28**, 275 (1964)
- 9) 東京天文台編; 理科年表 (丸善), 物理化学部, 光の項
- 10) R. W. Ladenburg (Editor); High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion (vol. IX). Physical Measurement in Gas Dynamics and Combustion. (Princeton Univ. Press, 1954) P. 15
- 11) H. Bevan, R. E. Ricketts; J. Sci. Instrum., **44**, 1048 (1967)
- 12) 佐野, 山田; 化工, **30**, 997 (1966)
- 13) 石橋, 青木, 石井; 高化, **27**, 211 (1970)
T. Ishibashi, K. Aoki, T. Ishii; J. Appl. Polymer Sci., **14**, 1597 (1970)
- 14) R. Anantanarayanan, A. Ramachandran; Trans. A. S. M. E., **80**, 1426 (1958)
- 15) 清水, 三井, 石川; 繊維学会42年春期講演要旨集, P. 107
- 16) G. D. Smith; Numerical Solution of Partial Differential Equations (Oxford Univ. Press, 1965) P. 44
または藤川訳 (サイエンス社)
- 17) ibid; P. 60
- 18) 繊維学会編; 繊維の形成と構造の発現 (化学同人, 1969) P. 58

付 録

A) シュリーレン法について

本報では以前に筆者らの一部が溶融紡糸において使用したものと同一の装置を用いた¹⁵⁾。すなわち第A-1図に示すように測定位置Pに生じたフィラメントによる空気の温度変化に対応した屈折率変化に応じて通過する光線

(第A-1図) シュリーレン法の原理

の光路が変化するが, ナイフ・エッジによりこれらの光路を変えた光線が通過するか, さえぎられるかにより明暗をつけてフィラメント周囲の高温空気層を可視化する方法である。

B) 無次元数について

本報で使用した無次元数は次のようである。

$$\text{ヌセルト数; } Nu = \frac{(2R) \cdot h}{k_a}$$

$$\text{レイノルズ数; } Re = \frac{(2R) \cdot v}{\nu_a}$$

$$\text{プラントル数; } Pr = \frac{C_a \mu_a}{k_a}$$

$$\text{グラスホッフ数; } Gr = \frac{(2R)^3 \cdot \beta_a \cdot g \cdot (T_s - T_a)}{\nu_a^2}$$

$$\text{レイリ数; } Ra = Pr \cdot Gr$$

ここで, R ; 半径, h ; 熱伝達率, k ; 熱伝導率, v ; 速度, ν ; 動粘性係数, C ; 比熱, μ ; 粘度 (せん断), β ; 体膨張率, T ; 温度

また添字として, a ; 空気, s ; 表面

また ν などの物性値は膜温度 (室温と表面での温度の算術平均値) におけるものを使用した, プラントル数はほぼ0.7としてさしつかえない。

C) フィラメント温度の計算式および計算について

円筒座標を採用し, z 軸を巻取方向にフィラメントの中心軸に一致させてとり, 本文中で述べたように結晶化熱, あるいは物性値の温度依存性は無視する。ゆえに基礎方程式は,

$$K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial T}{\partial t} \quad \dots\dots (C-1)$$

ただし, K ; 温度伝播率 ($K = \frac{k_P}{C_P \rho_P}$, k_P ; ポリマーの

熱伝導率, C_P ; 比熱, ρ_P ; 密度)

r ; 半径方向距離, θ ; 角, t ; 時間

z 方向の熱伝導量は半径方向に比べ無視できると考え, また角依存性はない。そして次のような変換ができるものとする,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = v \cdot \frac{\partial T}{\partial z}, \quad U = \frac{r}{R}, \quad Q = \pi R^2 \rho_P v$$

$$Z = \frac{\pi k_P}{Q C_P} z$$

ここで, v ; フィラメント速度, R ; 半径

(C-1)より

$$\frac{\partial^2 T}{\partial U^2} + \frac{1}{U} \frac{\partial T}{\partial U} = \frac{\partial T}{\partial Z} \quad \dots\dots (C-2)$$

(C-2)は T が U の関数と Z の関数との積であらわせるとして, 変数分離による解を求めることが可能であるが²⁾, 筆者らは階差方程式による解法を用いたので, 以

(第C-1図) 階差方程式の分割方法

下それについて示すことにする。第C-1図のように分割

するものとし、 $r' = \frac{\Delta h}{(\Delta k)^2}$ とおけば(C-2)は、

$$T_{i,j+1} = r' \left(1 - \frac{1}{2i}\right) T_{i-1,j} + (1 - 2r') T_{i,j} + r' \left(1 + \frac{1}{2i}\right) T_{i+1,j} \quad \dots\dots (C-3)$$

中心に関しては次式のようになるから¹⁵⁾、

$$2 \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial^2 U} \right)_{U=0} = \frac{\partial T}{\partial Z}$$

階差方程式に書き直せば、

$$T_{o,j+1} = (1 - 4r') T_{o,j} + 4r' T_{1,j} \quad \dots\dots (C-4)$$

初期条件および境界条件は T_m を熔融温度、 T_s をフィラメント表面温度、 T_a を空気温度(室温)とすると、

$$T_{i,0} = T_m$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial U} \right)_{U=1} = - \frac{Nu}{2} \cdot \left(\frac{k_a}{k_p} \right) (T_s - T_a)$$

フィラメント表面では、 $r'' = \Delta k \cdot \left(\frac{k_a}{k_p} \right)$ とにおいて、

$$T_{n,j+1} = 2r'' T_{n-1,j} + \left[1 - r'' \left(2 + r'' \left(1 + \frac{1}{2n} \right) Nu \right) \right] T_{n,j} + r'' r'' \left(1 + \frac{1}{2n} \right) Nu \cdot T_a \quad \dots\dots (C-5)$$

(C-3)、(C-4)、(C-5)を電子計算機で数値計算することによりフィラメントの温度を計算することができる。ただしここで用いた式は区分間隔の取り方については注意を要する。行列法¹⁶⁾による計算では安定条件は、 $8r' + r' r'' (2 + \Delta k) \cdot Nu \leq 4$ である。ここでは、 $\Delta k = 0.1 \sim 0.125$ 、 $\Delta h = 0.003 \sim 0.005$ で分割された。

物性値については次のように仮定した。 $\rho_p = 8.3 \times 10^2 \text{ kg/m}^3$ 、 $C_p = 0.7 \text{ kcal/kg} \cdot ^\circ\text{C}$ 、 $k_a = 0.03 \text{ kcal/m} \cdot \text{hr} \cdot ^\circ\text{C}$ 、 $k_p = 0.15 \text{ kcal/m} \cdot \text{hr} \cdot ^\circ\text{C}$

また冷却風のない場合にはノズルヘッド付近の空気は室温とは見なせず、ノズル下 4cm までは空気温度が指数関数的に変化するものとして計算を行なった。

付記

本研究は日本繊維機械学会第24回年次大会において発表した。またポリマー(P.P.)を提供されたチッソ株式会社、日東紡績株式会社に感謝する。