



Title	光学素子のアサーマル条件と光学材料の特性
Author(s)	三島, 瑛人; Mishima, Teruhito; 久留, 賢治 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 128, 57-67
Issue Date	1985-10-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41951
Type	departmental bulletin paper
File Information	128_57-68.pdf



光学素子のアサーマル条件と光学材料の特性

三島 瑛人・久留 賢治・桜庭 一郎

(昭和60年6月30日受理)

Athermal Conditions of Optical Elements and Properties of Optical Materials

Teruhito MISHIMA, Kenji HISADOME and Ichiro SAKURABA

(Received June 30, 1985)

Abstract

In precision interferometry, as in interferometry for the determination of refractive index of gas, the temperature dependence of optical path length of transparent window is important. In this paper the temperature coefficients of optical path length of transparent windows are calculated for various optical materials in vacuum and several gases. The conditions where temperature coefficients are equal to zero are studied using generalized athermal conditions.

As the result, it is found that LHG-10 is good for normal incident window in air and for Brewster window in vacuum, and athermal glass 3036 and another athermal glass 3038 are good for normal incident window in vacuum and Brewster window in air, respectively. For these windows the temperature coefficients normalized by the thickness of the window are of the order of $10^{-7}/^{\circ}\text{C}$, so that temperature tolerance of the order of 0.1°C can be allowed in the interferometric system which has the resolution of $10^{-4}\lambda$.

In the last stage, the athermal condition independent of incident angle is checked with material constants of optical materials and gases and it is found that the condition is, at this moment, far from the practical application. Such material that meets these conditions is desired to be developed.

1. ま え が き

光学素子の温度依存性は古くから検討されており、光学材料の屈折率の温度依存性は種々報告されている¹⁻⁴⁾。Sparksは thermal lensing 効果を調べるため光学素子の光路長の変化を用いた⁵⁾。近年、大出力・高繰返し形のレーザ用ガラス材料の重要な特性の1つに、温度による光路長の変化の少ないことが挙げられている^{6,7)}。ここでは光路長の温度係数を用いて温度依存性を調べることとする。なぜなら、光路長の温度係数は両端が平行平面である光学素子の温度依存性を最も良く表現し、熱膨張による影響と屈折率の温度変化による影響を含んでいるからである。

両端が平行平面である光学素子は、光学の分野では基本的な素子であり、また広く用いられている。ブルースタ窓や多くのレーザロッドはもちろん、キューブ・コーナ・プリズムも光路長の観点からすれば、この分類に入るであろう。これまで、これら両端が平行平面である光学素子の

温度特性を示す目安として「光路長の温度係数」が用いられてきた。しかし、この「光路長の温度係数」は真空中に置かれた光学素子に光が垂直入射する場合のものであり、気体中に置かれた素子や、ブルースタ窓のように光が斜めに入射する場合には、従来用いられてきた「光路長の温度係数」は拡張されねばならない⁸⁾。

この論文では、この拡張された「光路長の温度係数」が零になる条件（拡張されたアサーマル条件）を考察し、種々の光学材料および気体の特性と照合する。そしてこの拡張されたアサーマル条件に近い特性を有する光学材料を捜すこととする。

2. 端面が平行平面の固体における光路長の温度係数

両端面が l だけ離れた平行平面を有する固体の光路長 S を考える。この固体の屈折率を n_1 、周囲媒質の屈折率を n_0 とする。自由空間波長 λ_0 の平面光波がこの固体内に入射角 ϕ_0 で入射するものとする（図1参照）。この場合、光路長 S は $n_1 \overline{AB}$ で定義されることもあるが、ここでは次式で定義する。

$$S = n_1 \overline{AB} + n_0 \overline{BD} - n_0 \overline{AC} \quad (1)$$

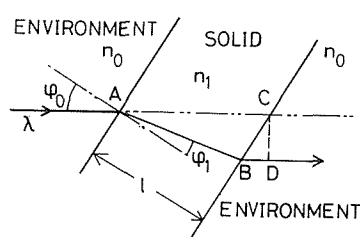


図1 平行平板の光路長

上式のように S を定義したのは、この定義は、①固体の熱膨張に伴って周囲媒質中の光路が減少するが、その減少分をも考慮していることと②この固体が周囲媒質内に置かれている場合の光路長から、全空間が周囲媒質で満たされた場合の光路長を引き算したものになっており、全空間が周囲媒質で満たされた場合を比較の基準にしているからである。全空間が真空である場合を比較の基準にした定義も考えられるが、そうすると光が通過する周囲媒質の距離の関数になってしまい、この固体単独の影響を知ることが困難になる。上記のような理由から式(1)の定義を採用した。しかし、この定義によると温度係数 dS/dT が零になるということは周囲媒質と同じ光路長の温度係数を有するということであり、周囲媒質が真空の場合以外には注意が必要である。

図1を参照して、式(1)を計算すると

$$S = l (n_1 \cos \phi_1 - n_0 \cos \phi_0) \quad (2)$$

となる。ここで ϕ_1 は屈折角であり、次のスネルの法則が用いられている。

$$n_1 \sin \phi_1 = n_0 \sin \phi_0 \quad (3)$$

式(2)には温度 T が陽には含まれていないが、温度 T は l の熱膨張と n_1 および n_2 の温度依存性を仲介として光路長 S に影響を与えると考えられる。よって S の微分は次式となる。

$$\frac{dS}{dT} = \frac{\partial S}{\partial l} \cdot \frac{dl}{dT} + \frac{\partial S}{\partial n_1} \cdot \frac{dn_1}{dT} + \frac{\partial S}{\partial n_0} \cdot \frac{dn_0}{dT} \quad (4)$$

式(2)を l 、 n_1 および n_0 で偏微分することにより次式が得られる。ただし、 ϕ_0 は与えられた定数とし、一方、 ϕ_1 は n_0 と n_1 の温度依存性により式(3)に従って変化するものとした。

$$\frac{\partial S}{\partial l} = n_1 \cos \phi_1 - n_0 \cos \phi_0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial n_1} = l (\cos \phi_1 + \sin \phi_1 \tan \phi_1), \quad (6)$$

$$\frac{\partial S}{\partial n_0} = -l (\cos \phi_0 + \sin \phi_0 \tan \phi_1). \quad (7)$$

表1. 1気圧における気体の屈折率および光学材料の物質定数

物質	屈折率(1気圧0°C)	dn/dT(10 ⁻⁶ /°C)	測定波長(nm)	線膨張率(10 ⁻⁶ /°C)	文献	
気	He	1.000034895	-0.1109	546.1		9)
	Ne	1.000067236	-0.2137	"		"
	Ar	1.0002824655	-0.8976	"		"
	Air	1.0002937	-0.9333	"		10)
	Kr	1.00043084	-1.3991	"		9)
体	CO ₂	1.0004506	-1.4319	"		10)
	Xe	1.00070660	-2.2454	"		9)
	LHG-7	1.51316	-2.9	587.6	10.2	11)
光	LHG-8	1.52962	-5.3	"	11.2	"
	LHG-10	1.46715	-7.7	"	14.5	"
	FK51	1.4879	-7.8	546.1	13.6	12)
学	3036	1.5831	-6.8	"	11.4	"
	3136	1.6038	-5.3	"	10.4	"
ガ	3038	1.6275	-9.5	"	12.1	"
	3624	1.6015	-7.6	"	11.3	"
ラ	3783	1.5757	-5.3	"	10.4	"
	SF ₂	1.64769	2.28	不詳	9.3	13)
ス	ADC-1	1.61985	-6.5	"	11.1	"
	ATF1	1.6543	-8.7	"	12.9	"
	ATF2	1.6471	-7.5	"	11.9	"
結	Vitreous SiO ₂	1.46008	12.3	546.1	0.41	3), 14)
	KRS-5	2.6239	-254.	580.	60.	3), 15)
晶	NaF	1.3264	-16.	546.	31.7	3), 14)
	KCl	1.49319	-25.	546.1	37.1	"
	KI	1.6731	-50.	546.	40.8	"
	CaF ₂	1.4349	-10.4	546.1	25.	"

式(5)–(7)を式(4)に代入して次式が得られる。

$$\frac{dS}{dT} = \frac{l}{\cos\phi_1} \{ n'_1 + \alpha n_1 - (n'_0 + \alpha n_0) \cos(\phi_1 - \phi_0) \} \quad (8)$$

ただし、ここで α はこの固体の線膨張率、 n'_1 および n'_0 は、それぞれ、 n_1 および n_0 の温度係数であり次式で定義される。

$$\alpha \equiv (1/l)(dl/dT), \quad (9)$$

$$n'_1 \equiv dn_1/dT, \quad (10)$$

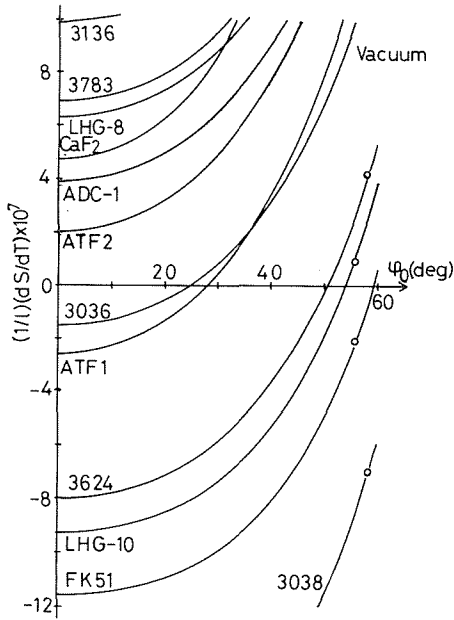
$$n'_0 \equiv dn_0/dT. \quad (11)$$

式(8)を l で規格化し、入射角 ϕ_0 を変数として数値計算を実行した。計算に用いた光学材料はすべて等方性であり、その材料定数は気体の光学定数とともに表1に示してある。気体の屈折率の温度係数 dn/dT は次式¹⁰⁾を微分して求めた。

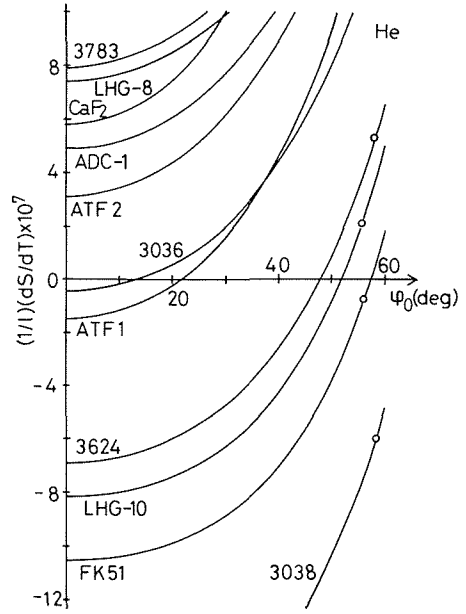
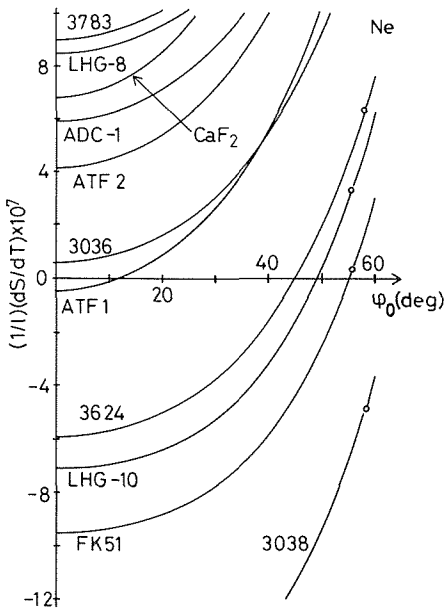
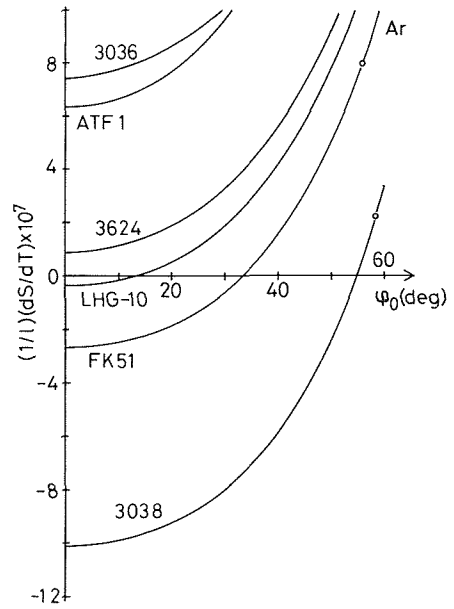
$$n_T - 1 = \{(n_0 - 1)/(1 + \alpha T)\} \cdot (P/760) \quad (12)$$

ただし、 n_T は圧力 P mmHg、温度 T °Cのときの気体の屈折率、 n_0 は1気圧0°Cのときの気体の屈

折率（表 1 参照）であり、 a は理想気体の場合の値 0.00366 を用いた¹⁶⁾。また温度 T は 20°C とした。表 1 中の光学ガラスは、アサーマルガラスと呼ばれるもので通常の光学ガラスより光路長の温度変化が小さい。これらのガラスは dn/dT の値が負であることが特徴である。ただし SF 2 は通常の光学ガラスであり、Vitreous SiO_2 とともに比較のため計算に用いた。また KRS-5 は赤外における窓材として多用されているもので、非常に大きな負の dn/dT を有するので計算に用

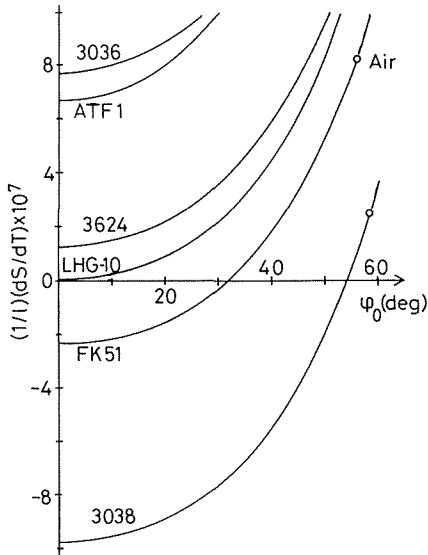


(a) 周囲媒質が真空の場合

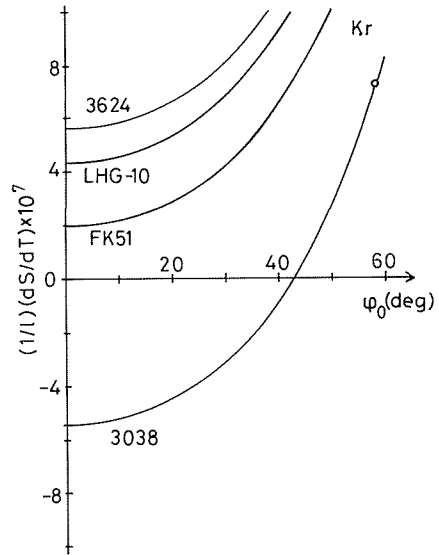
(b) 周囲媒質が 1 気圧 20°C の He の場合(c) 周囲媒質が 1 気圧 20°C の Ne の場合(d) 周囲媒質が 1 気圧 20°C の Ar の場合

いた。更に、同表に示した結晶は dn/dT が負のもののみを選択した結果である。いくつかの光学材料の光学定数の測定波長が不明であったり、546 nm でのものでなかったりするが、すべて 546 nm における値であると見なして計算したので、それらに対しては誤差が大きいと思われる。

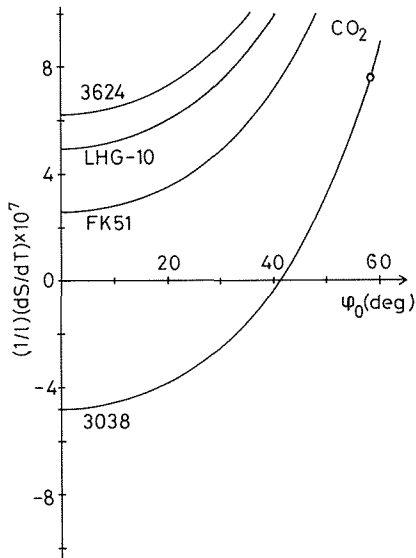
計算の結果は図 2 に示してある。(a)は真空、(b)~(h)は 1 気圧 20℃ の気体に対するものである。図中の○印はブルースタ角入射の場合である。(a)より周囲媒質が真空中で垂直入射の場合には光学



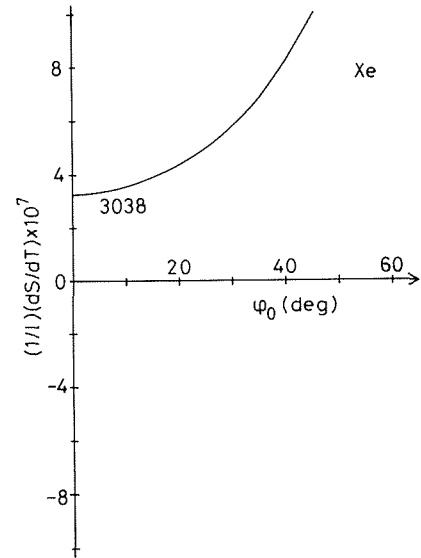
(e) 周囲媒質が 1 気圧 20℃ の空気の場合



(f) 周囲媒質が 1 気圧 20℃ の Kr の場合



(g) 周囲媒質が 1 気圧 20℃ の CO₂ の場合



(h) 周囲媒質が 1 気圧 20℃ の Xe の場合

図 2 種々の光学材料の光路長の温度係数

ガラス 3036 の温度係数が小さく、ブルースタ角入射の場合には LHG-10 の温度係数が小さい。それらの値は $(1/l) \cdot (dS/dT) \sim 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ 程度である。(b)より He の場合には 3036 (垂直入射) および FK 51 と LHG-10 (ブルースタ角入射) が良いことがわかる。(c) Ne の場合には, ATF 1 と 3036 (垂直入射) および FK 51 (ブルースタ角入射) が良く, (d) Ar の場合と(e)空気の場合には, LHG-10 と 3624 (垂直入射) および 3038 (ブルースタ角入射) が良い。(f) Kr と (g) CO₂ の場合には, あまりぴったりするものはないが, FK 51 (垂直入射) および 3038 (ブルースタ角入射) が, これらの光学材料の中では最適である。(h) Xe の場合には, 3038 がこれら光学材料の中では最適である。

上記の最適な光学材料の場合, $(1/l) \cdot (dS/dT) \sim \pm 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ 程度あるいはそれ以下になる。この $\pm 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ という値は, 厚さ $l = 5 \text{ mm}$, 温度変化 0.1°C に対して 0.05 nm の光路長の温度変化に対応し, 従って $10^{-4}\lambda$ 程度の分解能を有する精密干渉計にも用いることが可能であろう。図中には示されていないが, Vitreous SiO₂ と SF 2 の場合には $(1/l) (dS/dT) \sim 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ の程度であるので温度変化に対する安定性は約 2 桁またはそれ以上改善されることになる。

3. 拡張されたアサーマル条件

3.1 周囲媒質が真空の場合

周囲媒質が真空の場合には $n_0 = 1$, $n'_0 = 0$ であり, 更に, $dS/dT = 0$ を式(8)に代入して

$$n'_1 + \cos \phi_1 (n_1 \cos \phi_1 - \cos \phi_0) \alpha = 0 \quad (13)$$

を得る。上式は従来のアサーマル条件¹⁷⁾を特殊な場合 ($\phi_0 = \phi_1 = 0$) として含んでいる。

Lorentz-Lorenz relation を微分することにより, 屈折率 n_1 の温度係数 n'_1 と線膨張係数 α の間の関係が次式のように得られる¹⁸⁾。

$$n'_1 = \frac{(n_1^2 + 2)(n_1^2 - 1)}{6 n_1} \alpha (\gamma - 3). \quad (14)$$

ただし γ はイオン間結合距離 r の変化に伴う分極率 α_e の変化であり, 次式で定義される。

$$\gamma \equiv \left\{ \partial (\ln \alpha_e) / \partial (\ln r) \right\}_T. \quad (15)$$

式(14)を式(13)に代入すると α に無関係な次式が得られる。

$$\gamma = 3 - \frac{6 n_1}{(n_1^2 + 2)(n_1^2 - 1)} \cos \phi_1 (n_1 \cos \phi_1 - \cos \phi_0). \quad (16)$$

ϕ_0 をパラメータとして, n_1 に対する γ の変化を図 3 に実線で示す。またブルースタ角入射時の γ を破線で示した。更に, 表 1 に示した光学材料の特性も式(14)より γ を計算して○印で示した。ただし式(14)は等方性結晶にも適用可能であると仮定した。

式(14)より容易に推察されるように $\gamma > 3$ は $dn/dT > 0$ に対応し, 通常の光学ガラスはこの領域にある。 $\gamma < 3$ の領域は $dn/dT < 0$ に対応し, アサーマルガラスはこの領域にある。3036, ATF 1, ATF 2 などが垂直入射 ($\phi_0 = 0^{\circ}$) の場合のアサーマル条件に近く, LHG-10 はブルースタ角入射の場合のアサーマル条件に近いことがわかる。これらの性質は図 2(a)に示された特性と全く一致する。なお Vitreous SiO₂ の γ の値は 59 にもなり同図には示されていない。

3.2 周囲媒質が気体の場合

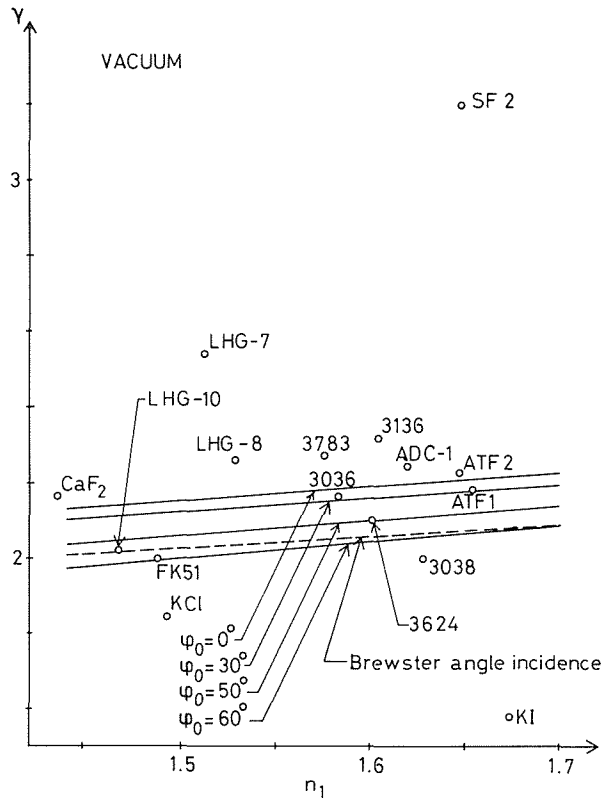


図3 周囲媒質が真空の場合のアサーマル条件と光学材料の特性

宇宙空間では、光学機器は真空中におかれていると考えられるが、地上では、通常、気体中に置かれているものと考えられる。気体中に置かれている場合、式(8)において $dS/dT = 0$ とおくと次式が得られる。

$$n'_1 + n_1 \alpha - (n'_0 + n_0 \alpha) \cos(\phi_1 - \phi_0) = 0. \tag{17}$$

実用上重要な垂直入射とブルースタ角入射の場合には上式より次式が得られる。

$$(n'_1 + n_1 \alpha) - (n'_0 + n_0 \alpha) = 0, \tag{18} \text{ (垂直入射)}$$

$$(n'_1 + n_1 \alpha) - (n'_0 + n_0 \alpha) \{ 2 n_1 n_0 / (n_1^2 + n_0^2) \} = 0. \tag{19} \text{ (ブルースタ角入射)}$$

ただし、ここでブルースタ角入射の場合にはブルースタの法則

$$\tan \phi_0 = (\tan \phi_1)^{-1} = n_1 / n_0 \tag{20}$$

を用いた。

表1に示した光学材料の n'_1 , α , n_1 を式(18)および(19)に代入し、 $n_0 = 1$ と近似して n'_0 を求める。次に式(20)を温度 T で微分したものにこの n'_0 を代入し、20℃における気体の圧力 P を計算した結果を表2に示す。表中の横線は圧力 P を変化させても式(18)あるいは式(19)を満たすことができないことを示している。ただし、ガラスや結晶等の光学定数の値は圧力 P に無関係と近似している。

表2より、多くの光学材料に対しては、式(18)または式(19)を満たす気体の圧力が非常に大きいか、

表2. 光路長の温度係数が零となる気体の圧力〔mmHg〕
(a) 垂直入射の場合

光学材料	He	Ne	Ar	Air	Kr	CO ₂	Xe
LHG-7	—	—	—	—	—	—	—
LHG-8	—	—	—	—	—	—	—
LHG-10	6.3×10 ³	3.3×10 ³	7.8×10 ²	7.5×10 ²	5.1×10 ²	4.9×10 ²	3.1×10 ²
FK51	8.0×10 ³	4.1×10 ³	9.9×10 ²	9.5×10 ²	6.5×10 ²	6.2×10 ²	3.9×10 ²
3036	1.0×10 ³	5.4×10 ²	1.3×10 ²	1.2×10 ²	8.5×10 ¹	8.1×10 ¹	5.2×10 ¹
3136	—	—	—	—	—	—	—
3038	1.3×10 ⁴	6.8×10 ³	1.6×10 ³	1.5×10 ³	1.1×10 ³	1.0×10 ³	6.5×10 ²
3624	5.5×10 ³	2.9×10 ³	6.8×10 ²	6.5×10 ²	4.5×10 ²	4.3×10 ²	2.7×10 ²
3783	—	—	—	—	—	—	—
SF ₂	—	—	—	—	—	—	—
ADC-1	—	—	—	—	—	—	—
ATF1	1.8×10 ³	9.2×10 ²	2.2×10 ²	2.1×10 ²	1.4×10 ²	1.4×10 ²	8.8×10 ¹
ATF2	—	—	—	—	—	—	—
Vitreous SiO ₂	—	—	—	—	—	—	—
KRS-5	1.1×10 ⁶	5.6×10 ⁵	1.3×10 ⁵	1.3×10 ⁵	8.7×10 ⁴	8.3×10 ⁴	5.3×10 ⁴
NaF	3.9×10 ⁴	2.0×10 ⁴	4.8×10 ³	4.6×10 ³	3.1×10 ³	3.0×10 ³	1.9×10 ³
KCl	4.6×10 ⁴	2.4×10 ⁴	5.7×10 ³	5.5×10 ³	3.7×10 ³	3.6×10 ³	2.3×10 ³
KI	1.5×10 ⁵	8.0×10 ⁴	1.9×10 ⁴	1.8×10 ⁴	1.3×10 ⁴	1.2×10 ⁴	7.6×10 ³
CaF ₂	—	—	—	—	—	—	—

あるいはそのような圧力が存在しないことがわかる。しかし空气中・垂直入射時の LHG-10 は台風等低気圧の接近時に $dS/dT = 0$ (754 mmHg=1005 mbar) となる。また 3036 と ATF 1 は 10²mmHg 前後の CO₂ や Xe 中の垂直透過窓として、更に FK 51 は 10²mmHg 前後の CO₂ や Xe 中のブルースタ窓として用いると dS/dT が小さくなることがわかる。

3.3 入射角に無関係なアサーマル条件

これまでのアサーマル条件はすべて入射角 ϕ_0 の関数であった。従って、入射角が変化するとそれに伴い、材料を、また周囲気体の圧力を変化させねばならなかった。これはあまり便利が良いとは言えない。そこで、最も一般的なアサーマル条件の式(17)を入射角 ϕ_0 に、従ってまた、屈折角 ϕ_1 に無関係に成立することを要請すると次の一組の条件式が得られる。

$$n'_1 + n_1 \alpha = 0, \quad (21)$$

$$n'_0 + n_0 \alpha = 0. \quad (22)$$

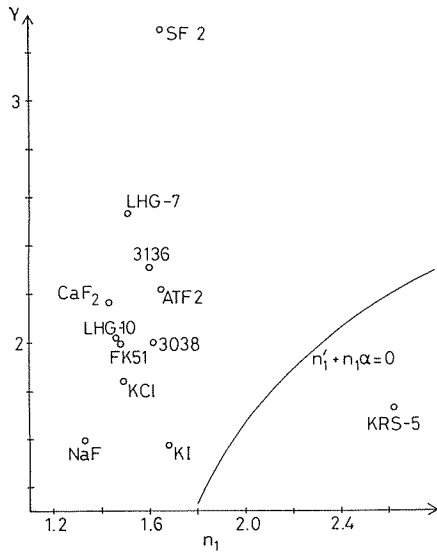
式(21)は光学材料の材料定数相互の関係を示し、式(22)は光学材料の熱膨張係数 α と気体の性質を結びつけている。上記一組の条件式を同時に満足する光学材料と気体の組み合わせが見つかれば入射角 ϕ_0 に無関係に $dS/dT = 0$ となる。式(21)に式(14)を代入して α を消去すると

$$\gamma = 3 - \frac{6 n_1^2}{(n_1^2 + 2)(n_1^2 - 1)} \quad (23)$$

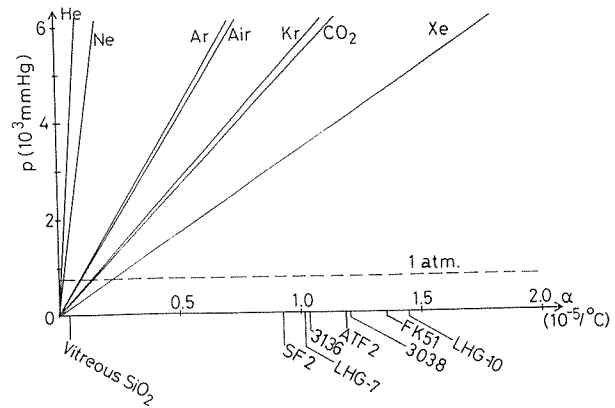
が得られる。上式の n_1 と γ の関係を図 4 (a) に実線で示した。また同図には表 1 のデータを用いて

(b) ブルースタ角入射の場合

光学材料	He	Ne	Ar	Air	Kr	CO ₂	Xe
LHG-7	—	—	—	—	—	—	—
LHG-8	—	—	—	—	—	—	—
LHG-10	—	—	—	—	—	—	—
FK51	1.2×10 ³	6.0×10 ²	1.4×10 ²	1.4×10 ²	9.4×10 ¹	9.0×10 ¹	5.7×10 ¹
3036	—	—	—	—	—	—	—
3136	—	—	—	—	—	—	—
3038	4.6×10 ³	2.4×10 ³	5.7×10 ²	5.5×10 ²	3.7×10 ²	3.6×10 ²	2.3×10 ²
3624	—	—	—	—	—	—	—
3783	—	—	—	—	—	—	—
SF2	—	—	—	—	—	—	—
ADC-1	—	—	—	—	—	—	—
ATF1	—	—	—	—	—	—	—
ATF2	—	—	—	—	—	—	—
Vitreous SiO ₂	—	—	—	—	—	—	—
KRS-5	1.4×10 ⁶	7.3×10 ⁵	1.7×10 ⁵	1.7×10 ⁵	1.1×10 ⁵	1.1×10 ⁵	6.9×10 ⁴
NaF	3.2×10 ⁴	1.6×10 ⁴	3.9×10 ³	3.8×10 ³	2.6×10 ³	2.4×10 ³	1.6×10 ³
KCl	2.9×10 ⁴	1.5×10 ⁴	3.6×10 ³	3.4×10 ³	2.3×10 ³	2.2×10 ³	1.4×10 ³
KI	1.4×10 ⁵	7.1×10 ⁴	1.7×10 ⁴	1.6×10 ⁴	1.1×10 ⁴	1.1×10 ⁴	6.8×10 ³
CaF ₂	—	—	—	—	—	—	—



(a) 光学材料の特性 実線：式(23)すなわち式(21)



(b) 光学材料と気体の性質 実線：式(22)

図4 入射角に無関係なアサーマル条件

各光学材料の n_1 と γ の関係を書き加えてある。現時点では、条件式(23)すなわち(21)を満足する光学材料は見当たらない。しかし KRS-5 のように他の光学材料とは曲線をはさんで反対側にある物質

も存在するので、将来、この条件に合致する光学材料が開発されることも原理的に不可能ではないであろう。なお Vitreous SiO₂ は図 3 の場合と同じ理由で同図には示されていない。

次に、式(22)について考察する。式(12)を温度 T で微分して式(22)に代入すると

$$\alpha = \frac{n_0 - 1}{n_0} \frac{P}{760} \frac{a}{(1 + aT)^2} \quad (24)$$

が得られる。上式の P と α の関係を表 1 の 7 種の気体について図 4(b) に示した。また光学材料の線膨張係数 α を図の下端に示した。Xe のように屈折率の温度依存性の大きな気体を用いても、式(22)を満足させるには (Vitreous SiO₂ を除いて) 数気圧程度以上の大きな圧力が必要なことがわかる。気体の屈折率の温度係数は $(n_0 - 1)$ に比例する。従って屈折率が Xe より大きな気体はその温度係数が Xe のそれより大きい。そのような気体としてはベンゼン、臭素、二硫化炭素、クロロホルム、エチルエーテル、メチルエーテル、ペンタンなどがある¹⁰⁾ が、有毒性、可燃性等の問題があり、ここでは除外して考えている。

4. 結 言

気体の屈折率測定の場合のような精密干渉計測には、用いる光学材料の温度依存性が問題となるが、ここでは光学材料の光路長の温度係数およびそれを零にするアサーマル条件について考察した。周囲媒質が真空および 7 種の気体、主として負の dn/dT を有する光学材料 19 種について数値計算した。その結果、真空中の垂直入射時には光学ガラス 3036、真空中のブルースタ角入射時には LHG-10、大気中の垂直入射時には LHG-10、大気中のブルースタ角入射時には光学ガラス 3038、などの光学材料が適していることがわかった。上記のような場合 $(1/l)(dS/dT)$ は $\pm 10^{-7}$ 程度あるいはそれ以下になる。この数値は 5 mm 厚さの光学材料の光路長変化に換算すると $\pm 0.5 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ となり $10^{-4} \lambda$ 程度の分解能を有する干渉計測でも 0.1°C 程度の温度変動が許されることになる。最後に、入射角に無関係となるアサーマル条件と種々の物質の物質定数とを対照したが、現時点では、そのような条件に近い物質は見つからなかった。このような条件に合致する光学材料の開発が望まれる。

謝 辞

有益な御示唆を頂いた本学部工業力学第一講座大塚喜弘教授に感謝します。また、数値計算を助けてくれた当講座大学院生岡本淳君に感謝します。

参 考 文 献

- 1) Prod'homme, L.: "A new approach to the thermal change in refractive index of glasses," *Physics and Chemistry of Glasses*, 1 (1960), 4, p. 119
- 2) Bååk, T.: "Thermal coefficient of refractive index of optical glasses," *J. Opt. Soc. Am.*, 59 (1969), 7, p. 851
- 3) Gray, D. E. (Coordinating editor): *American Institute of Physics Handbook*, 3rd ed. (1972), Sec. 6b., McGraw-Hill Book Company
- 4) Feldman, A., Horowitz, D., Waxler, R. M., and Dodge, M. J.: "Optical materials characterization, Final technical report, February 1, 1978-September 30, 1978," National Bureau of Standards (U. S. A.), Technical Note 993 (1979)
- 5) Sparks, M.: "Optical distortion by heated windows in high power laser systems," *J. Appl. Phys.*, 42 (1971), 12, p. 5029

- 6) Deutschbein, O., Faulstich, M., Jahn, W., Krolla, G., and Neuroth, N. : "Glasses with a large laser effect : Nd-phosphate and Nd-fluorophosphate," *Appl. Opt.*, 17 (1978), 14, p. 2228
- 7) Morishige, Y., Kishida, S., Washio, K., Toratani, H., and Nakazawa, M. : "Output stabilized high-repetition-rate 1.545- μm Q-switched Er : glass laser," *Optics Lett.*, 9 (1984), 5, p. 147
- 8) Mishima, T. and Sakuraba, I. : "Generalization of athermal condition for optical element with plane parallel end-faces," (to be published in *Trans. I. E. C. E. of Japan. Sec. E*, E68 (1985), 7).
- 9) Leonard, P. J. : "Refractive indices, verdet constants, and polarizabilities of the inert gasses," *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 14 (1974), p. 21
- 10) Gray, D. E. (Coordinating editor) : *American Institute of Physics Handbook*, 3rd ed. (1972), Sec. 6e, McGraw-Hill Book Company
- 11) 泉谷徹郎, *光学ガラス* (1984), p. 207, 共立出版
- 12) Reitmayer, F. and Schroeder, H. : "Effect of temperature gradients on the wave aberration in athermal optical glasses," *Appl. Opt.*, 14 (1975), 3, p. 716
- 13) 田幸敏治, 辻内順平, 南茂夫編, *光学的測定ハンドブック* (1982), p. 61, 朝倉書店
- 14) Gray, D. E. (Coordinating editor) : *American Institute of Physics Handbook*, 3rd ed. (1972), Sec. 4f, McGraw-Hill Book Company
- 15) Kruse, P. W., McGlauchlin, L. D., and McQuistan, R. B. : *Elements of Infrared Technology : Generation, Transmission, and Detection* (1962), p. 143, John Wiley & Sons, Inc.
- 16) 島内みどり, 佐々木治, 有馬貢, 沢井史郎, 及川研一 : "マイケルソン干渉計による気体の屈折率測定の精密化 II," *東京学芸大学紀要*, 4 部門 35 (1983), p. 1
- 17) 泉谷徹郎, *光学ガラス* (1984), p. 194, 共立出版
- 18) 同上, p. 197