

# レーザーによる空気力学的実験法

大 島 耕 一  
山 本 正 夫  
菅 谷 勝 誉  
大 島 裕 子\*

Applications of a Gas Laser to Aerodynamic Testing

By

Koichi OSHIMA, Masao YAMAMOTO,  
Katsutaka SUGAYA and Yuko OSHIMA\*

**Abstract:** Applications of a Ne-He gas laser to conventional schlieren method and Mach-Zehnder interferometry are very successful. The high brightness of the laser light source results in so sensitive schlieren photographs that the maximum sensitivity obtained is actually limited by diffraction of the laser light beam due to the models. The high monochromaticity and brightness of the laser light make adjustments of Mach-Zehnder interferometers very easy, and we can obtain high quality interferograms for fields with very large optical path differences beyond millions of the fringe shifts. Such high interferences of the laser light in Mach-Zehnder interferometry suggests several new applications, for instance, measurements of temperature fields in transparent liquid or solid and strain analyses of solid models.

A few other laser applications to gasdynamic testing are proposed, including heterodyne detection of two laser lights in order to analyse an interference of light wave with a plasma.

## 内 容

### 概 要

1. 光源としてのレーザーの特性
2. シュリーレン法
3. マッハ・ツェンダー干渉計
4. 光学的測定法の応用例
5. レーザーの電磁波としての特質の利用
6. 結 言

文 献

---

\* お茶の水女子大学理学部

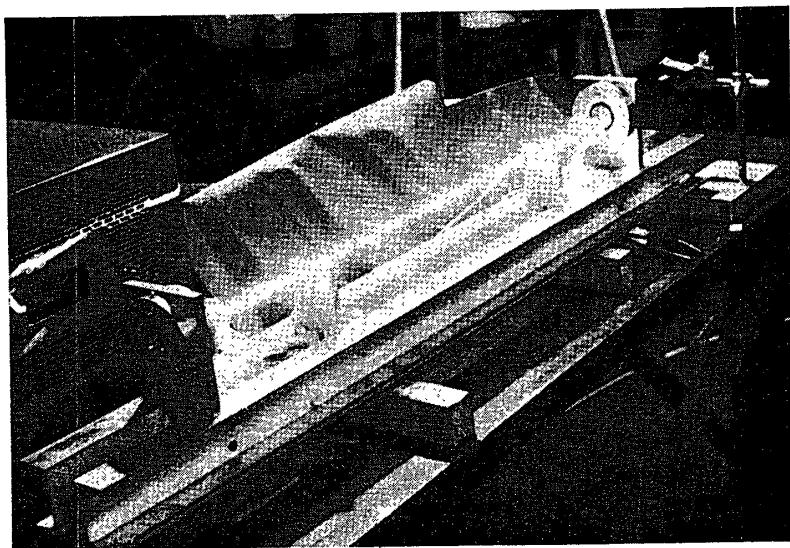
## 概 要

本文では、まずネオン・ヘリウム・ガス・レーザーが、シュリーレン法およびマッハ・ツェンダー干渉計に使用され、劃期的な成功を収めたことが報告される。レーザー光の優れた単色性と高い光源輝度によって、シュリーレン写真においては、回折現象によって限界づけられた、理論上期待できる最高に近い感度が得られた。マッハ・ツェンダー干渉計では、ほとんどその調節を不必要にする程容易に干渉縞が得られ、水槽中や硝子片などの大きな光路程の差を生ずるばあいでも、明瞭な干渉縞が現われた。

次に、2本のレーザー管の出力を組合わせて、ヘテロダイイン検波をすることによって、レーザー光の分析ができることが述べられ、いろいろの応用の可能性が記される。

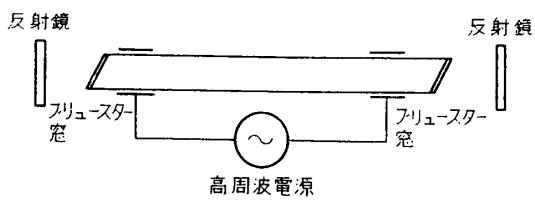
### 1. 光源としてのレーザーの特性

レーザーの原理・特性等については、多くのていねいな解説が出されているので、[1], [2], [3] ここでは必要最小限の説明を行なう。空気力学的実験に使用するのに最も便利なものは、今のところ第1図に示すようなヘリウム・ネオン・ガスレーザーである。これは約

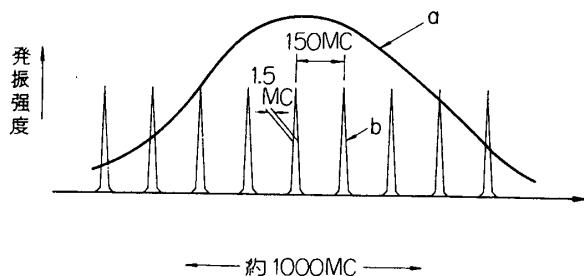


第1図 レーザー管全景

10% のヘリウムを含むネオンを、直径数 mm、長さ数 10cm の細長い硝子管中に約 15cm 水銀柱位の圧力に封入したもので、これに高周波又は直流の電圧を加えて放電させ、ヘリウム原子を  $2^3s$  状態に励起させ、それとの第2種衝突により励起されたネオン原子に、いわゆる反転分布を起こさせる。この状態で適当な共振空間に入れると（たとへば第2図のように平行平面鏡の間に入れる）と、深赤色から長波長の側、約30位の共振波長のところで、共振発振をする。この内普通は可視光線を使うのが便利であるから、 $6328 \text{ \AA}$  の波を選択発振するようにして使用する。このような状態における気体のスペクトルは、ドップラー効果によって、 $\Delta\nu_s = 2\bar{v}v/c$  だけの幅をもっている。ここで  $\bar{v}$  は原子の平均速度・ $c$  は光速度・ $v$  は



第2図 レーザー発振管略図

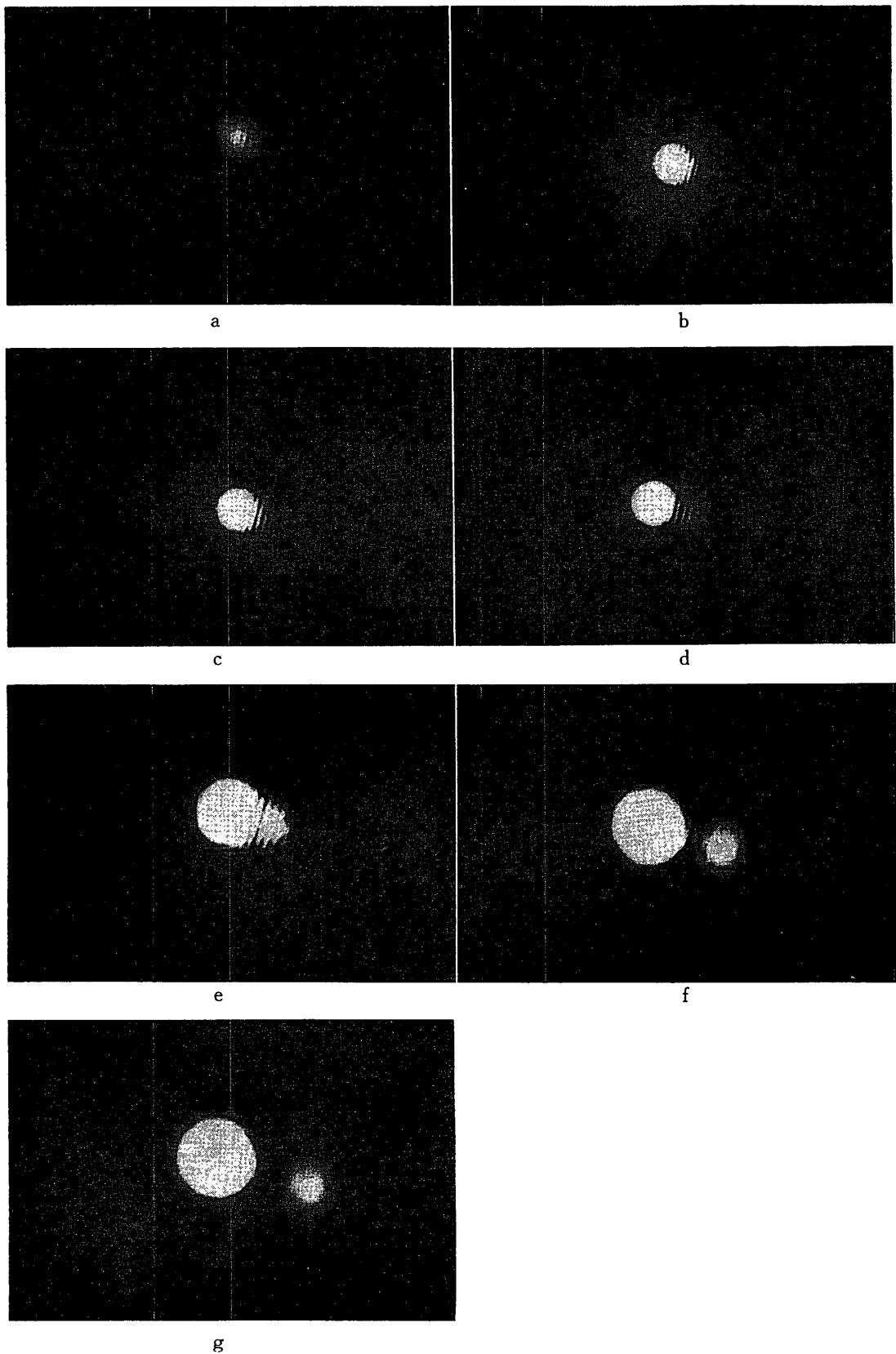


第3図 共振周波数分布図

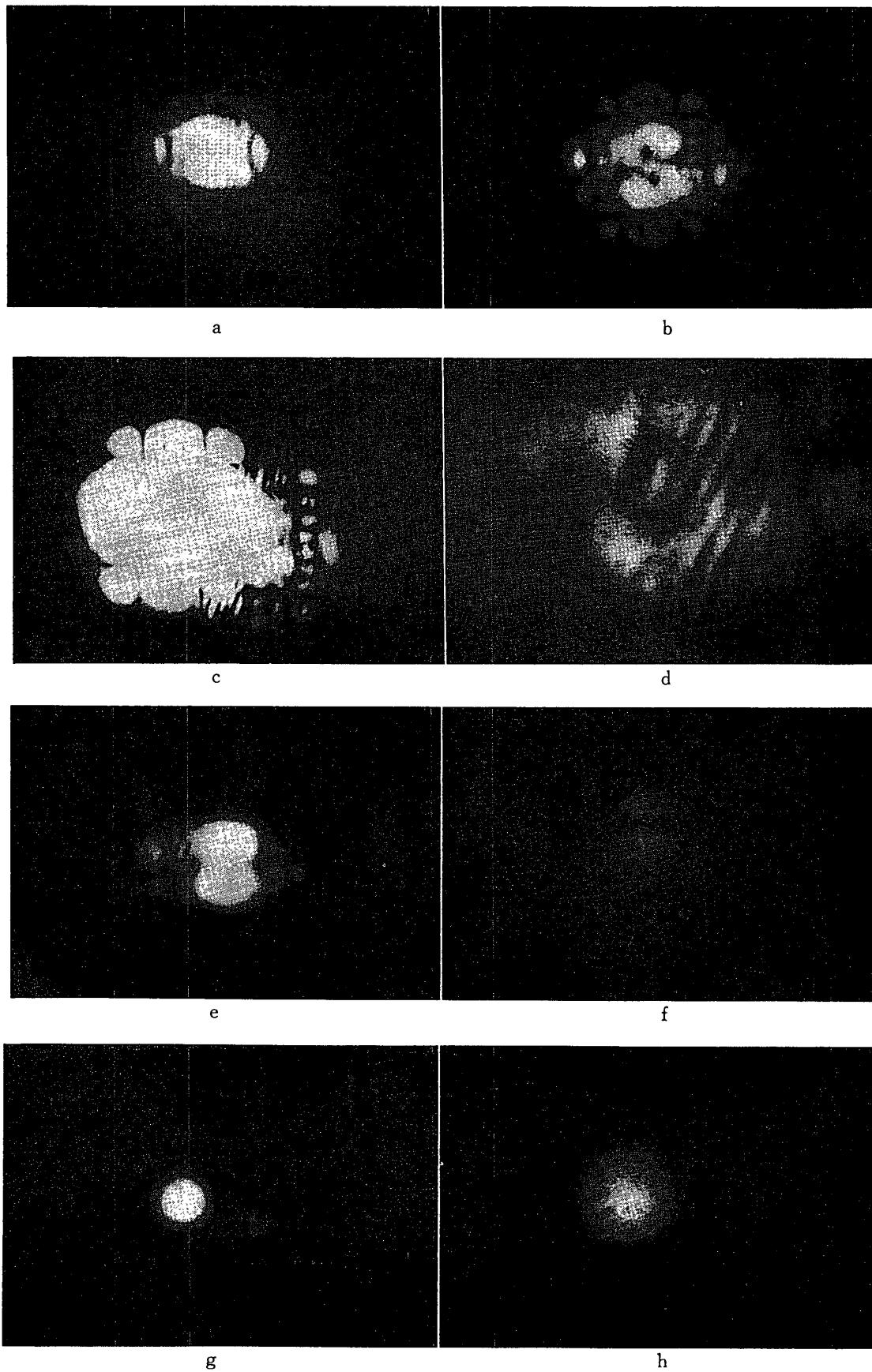
考えている光の波数である。今のはあい、 $\bar{v}=500 \text{ m/sec} \cdot \nu=3 \times 10^{14} 1/\text{sec}$  ( $=3 \times 10^5 \text{ KMc}$ ・これは波長約  $10,000 \text{ \AA}$  に当る) とすると、 $\Delta\nu_s=1 \text{ KMc}$  位になり、第3図に a で示したようなスペクトル線のところで共振、発振する可能性がある。このような気体を、2枚の反射鏡の間に入れると、この気体による光の增幅作用が、反射や回折による損失よりも大きければ発振する。この際の共振周波数は  $\nu_c=Nc/2L$  で与えられる。ここで  $N$  はモード次数で正の整数であり、 $L$  は反射鏡の間隔である。反射一回についての損失を  $A$  とすると、このような光の共振の幅は  $\Delta\nu_e=Ac/2L$  となる。今の例では  $L=100 \text{ cm}$  で  $c/2L=150 \text{ Mc}$  であるから、この整数倍で共振が起こり、損失を 3% とすると  $\Delta\nu_e$  は約  $1.5 \text{ Mc}$  となるので第3図 b のような形の数種のモードの発振が起こりうる。

実際のレーザーでは、発振を容易にするために、凹面鏡を使うことが多いので、発振光をレンズで拡大してみると、後に記すように多種の発振をする。又軸上モードについても上記の数種の発振をしているので、各種干渉図形を生じ、又、光電管で受信すると、この差周波数に相当するうなりが観測される。ただし適当な絞りを共振光路中に入れたり、発振強度を下げたりすることによって、单一モードの光を得ることができる。

第4図 a～g は、共振光路中に絞りを入れて、单一モードの発振を行なわせ、出力側半透明鏡からいろいろの位置に拡大レンズをおいて撮影した、レーザー光の構造で、出力側半透明鏡の背面の二重反射のために、干渉縞が生じている。半透明鏡からの距離が遠くなる程(a～g の順に遠くなる)二つの光は離れ、干渉の影響は減少し、よい光線が得られる。第5図 a～c は絞りをとり、多重モードの光を上と同様にして写したもので、前記の二重反射鏡による干渉縞の外に、各発振モード間の干渉が現れている。同図 d はこの光を使用状態迄拡大した際の写真で、前記2種類の干渉図形のほか、各種反射光の干渉による同心円状の干渉図形も現れており、このような不均一光では良い測定を行なうことができない。第5図 e, f は絞りを少し大きくして、二重モードの発振を起こさせたときを示し、g には軸上モード



第4図 a～g 単一モード発振光



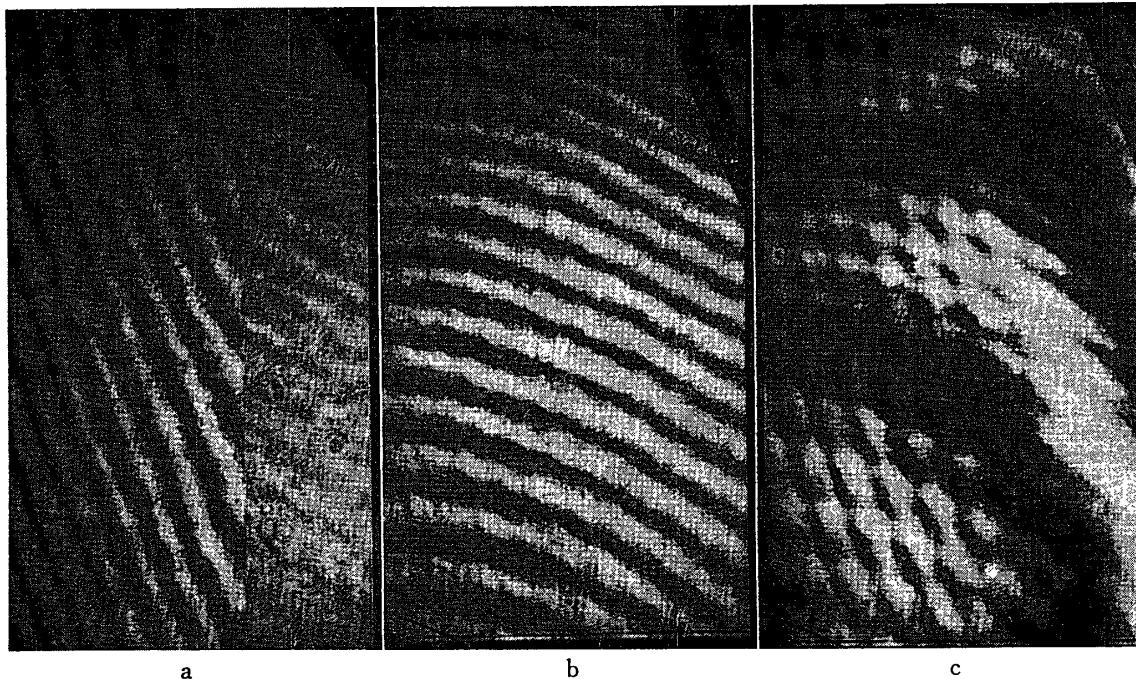
第5図 a～h 多重モード及び单一モード発振光

による同心同状の干渉図が現れている。hは発振強度を弱くして得られた図で、時間的に発振が不安定なために多重のモードの不安定に重畠した像が現れている。

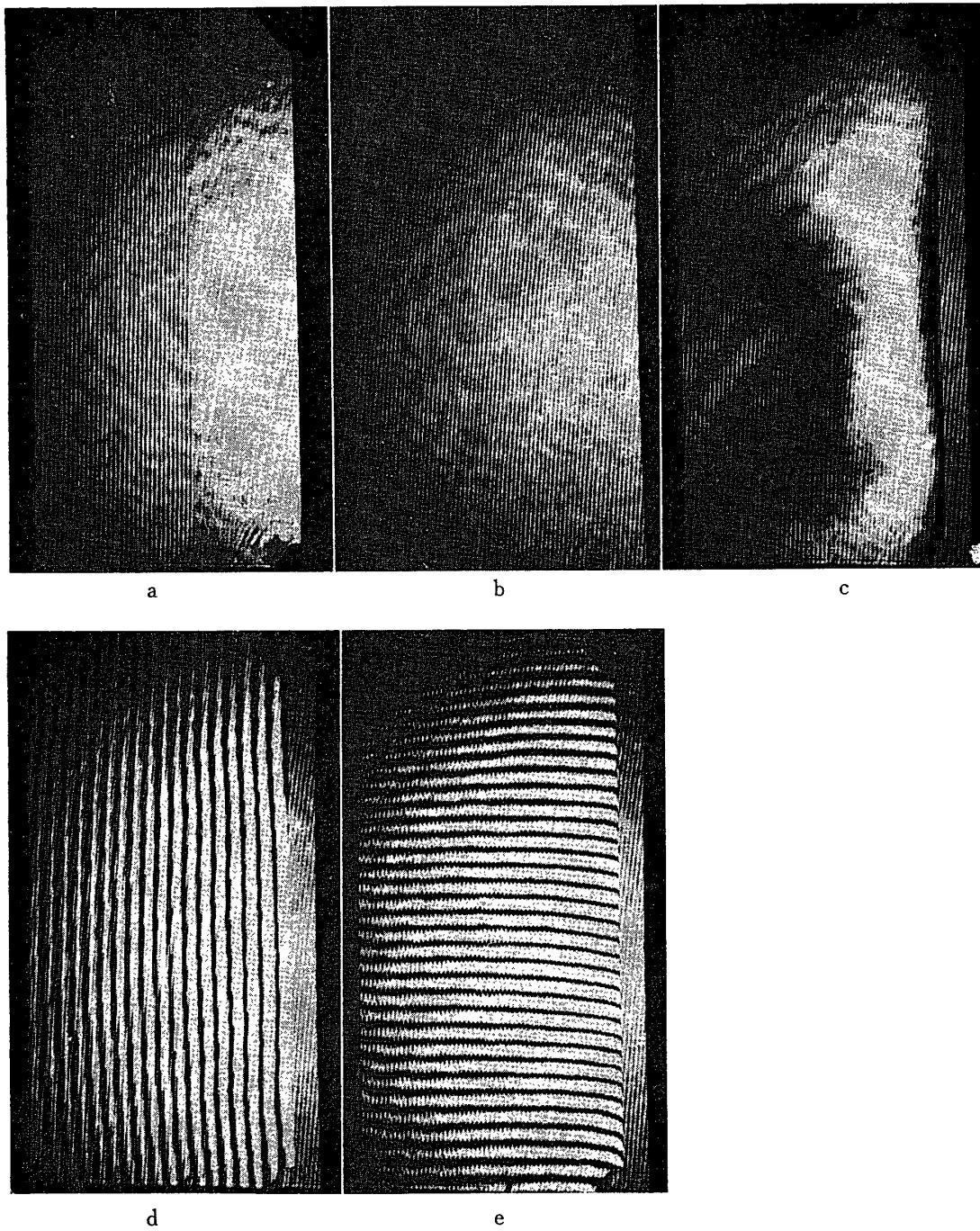
実際的な注意を少し加えると、ネオン・ヘリウムの混合比・放電の強度・共振光路の形等の調節はあまり重要ではないが、共振光路の損失はできるだけ小さくしなければいけない。たとえば、硝子に垂直に入射する光は一面で約4%の反射損失を伴うから、発振光路中におく硝子板には反射防止膜をつけるか、ブリュースター角に調整して損失を避けねばならない。後者が一般的であるがその際は必然的に出射光は完全に偏光している。このことは後に述べるように、ある応用の際には重要な意味がある。

共振光路中にカー効果又はファラデー効果を利用した偏光シャッターを入れて、発振を制御して、たとえば瞬間写真の光源にしようという試みは、未だ十分に損失の少ない（開放時に）シャッターが得られないので成功しなかった。従って瞬間光源としては、撮影側のシャッター（電気的・機械的いずれか）で制御しなければいけない。この際には、出力光が完全偏光していることは多少の利点になる。

以上の説明によって、光源としてのレーザーの特性が明らかになった。つまり、第1はその単色性であり、第2はその高い光源輝度である。第1の単色性については前記のように、最も強く单一モードで発振させたとしても、 $\Delta\nu_c=1.5\text{ Mc}$ （これは $5\times 10^{-3}\text{ \AA}$ に相当する）位の光が得られる。弱く発振させるとそのピークで振動し、現在のところでは、短時間ならば数サイクルの安定度の振動が得られたとの報告がある。もちろん長さLが何かの原因で変るとこれは変る。これは第5章で述べる応用では本質的な意味をもつが、普通の光源としての応用では、簡単な防震台にのせている限り認めうるような効果をもたない。第2の高輝度性は、その出射光の高い指向性による。前記のように共振光路は、両反射鏡の間で多重反



第6図 a～c ジャマン干渉縞



第7図 a～e ジャマン干渉縞

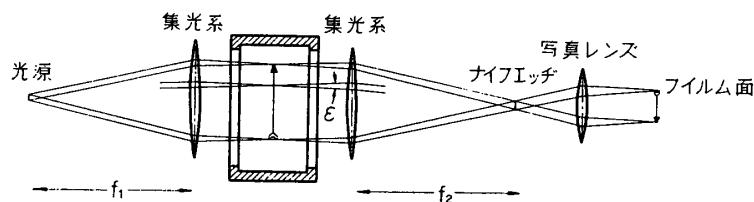
射できる光だけが増幅されるから、出射光の開き角は、この反射鏡の平行度によってきまるが、これは普通非常に小さいので、実際的にはほとんど出射瞳の回折だけできまり、いずれにしてもレンズで拡大して使用する際には、完全な点光源とみなしうる程度に小さい。たとえば、レーザー管の直径  $d$  を 4 mm とすると、回折による拡がりは  $\lambda/d = 2 \times 10^{-4}$  rad 程度の小さい角になる。ガスレーザーの光出力は多くのばあい数 mW 程度であるが、このよ

うにより指向性のために、実効光源輝度は現存するいかなる光源よりも飛躍的に高い。

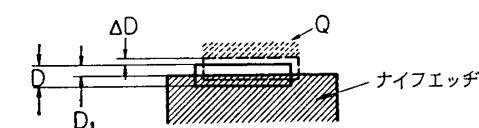
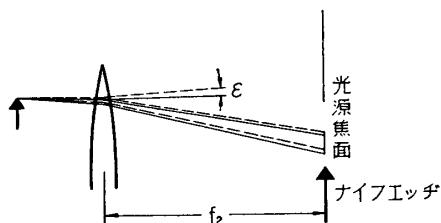
このように鋭い単色性と高い光源輝度は、普通のマッハ・ツェンダー干渉計の2枚の半透明鏡によるジャマン縞を明瞭に示すことがある（あまり望ましい現象ではないが）、第6図aはマッハ・ツェンダー干渉計の光路の一方をさえぎってとった写真で、bは他の方の光路をさえぎってとった写真である。共に、それぞれの半透明鏡によるジャマンの縞（斜めにおかれた硝子板の中で2回反射した光と元の光との干渉縞）が現れている。このような縞は普通の光源では（虚の）光源像の中にしか現れなかつたもので、それがレーザー光の高い干涉性のために光場中にも現れるようになったものである。この縞は当然マッハ・ツェンダーの縞と重畳して現れるので、同図cに示すような干渉図形を与える。図中の太い2本の縞がマッハ・ツェンダー縞である。これを避けるためには、まず適当な反射防止の処理を半透明鏡の背面にするか、又はレーザー光が普通偏光している（ブリュースター窓によって）のを利用して、半透明鏡に垂直の振動面をもつ光を使うようにすると避けることができる。この例を後に示してある。他の方法は、平行光線の代りに若干収斂又は発散している光を使うことで、こうすると、ジャマンの縞の間隔が狭くなり、あまり邪魔にならなくなる。第7図a,bはこのようにしたばあいの2面の半透明鏡によるそれぞれのジャマンの縞で、c,d,eはそのばあいの無限に拡がった、縦の、又は横のマッハ・ツェンダー干渉縞をそれぞれ示す。

## 2. シュリーレン法

空気力学的測定に使用されるシュリーレン装置は、第8図に示すように光源からの光をレンズ又は凹面鏡（焦点距離  $f_1$ ）で平行光線にして、測定部を通し、集光レンズ又は凹面鏡



第8図 シュリーレン法原理図



第9図 シュリーレン法原理図（ナイフェッヂ面）

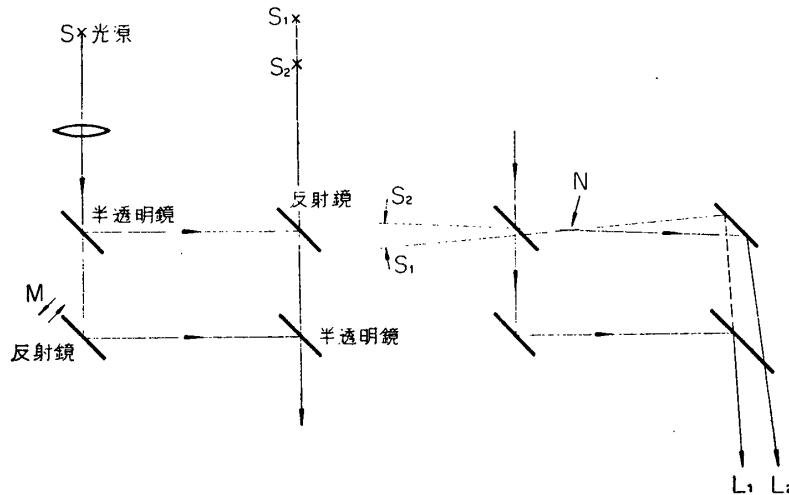
(焦点距離  $f_2$ ) で集め、光源の像点にナイフエッジを置いて、光を幾分かさえぎり、写真レンズで測定部の像をフィルム面に結ばせて写真をとる装置である。測定部内の攪乱による光の偏角を  $\epsilon$  とすると、その光の光源像面における偏位  $\Delta D$  は、第9図に示すように  $\Delta D = f_2 \epsilon$  となる。同図に示すように、光源像面における光源像の大きさを  $D$ 、ナイフエッジでかくされない部分の大きさを  $D_1$  とすると、偏位した光のフィルム面でのコントラストは  $\Delta D / D_1 = \epsilon f_2 / D_1$  で与えられる。普通フィルムの感光度曲線は、上下に飽和した S 字型曲線であるから、その中央の最大感度部分に相当する明るさに  $D_1$  を調節しなければいけない。一方、光源の輝度を  $B_1$  とすると、ナイフエッジ面の輝度  $B_2$  は  $B_2 = B_1 f_1 / f_2$  で与えられ、一方、一定光量を通すための  $D_1$  は  $B_2$  に逆比例し、結局コントラストは  $\epsilon B_1 f_1$  に比例する。 $B_1 f_1$  は実効光源輝度によってきまる量で、つまりシュリーレン法の感度は実効光源輝度だけに比例してきまる（もちろん最良状態に光学系を調節したとして）。これが普通の光源を使用した際に起こる感度の限界である。

しかし、レーザー光では輝度が非常に高いので、他の限界が起こる。すなわち測定部などの各種の絞り効果（模型や気流の変化等）による回折像が、ナイフエッジ面にたとえば図中  $Q$  で示すようにできる。これはナイフエッジによって隠されず、かつ元の光学系と幾何光学的な関係をもたないので、フィルム面には種々の奇妙な回折像として現れる。従って幾何光学系としての光は少なくともこの回折光を打消す程度に強くなければならず、又光源輝度は、このように調節した光が、フィルムを飽和させない程度に弱くなければならない。このような状態は通常の光源では起こらないが、レーザー光では第4章に例示するように明らかに認められる。

レーザー光を使用したシュリーレン装置で得られる感度を定量的に推定するのは困難であるが、後の例から考えると、恐らく常温で数分の 1 mm 水銀柱位の静圧をもった超音速流中の拡がった衝撃波を認めうるであろう。

### 3. マッハ・ツェンダー干渉計

マッハ・ツェンダー干渉計の一般配置図は第10図に示すように、2枚の反射鏡・2枚の半透明鏡をほぼ長方形に配置したものである。説明の便宜のために、普通の調整のやり方から述べる。まず、4枚の鏡をそれぞれ平行に設定する。次にできるだけ小さな光源の光を平行光線にして干渉計に入射させ、出てきた光をレンズで集めて肉眼で観測する。このとき、4枚の鏡がそれぞれ完全に平行であれば、光源  $S$  の干渉計の二つの光路を通ってできた虚像  $S_1$ ,  $S_2$  は図に示すように一直線上にあるが、ある距離はなれているので干渉縞はみえない。そこで一枚の鏡、たとえば  $M$  をとの状態に平行に移動させると、虚像  $S_1$  と  $S_2$  が近づくので縞がみえてくる。これを更に続けると縞は段々と濃くなり、遂には白色光でも黒い中心縞の両側に連なる数本の色づいた縞がみえるようになる。これを中心縞と呼ぼう。この状態は光源から出発し、二つの光路に分れて進み、又合わされた二つの光の光路程が等しくなったとき、つまり、 $S_1$ ,  $S_2$  からの距離が等しくなったときにおこる。逆にいって、4枚の鏡が平行であっても、干渉縞がみえなかったのは、光が完全に単色でないとわずかの光路程の差によって干渉しなくなるからであった。次に（このままでは写真をとるのに十分の光量が

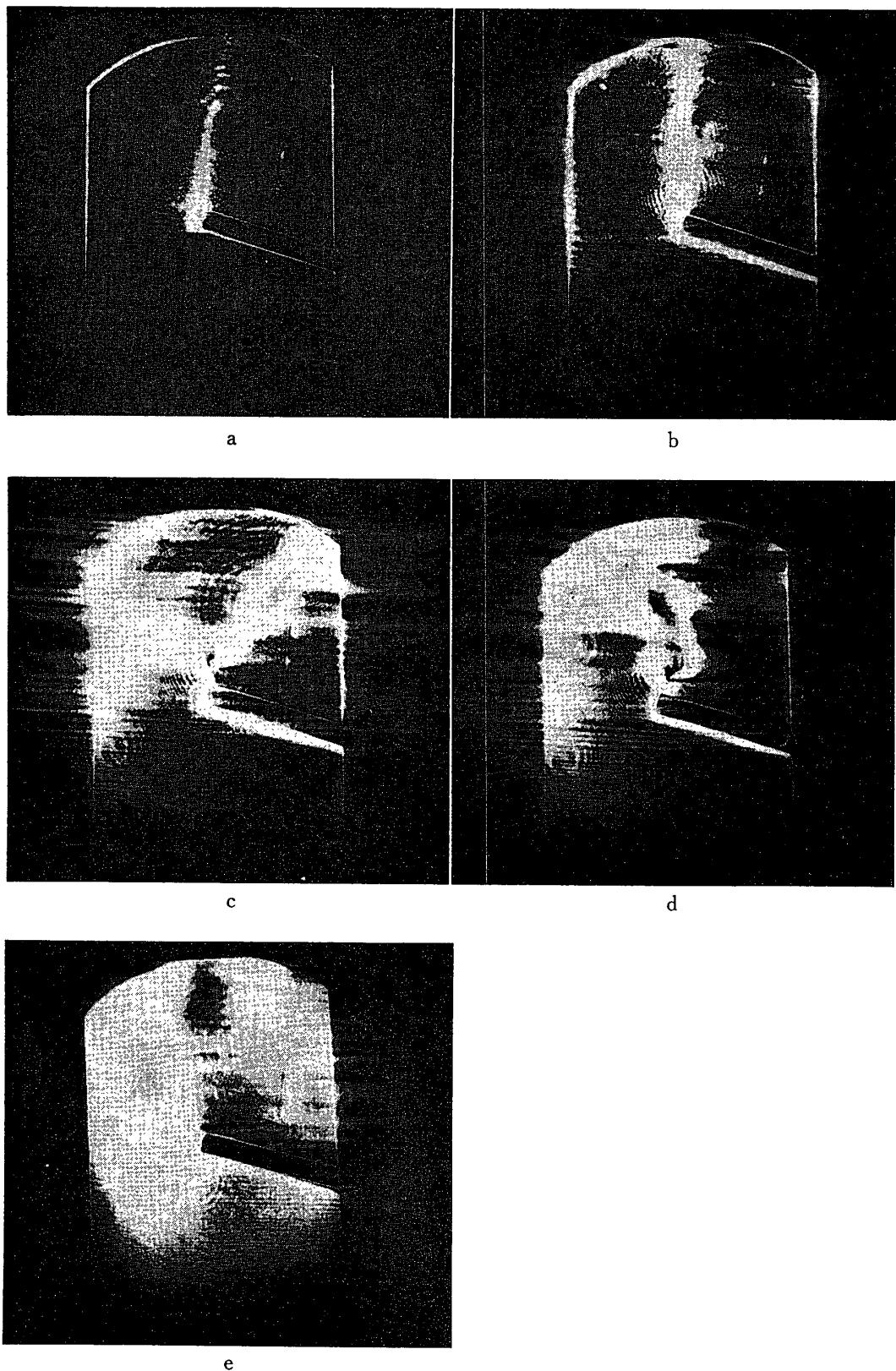


第10図 マッハ・ツェンダー干渉計原理図

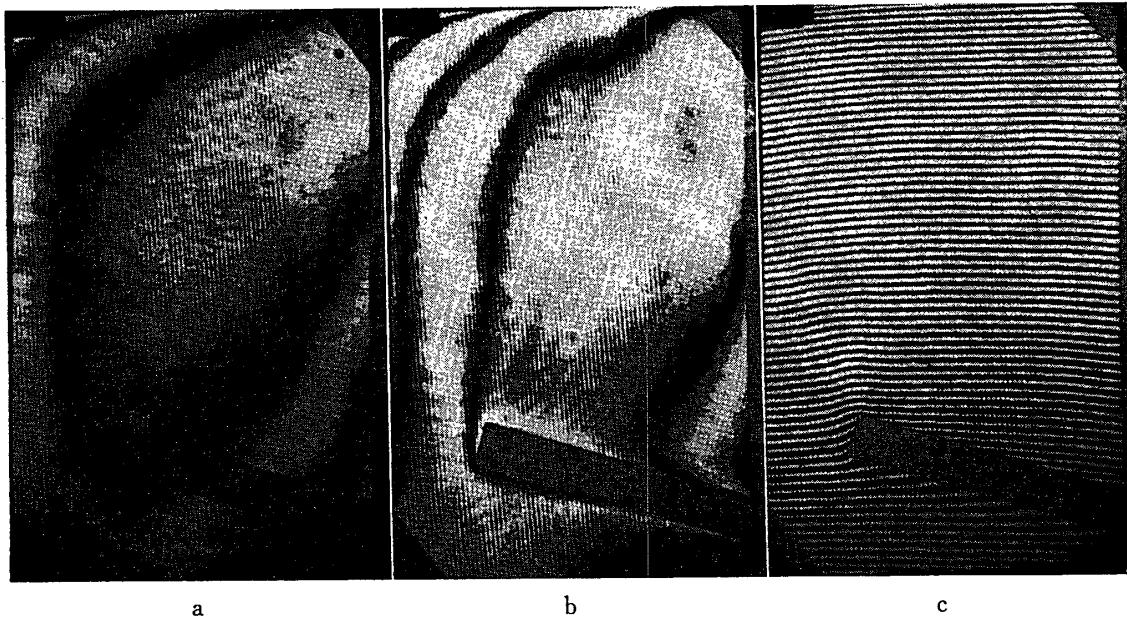
ないから) 光源を大きくすると、再び干渉縞は消える。つまり光源が有限の拡がりをもつと干渉計によって作られた2本の光束が(これは通常わずかに傾いて干渉縞を作っているが)空間的に交差する点  $N$  だけに干渉縞ができる、そこから離れたところでは、有限の大きさの光源の異なる部分から出た光が干渉しないために、縞が消えるのである。マッハ・ツェンダー干渉計では、4枚の鏡を適当に動かすことにより、又はコンペンセーター硝子の傾きを調整することによって(これは非常に有効な調整法である)測定部内にこの交点を動かし、干渉縞の像と測定部の像を同時にフィルム面に作ることができる。実はこの性質、つまり2本の光路を独立に操作して干渉面を測定部に作ることができることが、マッハ・ツェンダー干渉計の特性であって、それがジャマン干渉計やマイケルソン干渉計に比較して、操作・構成が遙かに複雑であるにもかかわらず、マッハ・ツェンダー干渉計が空気力学的実験に広く使われている理由であった。

以上の説明によって、レーザー光をマッハ・ツェンダー干渉計に使用したときの利点は容易にわかるであろう。まず第一に、その単色性のために、第1の操作、すなわち二つの光線の光路長を等しくする操作は不要になる。つまり全然調整せずに3枚の鏡を固定し、残りの1枚の鏡の2軸回転だけの微動装置で、二つの光源像を1点に集める(出射側から直接肉眼で光源をみると二つの光源像がみえるから、それが重なるように鏡を回転させる)だけで干渉縞は直ちに現れる。もちろん測定の際にも、二つの光路長を等しくするためのコンペンセーター等は一切不要で、水槽でも、セルロイドでも、硝子はもちろん何でも透明できさえあれば、縞は必ず現れる(ただし、厚さが激しく変っているものでは縞の間隔が狭くなつて、分解しえなくなるが)。さて、第2の点については、レーザー光源の大きさは如何なるピンホールより小さく、かつ十分の光量を抛出しているから、この操作は不要で、光路中どこにスクリーンをおいても同様に美しい干渉縞ができる。

ここで、普通の光源でマッハ・ツェンダー干渉計を使用する際の、干渉縞を識別しうる感度の限界は、上記の単色性ではなくて、むしろこの干渉の局所性・光源の輝度の低いことに



第11図 シュリーレン写真例（加熱棒）



第12図 干渉縞写真（加熱棒）

よって、大きくせざるをえない光源の有限性によってきめられていることに注意したい。又レーザー光によって、何本の縞を判別しうるか（幾らの光路程の差迄検出しうるか）は未だ確認していない。われわれの経験によれば、幅約 20 cm の水槽を通して、何等の干渉縞の劣化を認めなかつた。これは縞数にすると約  $3 \times 10^4$  本に相当するが、これより考えて実際的な限界は、吸収によって制限されることの方が多いのではないだろうか。

#### 4. 光学的測定法の応用例

##### a. シュリーレン法

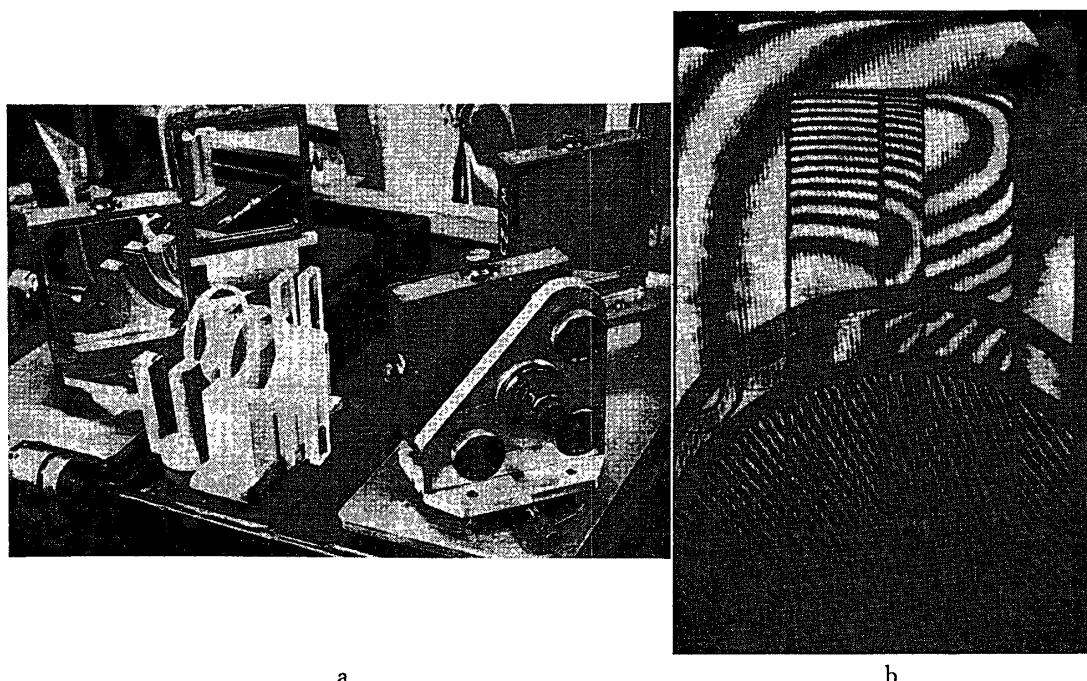
第11図 a～e は空気中に直径 10 mm のアルミニウム製丸棒を斜め上向きに固定し、他端からわずかに熱したときの対流を、シュリーレン写真で撮影し、ナイフェッジによる光源像の切り方を、a→e の順に浅くして行なったときの写真で、レーザー光によって高いシュリーレン感度が得られること、ナイフェッジによる切り方が、最大感度に近いときには、測定部による回折光（横に入っているすじ状の乱れ）が写真の質を悪くしていることが示されている。第12図 a～c は同じ状態の干渉計による写真で、a は非加熱時、b は同じ状態で加熱したとき、c は水平縞にしたときを示す。前図と比較することで、シュリーレン法の感度を推定できるであろう。

##### b. 硝子片の干渉計による写真

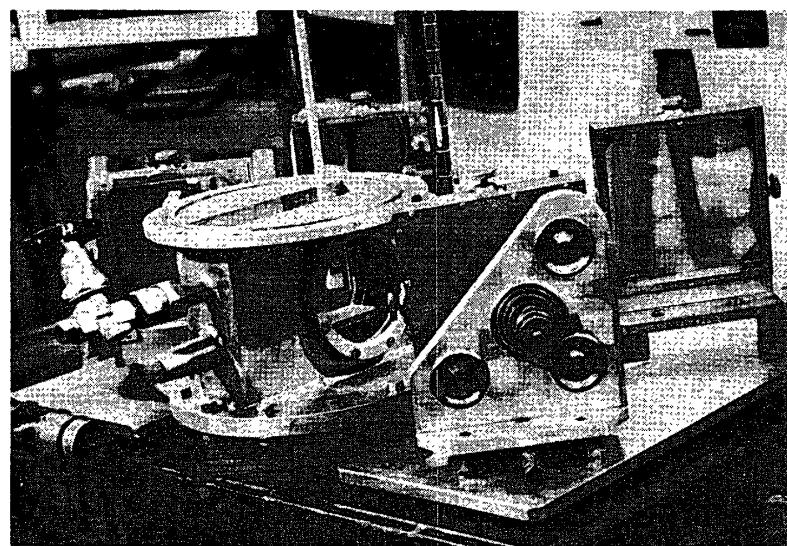
第13図 a のように、いろいろの硝子片を干渉計中におき、写真をとると、同図 b のような干渉図が得られる。この写真は、この程度の厚さ（数 cm）の硝子片を通して、干渉縞の質が少しも劣化しないことを示すためにとられた。

##### c. 水中の密度・温度分布の測定

第14図、第15図に示すように、直径 10 mm のアルミニウム製丸棒を一端より加熱しなが



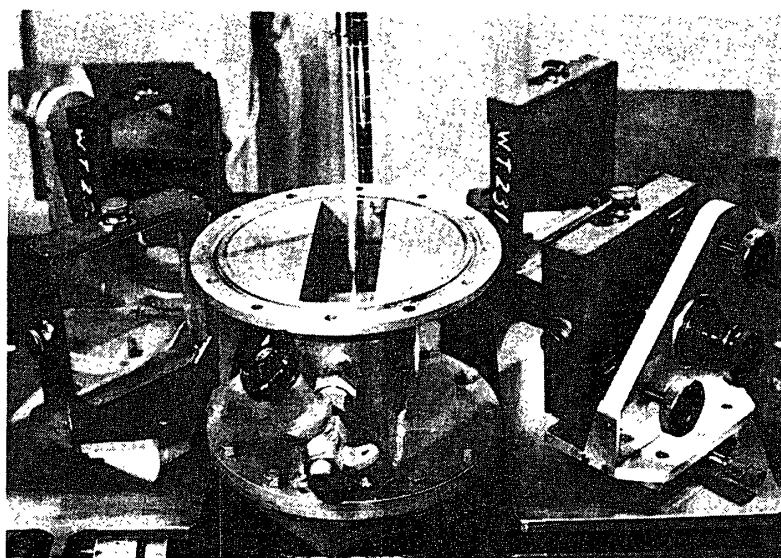
第13図 a, b 硝子片配置写真及びその干渉縞



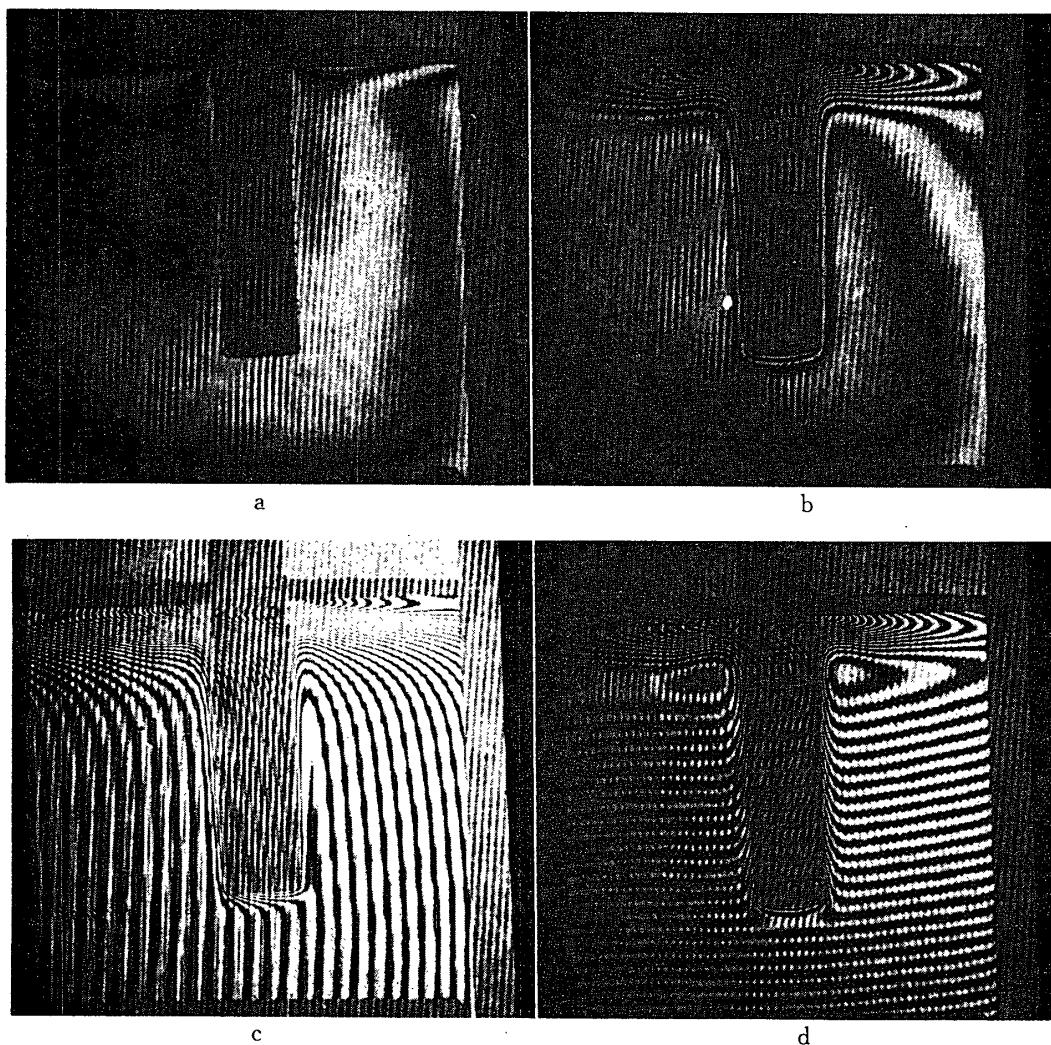
第14図 水中に浸した加熱棒の配置写真

ら、他端を入れたとき、又は水面に接したときの干渉図が、それぞれ第16図と第17図に示してある。第16図 a は加熱前、b, c, d はそれぞれ無限に拡がった垂直の又は水平の縞図を示す。棒表面の対流と液面におけるほとんど不連続な温度上昇に注意しよう。第17図は無限に拡がった縞で、加熱開始後の時間的経過を a→d の順に示している。

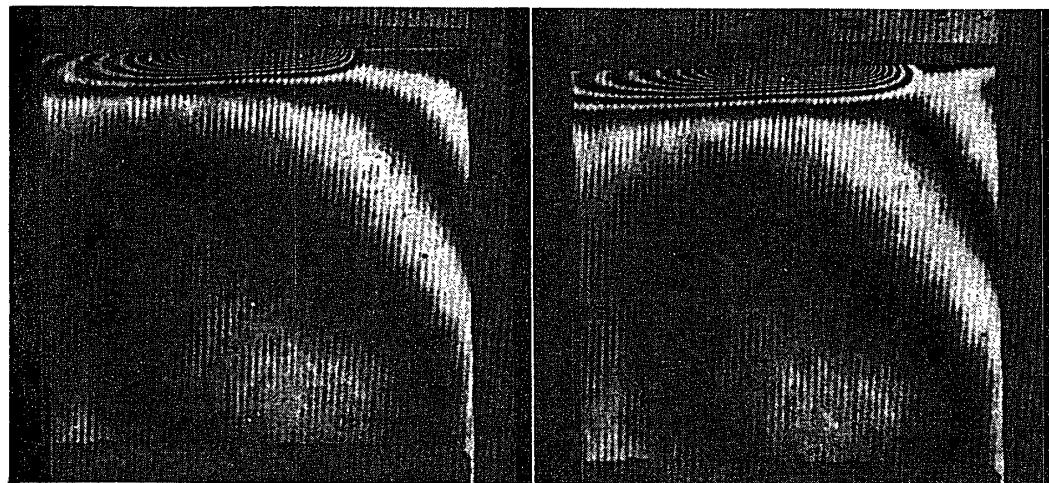
同様な装置で、第18図には直径 6 mm の銅棒の先端を尖らして水面に接し、加熱したときの干渉図で、前と同様に無限縞で時間的経過を示している。第19図は同様な実験を、縦型



第15図 水面に接した加熱棒の配置写真

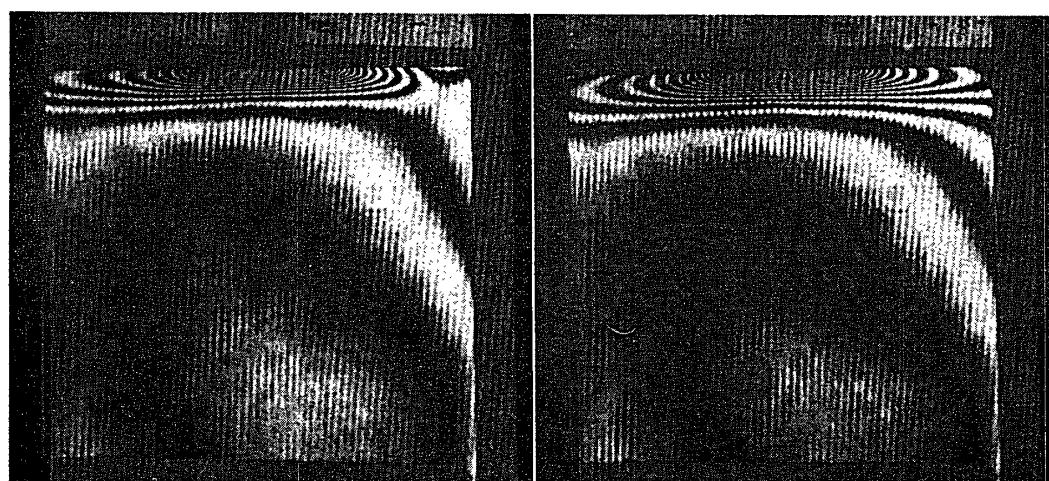


第16図 a~d 水中に浸した丸棒からの熱伝達



a

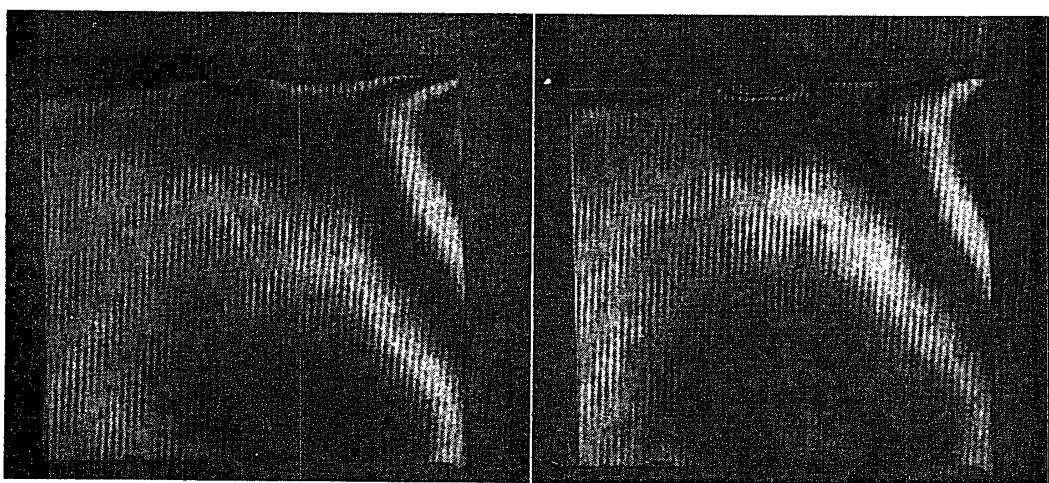
b



c

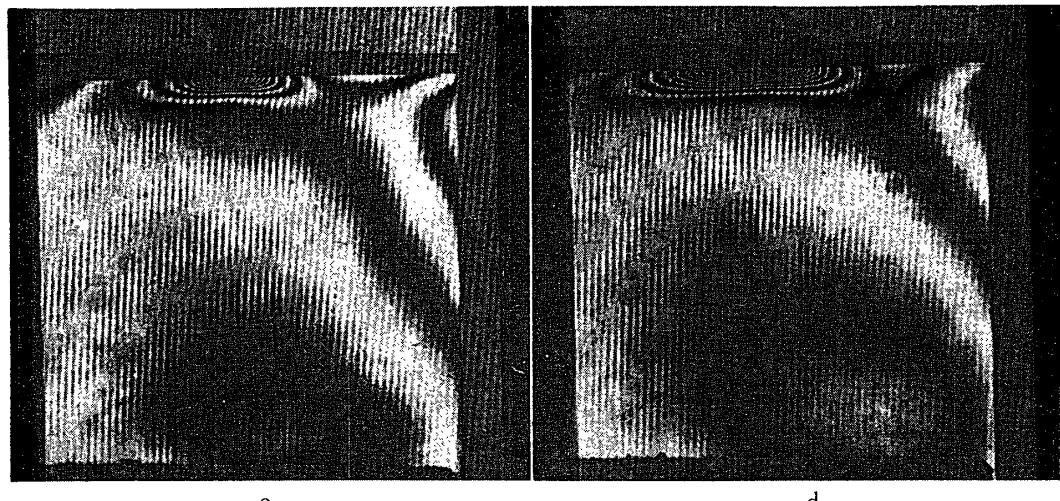
d

第17図 a～d 水面に接した丸棒からの熱伝達

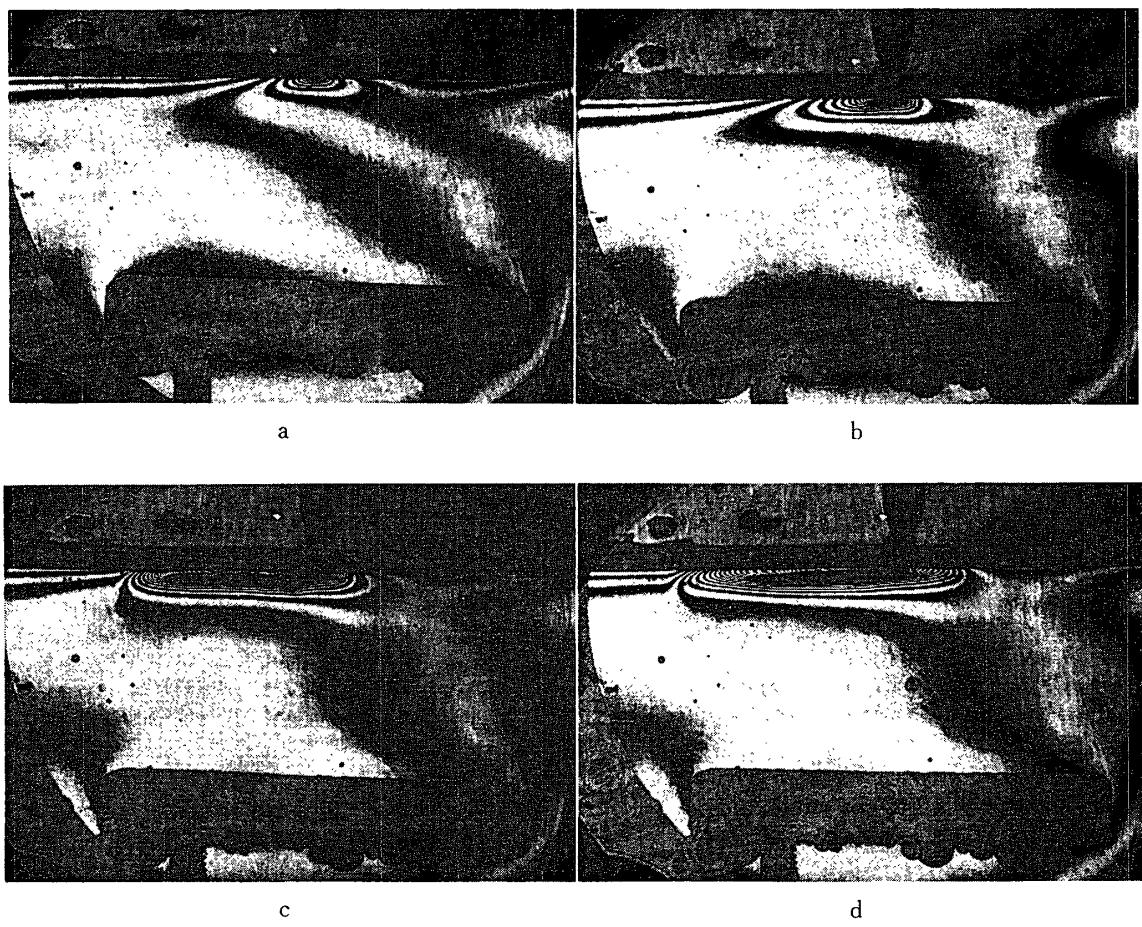


a

b



第18図 a～d 水面に接した尖った棒からの熱伝達



第19図 a～d 18図と同じ写真を縦型干渉計でとった例

の干渉計で行ない、ジャマン縞を消したばあいである。

水の屈折率  $n$  はローレンツ・ローレンツの式により、水の分子量  $M$ 、密度  $\rho$  と定数であるその分子屈折  $P$  を導入すると

$$\frac{(n^2-1)}{(n^2+2)} \frac{M}{\rho} = P$$

で与えられる。したがって

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{6 n \Delta n}{(n^2-1)(n^2+2)}$$

で屈折率の変化  $\Delta n$  と密度の変化  $\Delta\rho$  が関係づけられる。常圧では密度と温度は一義的関係があるから、屈折率変化から温度変化も求めることができる。

写真のばあいのように、三次元的な分布のときは、やや複雑な解析が必要となるが、もし二次元的な厚さ 5 cm の水の層の温度上昇のばあいには、常温では 1/10 の縞移動は約 2/100 度の温度変化に相当する。

#### d. 硝子片中の温度分布の測定

第20図は幅 20 mm、厚さ 10 mm の硝子片の一端を直角に切り落し、それを熱気流（噴出孔 60mm の熱風乾燥器から吹出す風速 9 m/sec、温度 45°C、室温 15°C の乱流）に向けて保持したときの干渉図で、a は通風前、b→e は通風中の時間的経過を示す。順次に硝子片が暖められて行く様子がわかる。

同様な硝子片の一端に黒い塗料をぬり、その端面だけを輻射熱で加熱したときの干渉図が第21図に示されている。同図 a は加熱前、b→e は加熱開始後の時間的経過を示し、時間の経過と共に、被加熱面の温度が上り、試験片中の温度分布も順次急になって行くことがわかる。

二組の写真を比較すると、熱気流で熱せられたときの温度分布と、輻射で熱せられたときの分布との差がよくわかる。硝子のばあいも又、水と同様にローレンツ・ローレンツの式を使うと

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{6 n \Delta n}{(n^2-1)(n^2+2)}$$

が得られる。硝子の熱膨脹係数を  $\alpha$  とすると、 $\theta$  の温度上昇に対して、

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -3 \alpha \theta$$

一方、光路長は  $\alpha \theta t$  だけ伸びるから、結局縞の移動数  $N$  は

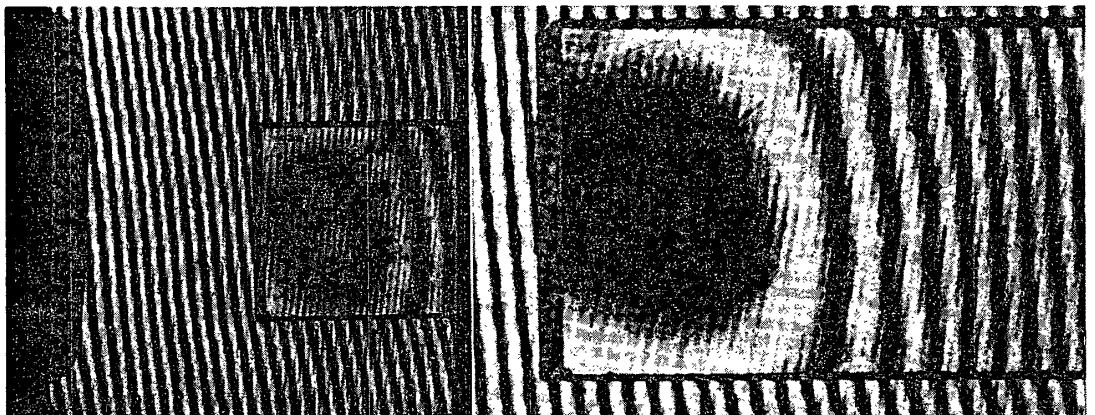
$$N = \frac{(n^2-1)(n^2+2)\alpha \theta t}{3 n \lambda}$$

ただし、硝子の厚さを  $t$  とする。

今の例では  $N$  は約 0.08  $\theta$  となり、1/10 の縞移動が読み取れたとすると、約 1 度の温度変化を検知しうることになる。これは主として硝子の熱膨脹係数が低いために、感度が悪いのであって、他の透明材料では遙かによくなるであろう。

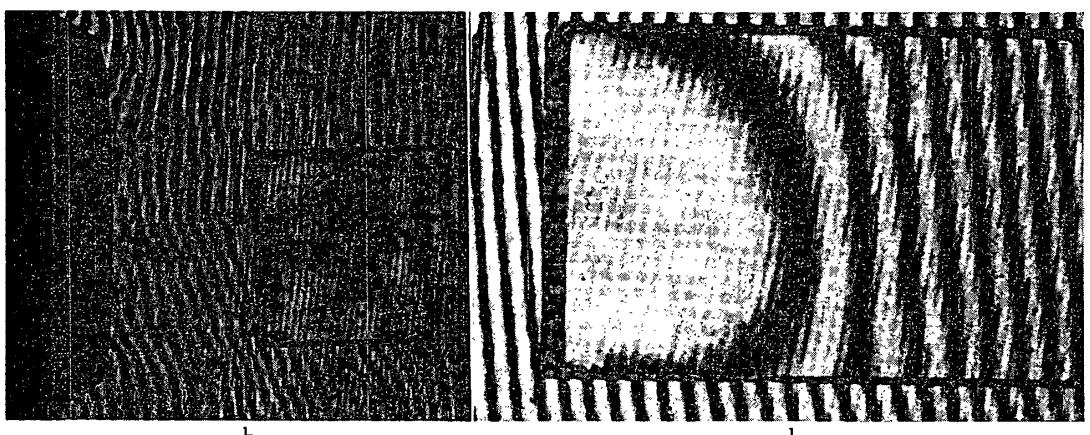
#### e. ひずみ分布の測定

第22図に示すように、干渉計中に保持された、第23図に示されたようなセルロイド製試験



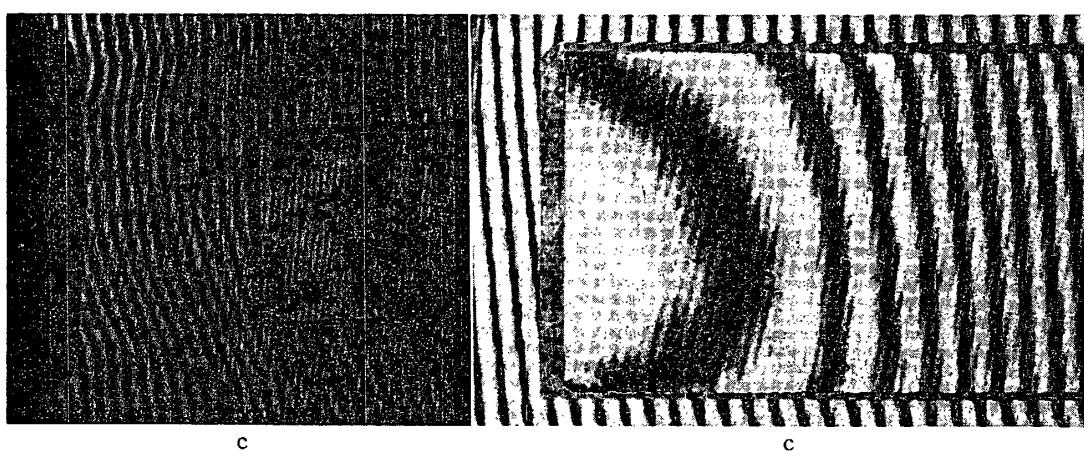
a

a



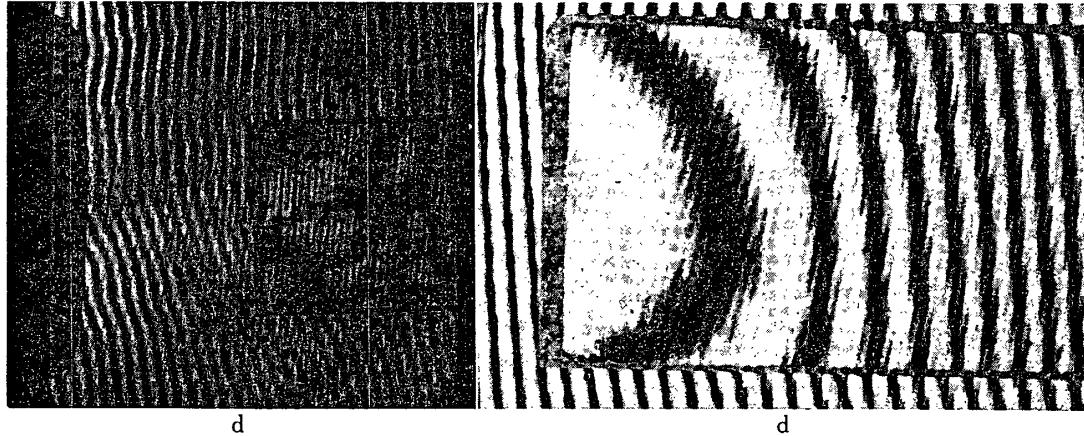
b

b



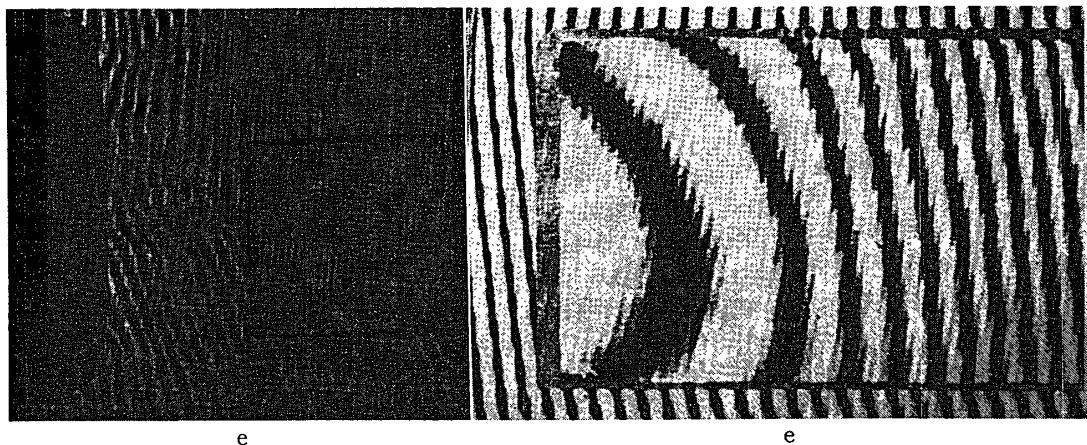
c

c



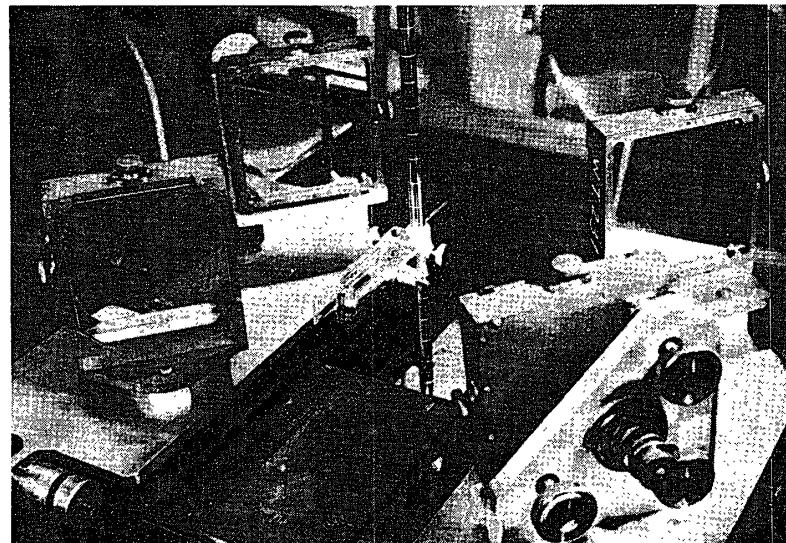
d

d



第20図 a~e 热氣流で一端より熱せられている硝子片

第21図 a~e 热輻射で一端より熱せられている硝子片



第22図 セルロイド試験片取付写真

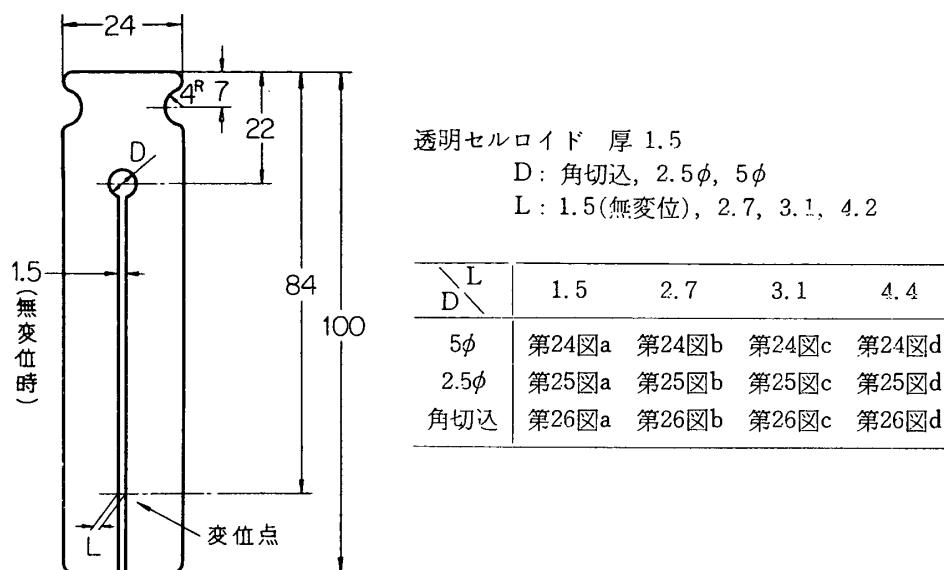
片に、図示の位置に変位（荷重）を与えると、第24、25、26図に示すような干渉図が得られる。各図において、aは無負荷時、b、c、dはそれぞれ第23図に記入したような変位を与えたときの干渉図である。

このばあいのひずみ感度もまた、ローレンツ・ローレンツの式から導かれる。今単純圧縮（または引張り）のばあいを考えると、縞の移動本数を  $N$ 、試料片の厚さを  $t$ （光の通過する点での）とすると、ひずみ  $\varepsilon$  は

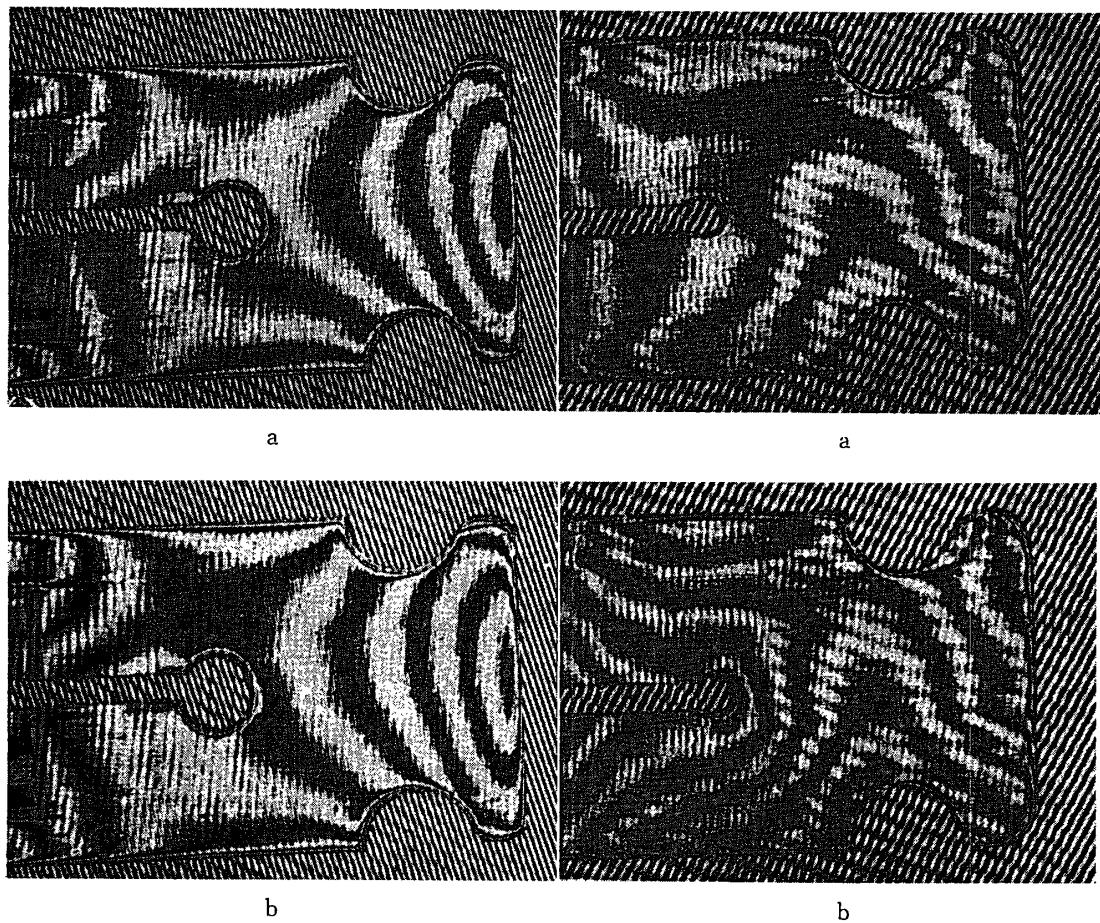
$$N = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)t\varepsilon}{6n\lambda}$$

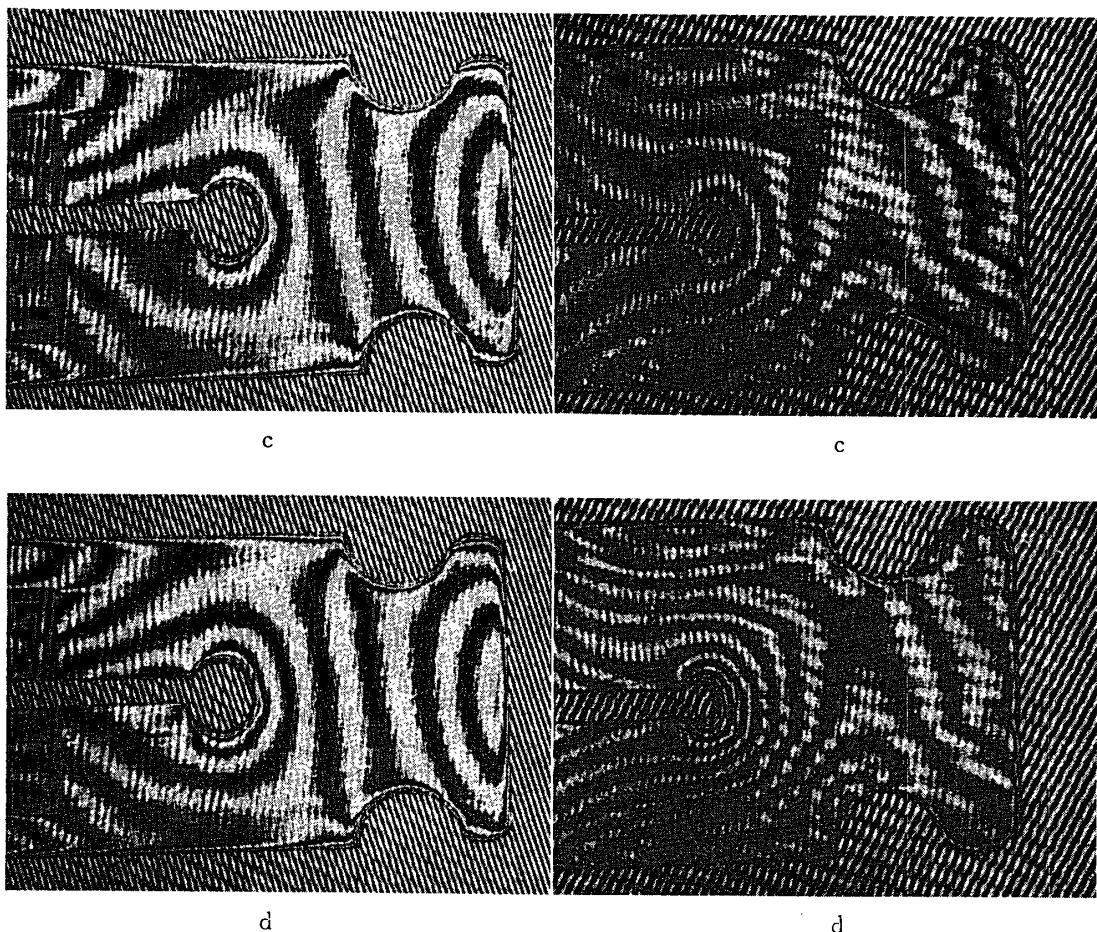
で表わせる。

今の例では、ほぼ  $N = 5 \times 10^3 \varepsilon$  となり、1/10 縞間隔まで読取れるとすると、約  $10^{-5}$  に近いひずみを読取ることになる。普通の光弾性解析に較べて、劃期的な感度であろう。何より



第23図 セルロイド試験片略図





第24図 a～d 大丸孔試験片干渉図

第25図 a～d 中丸孔試験片干渉図

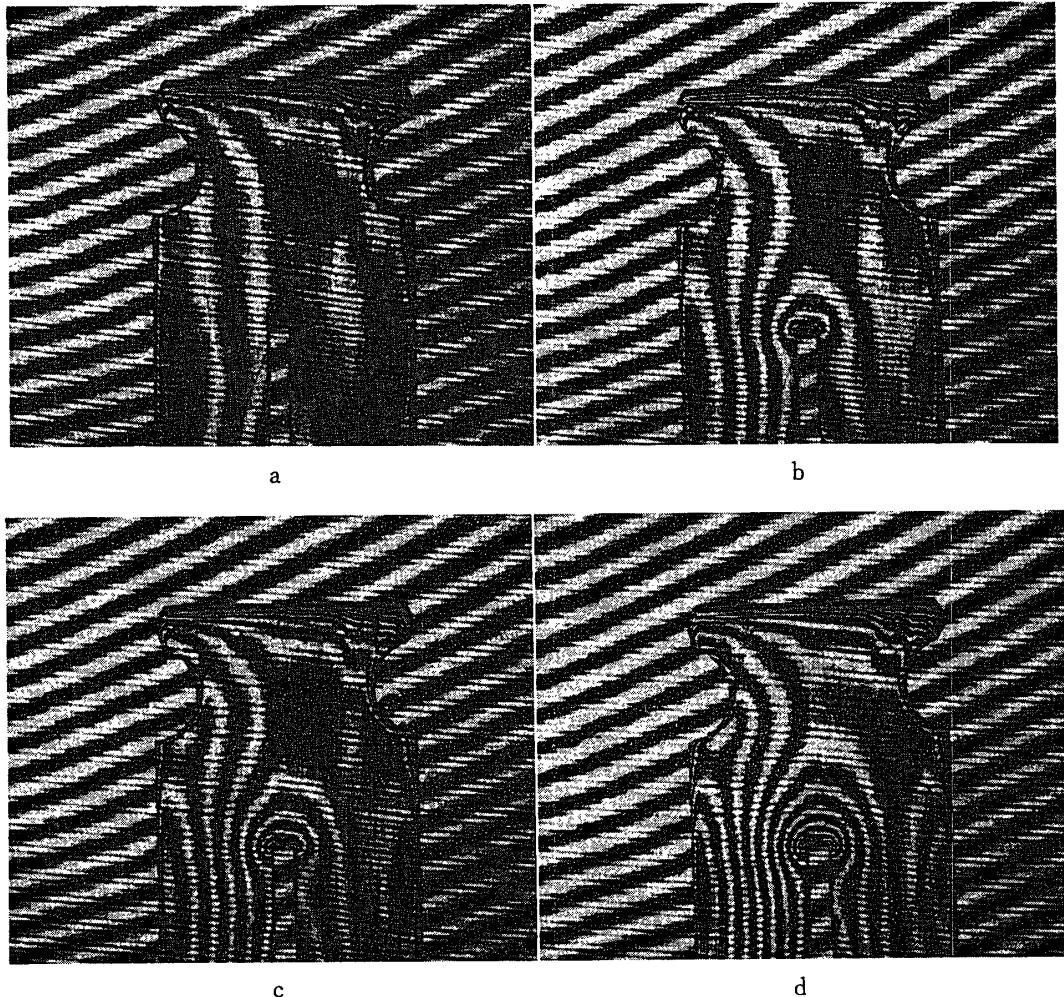
も主ひずみ差に比例する複屈折度を測る通常の光弾性解析よりも、密度差に比例する縞移動量を測定できる上の方法の方が、解析が容易であるという点だけでも、大きな利点である。

#### f. 微少撓みの測定

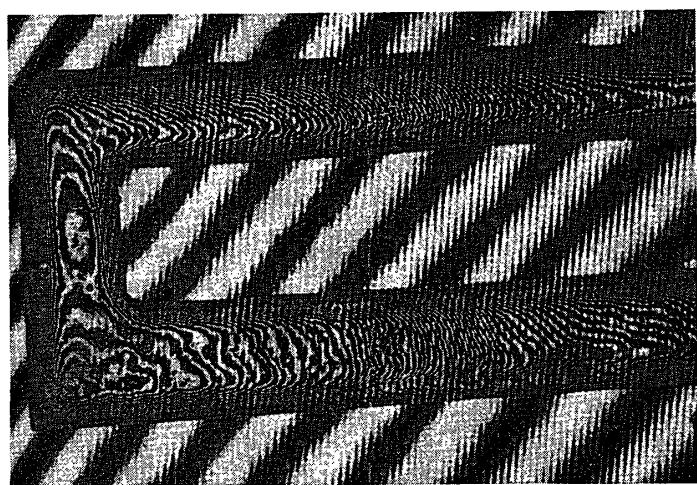
比較的薄い透明材料をたわめると、場所によって光路長が変化する（前記のようなひずみによる効果を除いて）今、厚さ  $t$  の光路に直角におかれた試験片の1点を固定し、全体を曲率半径  $R$  で曲げたとすると、固定点からの距離の  $h$  点では、 $\Delta t/t = h^2/2R^2$  の路長の変化をなす。たとえば、 $t=1\text{ mm}$  の板では  $h=10\text{ cm}$  の点で縞1本移動するには  $R$  が約  $4\text{ m}$  でよいことがわかる。

第27図は、厚さ  $2\text{ mm}$ 、幅  $30\text{ mm}$  のL字型セルロイド板の一辺の右端を固定し、左端をたわめたときの干渉図で、aはたわめないとき、b, c, dはたわみを激しくして行なったときの干渉図である。左端の方の縞移動は、このようなたわみの効果によるものであり、右端の方のは内部ひずみの効果によるものであることがわかる。

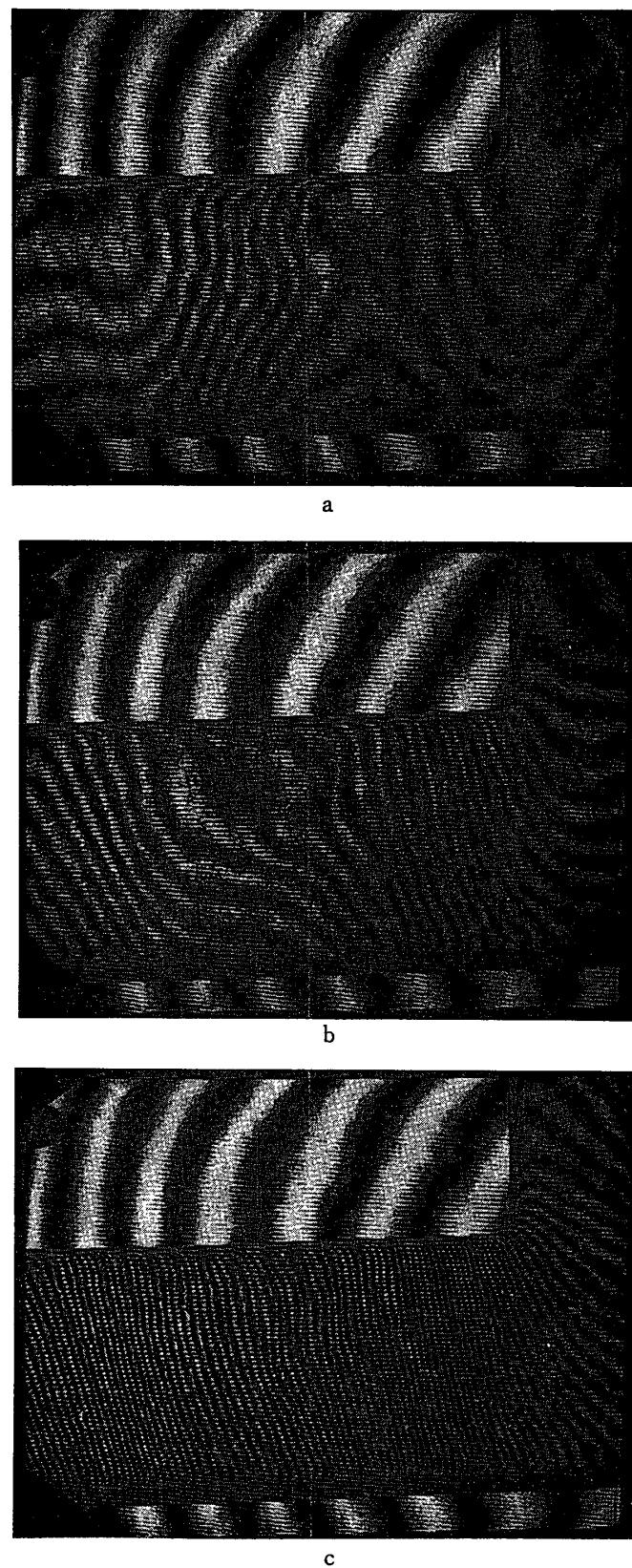
なお参考のために、普通の光弾性実験に使用したフェノライト試験片の干渉図を第28図に示してある。この同じ試験片は、光弾性試験では、ほとんど残留ひずみを示さなかったもので、マッハ・ツェンダー干渉図の感度の高さを示すと共に、この種の実験には多少の注意が



第26図 a～d 角切込試験片干渉図



第28図 光弾性試験片(フェライト)干渉図



第27図 a～c セルロイドL型片たわみ干渉図

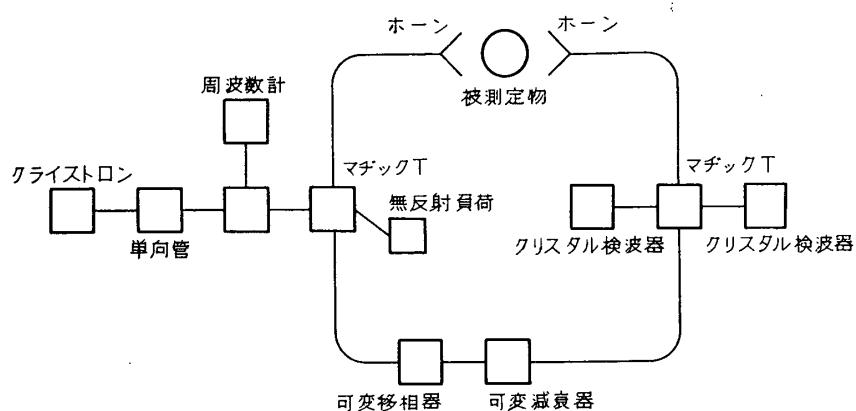
必要であることを示す例となるであろう。

### 5. レーザー光の電磁波としての性質の利用

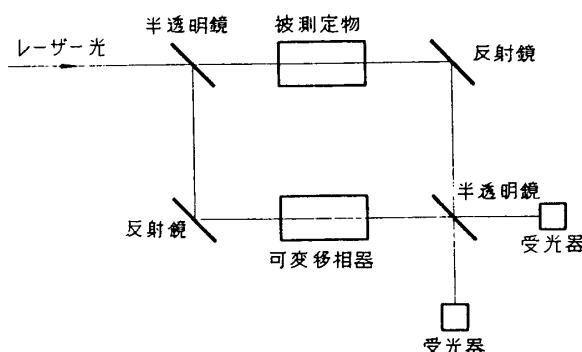
前節まで、レーザーを光源として利用した普通の光学的測定法の改良について述べた。ここでは、新しいレーザー作用の応用について述べる。これらは未完成の点も多く、単に可能性を述べるにとどまった例もある。

#### a. マイクロ波ブリッジとの類似

前述の干渉縞を写真上からよみとる方法では、縞読取の精度は約10分の1程度であるが、マイクロ波におけるように適当なブリッジと検出装置を使えば、この精度を向上させることができ。第29図に示すように、普通のマイクロ波干渉計を零位法で使用するときは、まず



第29図 マイクロ波ブリッヂ略図

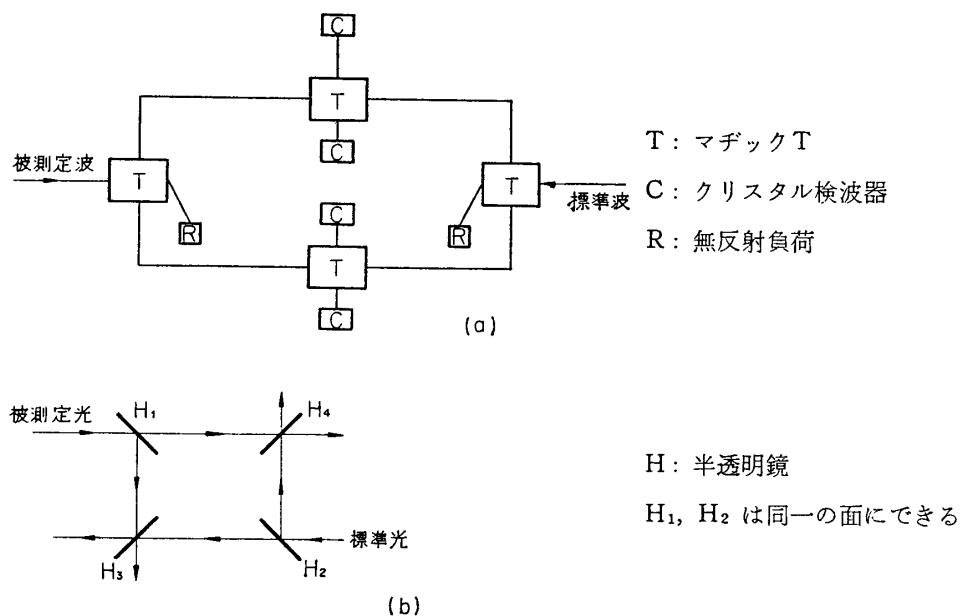


第30図 レーザー光ブリッヂ略図

発振された光をマジック  $T$  で二つに分け、一方に測定系、一方に可変移相器と可変減衰器を入れ、二つを再びマジック  $T$  で合わせ、その和と差を二つの検波器で検出、その差から位相変化を振幅変化と独立に取出し、可変移相器で平衡点にもどすことによって、移相量をよみとる。これと同一のやり方は、マジック  $T$  に相当するものが、半透明鏡であることに注意すれば、マッハ・ツェンダー干渉計をそのまま利用できる（第30図）。ここで可変移相器は、密閉硝子窓付容器内の圧力を変えることによって、容易に作ることができる。このよ

うな測定法は光電子増倍管がマイクロ波に対するクリスタル検波器より高感度であること、可変移相器が遙かに高精度で作れることなどを考え合わせると、マイクロ波干渉計による精度である数度の移相量（数10分の1の繍間隔に相当）よりよいものが得られるであろう。普通のマイクロ波ブリッジによる測定は、ブリッジの精度でなく、被測定物からの雑音（プラズマ測定のばあい）や、可変移相器等の精度（特に短い波長帯において）で抑えられていることに注意したい。レーザー光によるこのような干渉計法を使えば、少なくともマイクロ波におけるよりも高い精度が得られるであろう。

同様にマジック  $T$  の代りに半透明鏡を使用して、変位型の位相変化、振幅変化の同時測定ブリッジ回路（第31図 a）に相当する光学系（同図 b）を作ることもできる。



第31図 複ブリッヂ略図

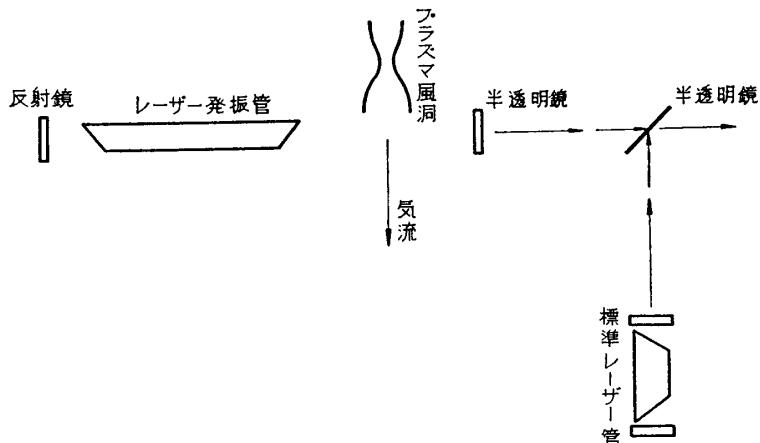
### b. 共振光路中に被測定物を入れる

もし共振光路中に測定物を入れ、かつ十分損失を少なくて、レーザー発振を起こさせることができたとすると、この際の発振波数は第1章に述べたように、 $Nc/2L$  できるので光路長に逆比例した周波数変化をするはずである。第32図のようにして、この変化を他の標準レーザーの出力と混合し、うなりをとると、この周波数変化を検出できる。

この方法は、光路長  $L$  の機械的精度で限界づけられた精度が得られ、前の例で  $L=1\text{ m}$  の共振光路中に  $10\text{ cm}$  の測定部を入れ、その屈折率が  $\Delta n$  だけ変ったとすると、約 $4 \times 10^7 \Delta n \text{ Mc}$  の発振周波数の変動を生ずる。干渉計で得られる精度が、このばあい  $\Delta n$  にして  $10^{-4}$  程度であるのに比較して、 $1\text{ kc}$  の変化まで測ったとしても  $\Delta n$  にして  $10^{-10}$  の変化が測れることになる。もちろん、光学系全体の安定度など問題はあるが、この精度は正に注目すべき値である。

### c. ヘテロダイン検波

上記二つのレーザー出力を半透明鏡で混合し、検波することを利用すると、変調されたレ



第32図 レーザー光変調実験装置略図

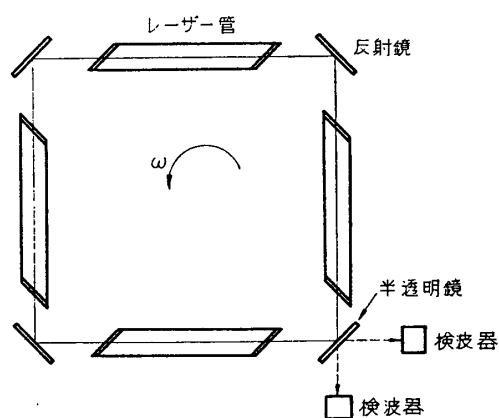
ーヤー光の復調が高精度で行なえる。従って一方のレーザー光の通路中に被測定物をおき。透過した光をこの方法で解析すると、被測定物の光に対する干渉作用が調べられる。

これは、いわゆるラマン散乱として、分光分析では周知のものであるが、レーザー光の強いエネルギー密度と単色性のために、従来のラマン散乱の測定精度を向上させることができるのであろう。空気力学の分野において、特に興味があるのは、比較的稀薄な荷電気流と光波の相互作用であって、予想される種々の結果については筆者の別の解説[4]に概略が述べられている。

一体、二つの波を混合し、検波することは、ラジオ波マイクロ波ではごく普通の手段（ヘテロダイン検波）であって、電離層に地上から大電力電波を送って、散乱波を受信して、電離層内の電子群の性質を解析することは、すでに行なわれているが、レーザー光を利用して実験室内的電離気体の構造を解析することは興味あることである。

#### d. 進行波型レーザー

4本のレーザー管を第33図のようにループにしたものでは、進行波型の増幅作用がある。すなわち、半透明鏡で取出した二つの光は、それぞれが増幅された元の方向への回転速度によるドップラー変化を受けている。この装置は主として回転運動の絶対測定のために考案されたものであるが、もし、この光路の一部に被測定気流を入れることができたとすると、出てくる二つの光を前記の方法で分析すると、分子運動の方向性を分離して観測することができるはずである。これは気流内の輸送現象の解析に大きな意味をもつ資料を与えるであろう。



第33図 進行波型レーザー実験装置略図

## 6. 結 言

本報告には、宇宙航空研究所において、昭和39年度に重点研究として、約260万円の予算配当を受けた“レーザーによる空気力学的研究”的途中経過並びに将来計画が述べられている。本研究の第一段階としての、レーザーを従来の光学的測定法に応用する試みは、本文第2, 3, 4章に述べたように、十分に達成されたものと考える。第5章に述べた計画は、半ば完成されたものもあるが、主として将来の計画である。この部分についての完全な報告は後日書かれるであろう。

## 文 獻

- [1] 霜田光一：光および赤外メーザー、日本物理学会誌、16巻10号、606～612頁(1961)
- [2] 霜田光一：気体メーザーとその応用、日本物理学会誌、19巻3号、120～126頁(1964)
- [3] A.L. Schawlow: Lasers and Coherent Light, Physics Today Vol. 17 No. 1 pp. 28～33 (1964)
- [4] 大島耕一：電離気体と電磁波との干渉、日本航空学会誌、12巻 131号 429～434頁(1964)