

干渉膨張計への合致法の応用

岸 井 貫*

Application of the Coincidence Method for the Interferometric Dilatometer

By T.KISHII

Mechanical Material Engineering Dpt. (in Field of Lamp and Tube), Tokyo Shibaura Electric Co.

Interferometric dilatometers, owing to their high accuracy and reliability, are used to measure the thermal expansion of metals, glasses, ceramics which are accounted much of for the sealing of lamps and electron tubes. It has been, however, with this apparatus, necessary to continually watch the translation of interference fringes, which oftentimes limits their utilization.

Application of coincidence method has been tried to exclude this defect. In this paper are described:

- (1) An interferometric dilatometer with which interference fringes with reference to several spectral lines can be observed by means of spectral lamps and glass filters
- (2) Determination of the absolute orders of fringes by the conventional and the reformed coincidence methods
- (3) Discussions on some problems of the reformed method
- (4) Applications for special or high temperature measurements

By this new method, the interferometric dilatometer will extend the frontier of experimental applications.

〔I〕 緒 言

管球においてガラスと金属またはガラス同士の封入、封着は重要な操作であるが、その良否は相互の熱膨張の関係によるところが大きいので、封着材料の膨張測定の結果が重視されている。多種の膨張計の中、干渉膨張計は光の干渉を利用して試料の膨張を測定するもので、目測によっても容易に光波長の 1/20 まで読取ることができ、高倍率、高精度が得られる特長がある。しかしその欠点としては、試料の調整に熟練を要すること、測定中に干渉縞を観察し続けるために注意力、労力が必要なことが挙げられる。後者の欠点を補うために自記装置が開発されているが⁽¹⁾⁽²⁾、筆者は同じ目的で合致法を応用して干渉縞の次数の絶対値を決定し、膨張計の利用範囲を広げることを行なったので、以下に報告する。

干渉膨張計は前記の欠点のため日常の測定用には適しないが、他の膨張計の精度検査や、試料長さ等の点で他の膨張計で十分な精度が得られない場合等に有利に應用できることが多いと考えられる。

〔II〕 干渉膨張計の構成

筆者の膨張計の光学系を図1に掲げた。干渉計内の光路に変化を与えることなく光源およびスペクトル線を交換できるような考慮したものである。光源は小形スペクトルランプを用いたが、これはフィルタにより比較的簡単に単色光を取り出せるカドミウムランプを使

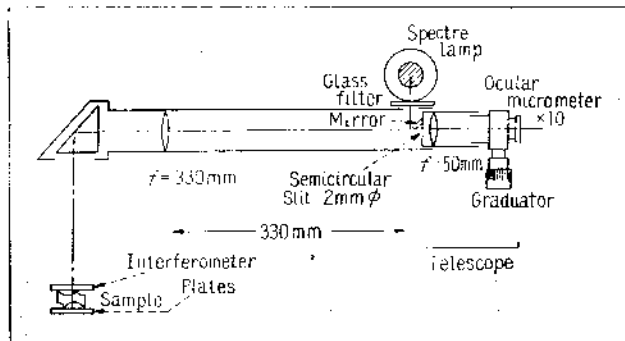


図1. 干渉膨張計の光学系

Schematic representation of optical system of interferometric dilatometer with exchangeable light source

用するためである。もしさらに工夫してH型スペクトルランプを用い、Merritt⁽²⁾、Saunders⁽³⁾等と同様な構成にすれば干渉縞の明るさが更に増すであろう。

〔III〕 干 渉 縞

干渉縞について一般的で厳密な表示を導くことは困難と思われるが、次のように考えれば十分である。

ほぼ平行な二面(交角 γ)を単色光で照らして眺めたとすれば、光源の同一点から発し各面から反射後観測装置の入射瞳に入った二つの光の間の光路差は

$$D = 2t n \cos \theta + \sigma \quad \dots \dots \dots (1)$$

で与えられる⁽⁴⁾。 n は二面間の媒質の屈折率、 t は反射点における二面間の距離、 θ は反射光と二面間の角の二等分面の垂線とのなす角、 σ は反射時の位相変化によるもので n が反射面の外方の屈折率より小さい場合は半波長である。前述の型の膨張計では θ が十分小さくかつ全視野にわたり一定になっており、特に膨張率 $(\delta t/t)$ 測定時には打消されるから $\cos \theta = 1$ としてよいであろう。なお光源の位置も影響しない。故に $nt = \mu(\lambda_0/2)\mu$ ：整数、 λ_0 ：真空中の波長、のとき2光線は互に打消されて暗くなり、同一厚さの点を巡る暗条をなし、結局等厚の干渉縞が現われる。本報では便宜上

$$N = 2tn/\lambda_0 = 2t/\lambda \quad \dots \dots \dots (2)$$

を次数と呼んでおく(λ :波長)。

干渉縞の見える位置は $\gamma \neq 0, \theta \cong 0$ の時には反射面附近にあり⁽⁵⁾⁽⁷⁾、図1の望遠鏡は無限大に調整してやればよい。

〔IV〕 熱膨張の計算

試料の設定には各種の方法があるが、ここでは試料を2枚の光学平面で挟み、試料の長さが2面間の距離 t に等しい場合を考える。試料の温度を T_1 から T_2 に変えた時、干渉面上の固定点Mの位置における干渉縞の次数が N_1 から N_2 に変わったとすれば試料の長さ変化は

$$\delta t = t_2 - t_1 = N_2(\lambda_2/2) - N_1(\lambda_1/2) \quad \dots \dots \dots (3)$$

λ_1, λ_2 は T_1, T_2 における光の波長である。標準状態における波長を λ_s とし $\lambda_1 = \lambda_s(1 + \Delta_1)$ 等と書けば

$$\delta t/t \cong (N_2 - N_1)\lambda_s/2t + (\Delta_2 - \Delta_1) \quad \dots \dots \dots (4)$$

右辺には $\Delta_2(N_2 - N_1)/N_1$ を省略してある。 Δ は空気補正(air co-

* 機材技術部

rection) であって、 n の温度変化から計算できる。

[V] 空気補正

空気の屈折率とその温度変化は常温付近で詳しく研究されたが⁽⁹⁾の⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、100°C 以上で実測された例がない。筆者は表1⁽¹¹⁾の値を用い、 $(n-1)$ が絶対温度に反比例すると仮定して空気補正を算出することにしている。この結果は上記の研究者等による実験式を高温まで外挿して求めた値と十分一致する。なお必要あれば $(n-1)$ が気圧に反比例すると仮定して更に補正する。

表1. スペクトル線の波長とそれらに対する空気の屈折率
Wave lengths of some spectral lines and refractive indices of air for them

Spectral lines	Wave length λ	n for dry CO_2 free air at 15°C: 760mmHg
Cd Red (R)	6438.4696	1.00027638
Cd Green (G)	5085.8212	1.00027872
Hg Yellow (y)	5790.6638	
Hg Yellow (y')	5769.5996	
Hg Green (g)	5460.7430	1.00027788
Hg Violet (v)	4358.3250	1.00028105

[VI] スペクトル線

スペクトルランプにガラスフィルタを表2のように組合わせてスペクトル線を取り出した。ただしフィルタは通常と異なる厚さにしたものもある。これは他の線が妨害しない範囲でなるべく透過率を大きくするためである(図2参照)。完全な単色光を得る方法は文献⁽²⁶⁾を参照されたい。

長さ約 10 mm の試料につきスペクトル線だけを変えてそれぞれ干渉縞を撮影したものを図3に掲げた。二つ以上のスペクトル線が混じている場合、双方の位相が約半周期異なると縞の明瞭度 (visibility) が悪くなる。ただし v および v' 線による縞は v' 線の視感度が小さいので、写真では明瞭度が悪い場合でも肉眼では v 線による縞が見える。

表2. スペクトル線を出すためのスペクトルランプとフィルタの組合せ
Combinations of spectral lamps and glass filters for picking up spectral lines

Lamps	Filters			
	V-02	V-G1B*	V-C1A#	V-V2
Cd	R	G	B+V	
Hg	y+y'	g		v+(v')

For notation, see Fig. 3.

: Thicker than normal products

* : Thinner than normal products

() : Very faint for visual observation

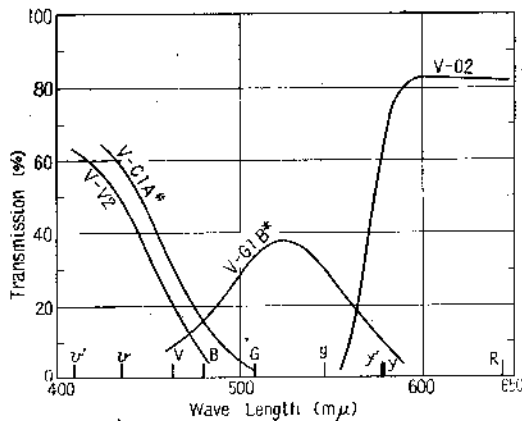


図2. ガラスフィルタの透過率曲線
Transmission curves of glass filters
* : Thinner than normal products
: Thicker than normal products
For notation see Fig. 3.

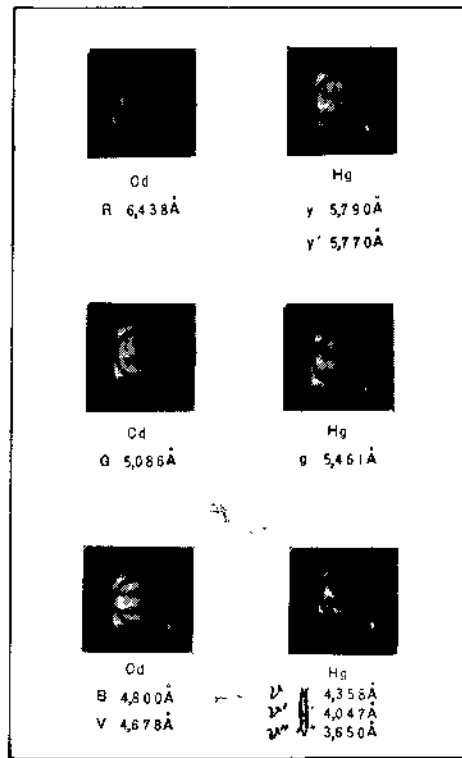


図3. 同一試料につきスペクトル線を変えて撮影した干渉縞
Interference fringes photographed by exchanging spectral lines successively. Sample length and diameter were both about 10mm.

る縞が見える。ASA100のパナクロフィルムを使用し、撮影レンズの焦点距離 180 mm、実効的絞り約 1:130 とし、 v 線に対し 5 分ないし R 線に対し

30 分の露出で撮影できた。周辺の不規則な線は上方干渉板中のスジによるものである。

[VII] 合致法: 通常の方法

例えば分光学で Fabry-Perot の干渉計を用い合致法を行うのは常用手段で、二三の著書にも解説されている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。同じ原理は干渉膨張計の等厚の干渉縞にも適用された⁽¹⁴⁾⁽⁸⁾。後者の場合について簡単に説明する。

目標点 M における 2 面間の距離 t を精密に知るには、M 点で干渉縞の次数 N がいくらかであるかを求めればよい。 N の小数部 ϵ は M とそれを挟む二つの暗条との距離を接眼測微計で測れば容易に知れるが、 N の整数部 ν は簡単には判らない。今スペクトル線 a, b, \dots を用いてそれぞれ $\epsilon_a, \epsilon_b, \dots$ を測定したとすれば、

$$t = (\nu_a + \epsilon_a)\lambda_a/2 = (\nu_b + \epsilon_b)\lambda_b/2 = \dots \quad (5)$$

の関係がある。なんらかの方法で t の近似値が測られていて $\nu_a' > \nu_a > \nu_a''$ なることが知られたならば、この範囲内の数を ν_a と見なして順々に式 (5) に代入しそれぞれ ϵ_b, \dots を計算して見る。その中で ϵ_b, \dots の計算値がすべて測定値と測定誤差の範囲内で合致するものが見つければ、その時代入された数が ν_a の正しい値であると判断する。

[VIII] 合致法: 相互位置法

8.1 方法の説明

筆者は等厚の干渉縞の場合に合致法を次のように改良した。各種のスペクトル線による干渉縞の暗条の位置は、接眼顕微鏡の視野中の移動線をこれに平行にして、暗条と合致させた時の、目盛輪の読みで表わすことができる(図4参照)。今 G 線による相隣る暗条 G_r, G_{r+1} を選ぶ。添字は次数を表わすものとする。したがって整数である。この間にある R 線、g 線、v 線の干渉縞のそれぞれの暗条 R_p, g_r, v_ϕ 並びに G_r, G_{r+1} の位置を測定し、次のような量を計算する。

$$a_{p/r} = R_p G_r / G_{r+1} G_r \quad (6)$$

$a_{v/g}, a_{v/R}$ 等についても同様である。

例えば $a_{B/g}$ は R_p の位置における G 線の干渉縞の次数の小数部分にあたり、

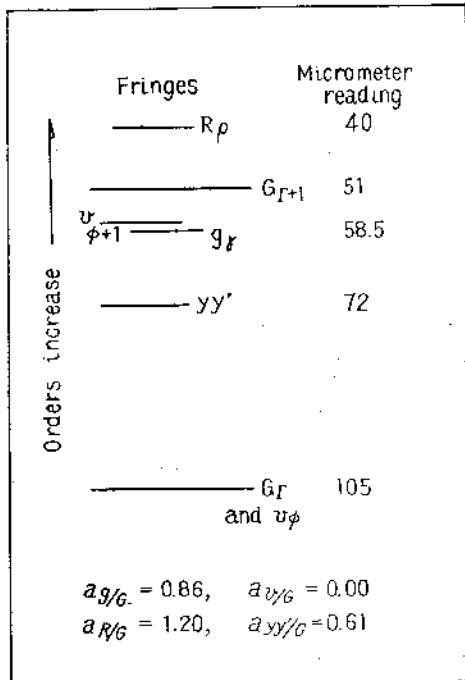


図 4. 各スペクトル線による干渉縞の相互位置関係測定の一例

An example of determination of positional relationships between interference fringes by some spectral lines

$$\lambda_g(\Gamma + a_{R/g}) = \lambda_{R\rho} \dots \dots \dots (7)$$

なる関係がある。R線、g線による干渉縞の幅はG線のそれよりも広いから G_Γ と $G_{\Gamma+1}$ の間に R_ρ, g_γ が存在しない場合があり、また $v_\phi, v_{\phi+1}$ 双方が存在する場合もあるが、これらの場合に対する拡張は容易なので特別には説明しないこととする。

a を求めた後、(7) の関係を利用し表 3 に例示した方法で Γ を決定する。

- 1) 試料の長さを 1/100 mm の精度で測定し(例えば 8.805 ± 0.01 mm)、 Γ の存在する範囲 $\Gamma_1 < \Gamma < \Gamma_2$ を求める ($\Gamma_1 = 34585, \Gamma_2 = 34667$)。
- 2) $(\Gamma_1 + K + a_{R/g})\lambda_g = N_R\lambda_g, K = 0, 1, 2, \dots, (\Gamma_2 - \Gamma_1)$ なる関係を用いて N_R を順次計算し、 N_R の小数部が 0.00 ~ 0.14 又は 0.86 ~ 0.99 となるものを書き出して行く(表 3 第一行)。
- 3) 第一行に書き出された K を用い $(\Gamma_1 + K + a_{R/g})\lambda_g = N_B\lambda_g$ により N_B を計算し、 N_B の小数部が 0.00 ~ 0.12 又は 0.88 ~ 0.99 となるものを書き出して行く(第二行)。
- 3) 第二行に書き出された K を用い $(\Gamma_1 + K + a_{v/g})\lambda_g = N_v\lambda_g$ により N_v を計算し、 N_v の小数部が 0.00 ~ 0.18 又は 0.82 ~ 0.99 となるものを残す(第三行)。
- 4) 以上の操作によって K が唯一個残ったとし、この値を K_0 とすれば Γ の真の値は $\Gamma_1 + K_0$ である。

表 3 の例では第三行に $K = 19, 48$ 双方が残っている。 $K = 48$ の方が N_R, N_B, N_v が整数に近くて $K_0 = 48$ と推定される。このことを確めるには他の $a_{R/g}$ 等を用いてもよいが、最も能率的な方法は

- 5) $a_{yy'/g}$ を用いて $N_y, N_{y'}$ を求め整数との差を調べる(第四行)。すなわち $K_0 = 48$ なることが明瞭である。

以上の計算法は $a_{R/g}, a_{v/g}, a_{y/g}$ の最大誤差を ±0.14 と見なし定めてある。これは実際より大きいので 8.3, 8.4 に述べる効果の影響を避けられる。測定精度をよくすれば表 3 の計算はもっと短縮される。又 $a_{yy'/g}$ を利用するためには、試料は y, y' 線を光源と

表 3. 合算法により干渉縞の次数を決定する計算の例

An example of calculation for determining the absolute order of interference fringes by coincidence method (cf. Fig. 4)
Sample length 8.805 ± 0.010 mm $\Gamma_1 = 34585 < \Gamma < 34667 = \Gamma_2$ (18.2°C)

Column I $(\Gamma_1 + K + a_{R/g})\lambda_g = N_R\lambda_g$ 34585.86 $\lambda_g = * .23\lambda_g$	Column II $(\Gamma_1 + K + a_{v/g})\lambda_g = N_v\lambda_g$ 34586.20 $\lambda_g = * .09\lambda_g$	Column III $(\Gamma_1 + K + a_{y/g})\lambda_g = N_y\lambda_g$ 34585.00 $\lambda_g = * .96\lambda_g$	Column IV $(\Gamma_1 + K + a_{yy'/g})\lambda_g = N_{y'}\lambda_g = N_y'\lambda_y'$ 34585.61 $\lambda_g = * .83\lambda_y = * .73\lambda_y'$
$K = +2$.15			
3. .07			
4. .00			
5. .93	$K = +5$.99		
6. .86			
17. .11			
18. .04			
19. .97	19. .05	$K = +19$.14	$K = +19$.52 .48
20. .90			
32. .08			
33. .01	33. .10		
34. .94	34. .89		
35. .87			
46. .12			
47. .05			
48. .98	48. .95	48. .98	48. .99 .04
49. .91			
61. .09			
62. .02	62. .01		
63. .95			
64. .88			
75. .13			
76. .06	76. .07		
77. .99			
78. .92			

* : Integer parts are abbreviated

$K_0 = 48$
Sample length l
 $= \lambda_{GS} (1 + 4) \times \frac{1}{2}$
 $\times (34585 + 48)$
 $= 8.8069$ mm

して調整し、これによる干渉縞を現出させておく。そうでないと縞がしばしば明瞭度を欠く場合がある。

8.2 Γ の単一性

8.1 の方法で正しい Γ が必ず、かつ唯一に定まるかどうかを考えて見る。表 3 第三行で $K = 19$ および 48 が残ったのは、 $29.0\lambda_g = 27.01\lambda_g = 33.84\lambda_g$ という関係があり、±0.28 λ_g 以内の差を無視すれば $(48 - 19)\lambda_g$ が共通公倍数になっているからである。しかし y 線、 y' 線も考えれば $0 \leq K \leq 80$ 、すなわち ±20 μ 内には共通公倍数とみなされるものがない。したがって試料長さが ±10 μ の精度で定まり、 a の測定誤差が ±0.14 以下である限り、正しい K_0 が必ず唯一に残留する。

8.3 混入線の影響

使用するスペクトル線以外にフィルタで十分分離されなかった別のスペクトル線が混入すると、干渉縞が見掛上ズれる。このズレの量は例えば倍りの理論を用いて容易に計算でき、混入線の明るさが使用する線の明るさの 1/5 以下ならばズレが縞の周期の 3/100 を超えないことが判る。スペクトルランプの発光エネルギー分布(図 5 (a)⁽²⁷⁾、視感度曲線⁽⁸⁾とフィルタの透過率(図 5 (b))を見れば、Cd の R, G 線、Hg の $(y + y')$ 、g、v 線は十分単独に取出されていると思われる。

8.4 超微細構造の影響

スペクトル線が多数の成分線から成る超微細構造を有すると、8.3 で述べたと同じく縞の見掛のズレを起す。Cd、Hg のスペクトル線については成分線の波長や強度比が正確に知れている⁽¹⁶⁾⁻⁽²¹⁾。長さ 10 mm の試料の場合成分線相互の波数差 0.005 cm^{-1} 以下は考慮の必要がないし、また最強線の 1/5 以下の強度のものも無視できる。さうすれば問題になるのは Hg の g、v 線だけである(図 6)。光路差 20 mm の時の成分線の干渉縞の重なりを考えて実効的波長を計算できるが、その結果は表 1 の値と 0.01 cm^{-1} まで合致するので、本報では表 1 の値を使用した。

8.5 大気条件の影響

表 3 中の λ は測定時の温度、気圧下の値を用いるべきであるが、

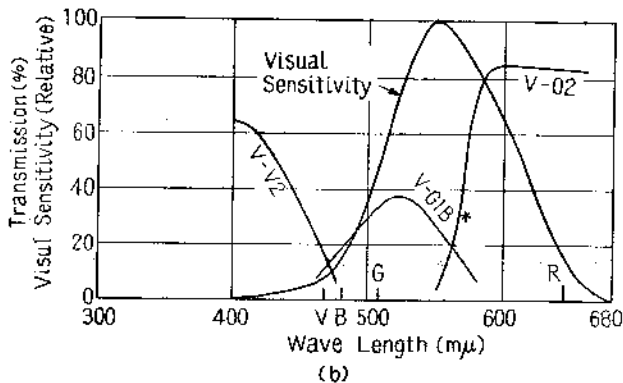
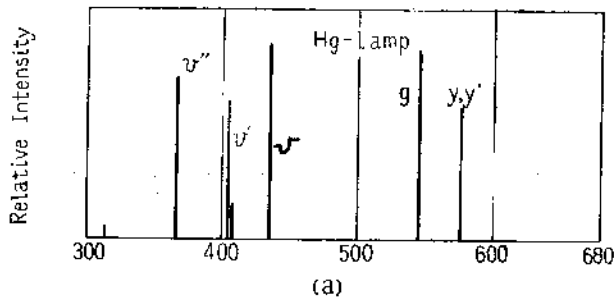


図 5. (a) 水銀スペクトルランプのエネルギー分布
Distribution of energy emitted from mercury spectral lamp

図 5. (b) 視感度曲線とフィルタの透過率曲線

Visual sensitivity curve and transmission curves of filters
*: thinner than normal products.

For notation, see Fig. 3.

この算出は複雑で誤算の機会が大きい。したがって標準状態の波長を用いて計算するとよい。スペクトル線によって波長の伸縮の割合が異なるため例えば、 $R_{(p=30^{\circ}00)}$ の $a_{B/G}$ は、標準状態では 0.93₀、(30°C, 745 mmHg) では 0.93₂ となる。このように λ_B/λ_G は大気条件によって変るが、その変化が十分小さいのである。もちろん F を決定した後試料の長さ $t = F \times (\lambda_G/2)$ を求める時は空気補正を加えた λ_G を用いなければならない。

8.6 相互位置法の利点

以上の方法が通常の方法に比べて有利な点は、

- (1) 位置測定を要する暗条の数が半分近く減る
- (2) 通常の方法では e_a, e_b 双方に測定誤差があり、これらの和を考慮に入れなければならないが、本法では a 一個だけの誤差を考えればよい。 a の誤差は e_a と e_b の誤差の和に比べ半減まで行かないかも知れないがかなり小さい。

(3) したがって試料の長さおよび a の測定誤差を実際より大きく見積って合致法を行っても、少数のスペクトル線を

Hyperline structures of some spectral lines of mercury Very faint lines are neglected. Cd (R) and Cd (G) lines can be assumed to be structure-free practically.

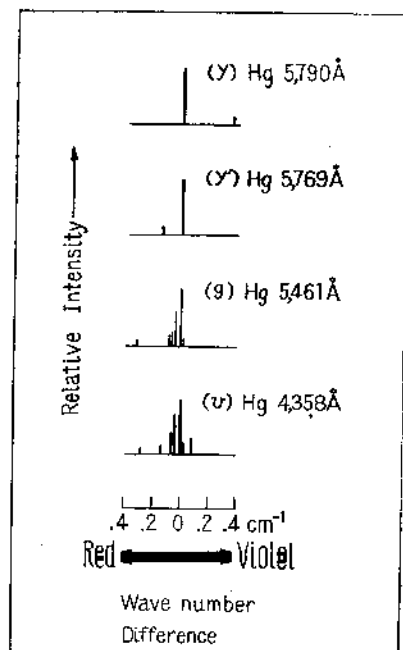


図 6. Hg のスペクトル線の超微細構造
Hyperline structures of some spectral lines of mercury
Very faint lines are neglected. Cd (R) and Cd (G) lines can be assumed to be structure-free practically.

用いて確実に正しい次数が定まり、結果が信頼できる。等である。

(IX) 高温での測定への応用

相互位置法は高温へも拡張することができる。添字 S で標準状態での値、2 で高温 T_2 における値を表わすことにすると、式 (7) は

$$\lambda_{G2}(F + a_{2B/G}) = \lambda_{B2} \rho \dots \dots \dots (8)$$

$$\therefore \lambda_{G2}(1 + \Delta a_2)(F + a_{2B/G}) = \lambda_{B2}(1 + \Delta B_2) \rho$$

$$\therefore F + a_{2B/G} \approx \frac{\lambda_{B2}}{\lambda_{G2}} (1 + \Delta B_2 - \Delta a_2)$$

$$\approx F + a_{2B/G} + F(\Delta B_2 - \Delta a_2) \quad (\text{cf. eq. (7)})$$

$$\therefore a_{2B/G} \approx a_{SB/G} + F(\Delta B_2 - \Delta a_2) \dots \dots \dots (9)$$

$a_{0/G}$ 等についても同様である。

すなわち式 (9) の関係があることに注意して合致法を行えばよい。300°C, $F = 40,000$ のとき $|F(\Delta B_2 - \Delta a_2)|$ は 0.05 位である。 F の値が予め ± 7 の精度で知られていれば、 $a_{B/G}, a_{0/G}$ を ± 0.10 の精度で測定して F を確定することができる。測定が簡単なので高温の試料にいくらか温度変動があったとしても、速かに完了する点が有利である。肉眼に $\lambda_G, \lambda_B, \lambda_{\gamma}$ に相当する幅をもつ目盛を並べて記入した波長図を作っておけば、計算をしないで F を確定するような工夫ができる。さらに相隣れる G 線による縞の暗条間に R 線による縞の暗条があるかどうかだけを観察し、合致法の計算結果や波長図と比較することにより、暗条の位置を測定しないで F を決定する方法もある。これらは実際に行えば容易に理解できるから、詳しいことは省略する。

(X) 応用測定

合致法の操作の簡単化、高温への拡張の結果、干渉膨張計の利用範囲がましあるいは便利になった。例えば

- (1) 二つの定温度間の平均膨張係数の測定
 - (2) 長時間にわたる干渉縞の移動の観測
 - (3) 測定前後における試料の長さの比較
- 等、特に観察を中断しなければならない場合に有用である。又 (4) 干渉縞の移動量の数え誤りの有無の検討にも利用できる。

(XI) 合致法の一変形

合致法を次のように変形して利用することもできる。例えばカドミウムランプを光源とすると、肉眼に対して G 線が最も明るいからこれによる干渉縞が見える。その暗条に対し R 線による縞の暗条が重なるとその色は黒に近く、逆に G 線の暗条と R 線の明条とが重なると暗条が赤味を帯びる。双方の干渉縞の位相は、G 線による干渉縞の約 5 周期毎に合致するから、干渉縞の代りに暗条の色調変化の周期を数えると容易である。そうしてこの周期の 1/5 までは容易に目測できるから、精度は干渉縞を数えた場合におとらない。色調変化の周期は

$$A = 1/4 \{ (1/\lambda_G) - (1/\lambda_B) \}$$

なる波長 A を持つ仮想的なスペクトル線による干渉縞の周期と等しい。その他、 γ 線と γ' 線による干渉縞の明暗度変化の周期を利用すれば縞の数を約 1/250 に、Na の D_1 線と D_2 線による縞の明暗度変化を利用すれば約 1/1,000 に減少して数えることができる。

以上の方法は干渉縞の移動量が大い時や、種々の移動量を干渉計を用いて干渉縞の移動に変換しようとする時に有利である。

(XII) 測定例

干渉膨張計によって、ガラスの熱的余効による膨張曲線の変化を調べた結果を述べる。ガラス製温度計で高温度を測定した後速かに

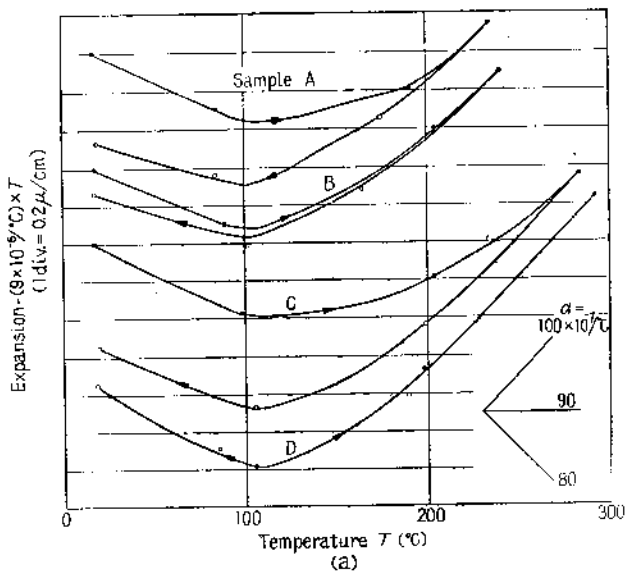


図 7 (a). 熱的余効の影響によるガラスの膨張特性の変化

Influence of the thermal after effect on expansion characteristics of lead-potash-soda glass

Samples

- A: Held at 250°C for 8 hr. and cooled quickly.
- B: Held at 250°C for 8 hr. and cooled slowly.
- C: Held at 300°C for 8 hr. and cooled quickly.
- D: Held at 300°C for 8 hr. and cooled slowly.

All were received as chilled wares (tube with diameters of about 10mm and about 1mm thick).

- : measured in heating up run
- : measured in cooling run

室温まで冷却すると熱的余効のため水点が降下する現象がある。水点降下はガラスの体積増大に対応するから、急冷されたガラスはゆっくり冷却されたものより体積が増加している。これを以前の保持温度へ再加熱すれば余効が回復し体積が減少するから、膨張係数が見掛上小さくなると予想される。これを余効が著しいと考えられるところの、二種類のアルカリ酸化物を含有するガラスについて確かめて見た。

製造されたままなまされていない受信管システム用鉛-カリ-ソーダガラス管から直径、長さともに約 10 mm の輪を数管採り、これらをアルミニウム心を用いて温度分布を一様にした電気炉中で、一定温度 (300°C および 250°C) に 8 時間保持した。次にそれらの一部は室温の空中へ取出して急冷し、他は電流を断った炉中に放置し徐冷した。これら双方について、常温から先の加熱温度より 10~15°C 低い温度まで加熱後再び常温まで冷却し、その途中で適当な温度を選んで 15 分間以上一定に保ち膨張を測定した。時間-温度曲線の一つを図 7 (b) に示した。予備処理時徐冷する時は、ほぼこの曲線の冷却部分に沿って温度降下したと見てよい。試料の収縮や熱膨張の非直線性を明瞭にするため、測定結果を図 7 (a) のように縦軸に(膨張) $-90 \times 10^{-7} \times (\text{温度})$ を取って掲げた。90 $\times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ はこのガラスの膨張係数の近似値である。徐冷された試料は大体可逆的に膨張収縮をするが、急冷された試料では余効の回復に伴う収縮が重っている。さうして再加熱温度と余効回復との関係もかなり明らかになっている。なおこのガラスの膨張は直線的でないが、急冷された試料では余効回復の影響で、加熱時の 100°C 附近における膨張係数の変化率が小さい。

予備処理時の保持温度は徐冷点 (437°C) よりかなり低いから試料はいずれもなまされていない。したがって余効も大きいと思われる

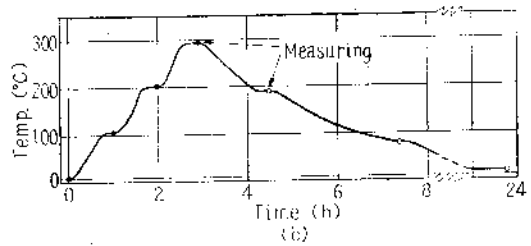


図 7 (b). 測定時の時間-温度曲線の一つ

Time-temperature relation for measurement on Sample D

が、なまされたものについても同様な現象は見出された。

この程度の時間にわたる測定では、たとえ干渉縞を直接に数えたとしても、測定者の疲労等のため結果に自信を持てなくなる場合が多いので、最初から合致法を利用した方が得策である。

(XIII) 結 言

数値のスペクトル線を用いて合致法により干渉縞の次数を決定する方法、その改良、応用等について述べた。これにより縞の計数上の困難さのため従来干渉膨張計を利用できなかった実験が行えることは意義があろう。

本方法の一部はかつて第四回国際ガラス会議で報告した⁽²⁵⁾。同報文の発表に当り御尽力を賜った日本光学工業株式会社 長岡正男博士、京都大学工学部 沢井郁太郎教授、東京工業大学 森谷太郎教授を始めとする同会議国内委員会の方々に謝意を表す。

参 考 文 献

- (1) 辻, 難波: 応用物理 24 p.397(1955).
- (2) G. E. Merritt; J. Research NBS 10 p.59(1933).
- (3) J. B. Saunders; J. Research NBS 35 p.157(1945).
- (4) 物理実験学第 6 卷 (河出書房) p.135.
- (5) 木内: 光 (岩波書店) p.210(1947).
- (6) 木内: ibid. p.38.
- (7) 応用光学上巻 (応用物理学会編) p.181(1954).
- (8) W. F. Meggers: Bull. BS 12 p.203(1915).
- (9) A. Pèrard: Trav. Mémoires BIPM 19 p.78(1934).
- (10) W. Kösters: Lampe; C. R. 8 e Conférence gén. Poids et Mesures p.79(1933). Phys. Z. 35 p.224(1934).
- (11) J. E. Sears, H. Barrell: Phil. Trans. Roy. Soc. (London) (A) 238 p.1(1939).
- (12) C. J. Humphreys: J. Research NBS 5 p.1014(1930).
- (13) 物理実験学第 1 卷 (河出書房) p.129(1946). 篠田, 井形: 精密測定学 (日本評論社) p.147 (1949).
- (14) C. G. Peters: Sci. Pap. BS 20 p.635(1926).
- (15) R. Minkowski, H. Brück: Z. Physik 95 p.284(1935).
- (16) H. Schüler, J. E. Keyston: Z. Physik 67 p.433(1931).
- (17) J. E. Sears, H. Barrell: Proc. Roy. Soc. A 139 p.202(1933).
- (18) K. Burns: J. Opt. Soc. Amer. 46 p.94(1956).
- (19) A. Pèrard: Rev. Optique 7 p.1(1928), ibid. 7 p.17(1928).
- (20) H. Schüler, E. G. Jones: Z. Physik 74 p.631(1932).
- (21) K. Burns, K. B. Adams, J. Longwell: J. Opt. Soc. Amer. 40 p.339(1950).
- (22) K. Burns, K. B. Adams: J. Opt. Soc. Amer. 42 p.56(1952).
- (23) W. F. Meggers, K. G. Kessler: J. Opt. Soc. Amer. 40 p.737(1950).
- (24) J. M. Blank: J. Opt. Soc. Amer. 40 p.345(1950).
- (25) T. Kishii: Trav. IV Congrès Intern. Verre p.244(1956).
- (26) 東芝レビュー 5 p.154(1950).
- (27) F. Rössler: Das Licht 10 p.(1940).