

ルビーレーザー光の空間的コヒーレンシ

小瀬 輝 次・佐々木 秀 行

ルビーレーザー光を光学系の照明に用いる場合を考えて、この空間的コヒーレンスの測定を行なった。この測定は複スリット法で行なうのが普通であるが、ここではフーリエ変換法とでもいべき方法を用いた。その結果、Far field pattern は顕微鏡や、投映機の光学結像を議論する場合に用いられる Effective Source に相当するところがわかり、Far field pattern に一つの物理的な意味を与えることができた。

まえがき

光のコヒーレンス理論はこれからの新しい光学理論として脚光を浴びてきたが、ここでは空間的コヒーレンスの測定法を光学結像論から概観し、その応用として、ルビーレーザー光のコヒーレンスの測定を行なったので、これについて簡単に解説してみよう。

1. 空間的コヒーレンスの測定

光のコヒーレンスの定義は時間的、空間的コヒーレンスのいずれも 2 光束干渉から出発している。したがって空間的コヒーレンスの測定も、被測定面に置いた二つのピンホールからの光によって生じる干涉縞のコントラストの測定によって行なわれている。しかし、この定義に忠実な測定法のみでは場合によっては測定が面倒になり、ときには測定が不可能の場合も生じてくる。そこで、これに代わるほかの測定法がないかということからまず考えてみよう。

a) インコヒーレントな光源が直接観測できる場合、複スリットによる干涉縞のコントラストの測定は既報¹⁾のように簡単に一次元で考えて、光源の強度分布 $B'(x')$ 、光源の 1 点から出た光による複スリットの回折像(干涉像)の強度分布を $r(x)$ とすると、光源の拡がりのために合成された像面の干涉縞の強度分布 $B(x)$ は

$$B(x) = \int B'(x') r(x-x') dx'$$

と convolution で与えられるから、 $B(x)$ 、 $B'(x')$ 、 $r(x)$ の空間スペクトルをそれぞれ $b(s)$ 、 $b'(s)$ 、 $R(s)$ とおくと、これらの間には一般に

$$b(s) = b'(s) R(s) \quad (1)$$

の関係がある。

今の場合 $r(x)$ は正弦波的強度分布を示すから $R(s)$ はデルタ関数 $\delta(s \pm s_0)$ で表わされ

$$b(s_0) = b'(s_0)$$

となる。この $b(s_0)$ は干涉縞の強度分布のコントラストの低下を示すので、これは空間的コヒーレンスを与え

るものである。したがって、空間的コヒーレンスとはインコヒーレントな光源の空間スペクトル $b'(s)$ であるといえることができる。

もちろん上の議論はコヒーレンス理論における Van Cittert-Zernik の定理の結像論的な説明に過ぎないが、これによって空間的コヒーレンスの測定を結像論における物体の空間スペクトルの測定におき直して考えることができる。これは複スリットを用いなくても場合によってはレスポンス関数 $R(s)$ が既知の光学系を用い (1) 式の関係から測定できることを意味している。

物体の空間スペクトルの測定については、レスポンス関数の研究分野ですでにいろいろ試みられているので、その方法の利用がこの場合も考えられるけれども、その分野では物体(被写体)を直接取り扱うことはなく、それらを写し込んだフィルムを用いるのが普通である。この点はコヒーレンスの場合と違ってくるが、光学的相関計を用い、物体の強度分布の自己相関をとり、これをフーリエ変換して Wiener スペクトルを求める方式²⁾や光の回折現象を用いるフーリエ変換のアナログ的な方法³⁾ はやはり参考にすることができる。

ここに示した光源の空間スペクトルからコヒーレンスを求める方式は数値計算にしる、上記のアナログ計算法を用いるにしる、フーリエ変換を必要とするので、ここではフーリエ変換法と呼び複スリット法と区別することにする。

マイケルソンが stellar interferometer で星の視直径を測定したのは有名であるが、これは、もし天体望遠鏡の分解能が足りれば、星の像を見てすむことで、けっきょく分解能の不足が空間的コヒーレンスの測定からフーリエ変換によって視直径を求める方式を生みだしたわけである。ここに示した空間的コヒーレンスの測定で複スリットが用いられない場合にフーリエ変換法を用いるというのはちょうどこれと逆の関係にあたるわけである。

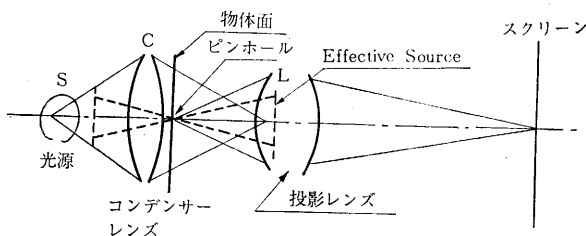
b) 次に問題になるのはインコヒーレントな光源が直接観測できぬ場合である。たとえば、投映光学系や、顕微鏡光学系のように、光源と被測定面の間にコンデンサ

ーレンズ等の光学系が挿入されている場合とか、すりガラスの面上のコヒーレンスを測定したいといった場合である。これらの場合にもフーリエ変換法が適用できるかどうかというと、Van Cittert-Zernik の定理を考えると、インコヒーレントな光源からある光学的手段で照明されている被測定面のコヒーレンスは、そのようなコヒーレンスを与える、すなわち、空間スペクトルをもつ等価のインコヒーレントな光源を想定することができる。これを Effective Source と称している。したがって光源を直接観測できぬ場合のフーリエ変換法は Effective Source の測定を行ない、これのフーリエ変換をすればよいということになる。

しかしながら、Effective Source はあくまでも仮想のものであり、いつでもこれが実在のものとして観測されるとばかりは限らない。投影系や顕微鏡系では幸い実在のものとして観測できるけれども、すりガラスの場合は無理である。

Effective Source の測定としてわれわれも、後で利用するので投影光学系の場合の辻内の方法⁴⁾を1例としてここに示しておこう。

投影機の光学系はいろいろあるが、通常物体面（スライド面）を一様に照明するために、第1図のようにコンデンサーレンズCによる光源Sの像を投影レンズの瞳面



第1図 投影光学系

上に作り、物体面はコンデンサーCの瞳面に近く置いてある。Effective Source の大きさは物体面の1点にどれだけ包括角で光が入射しているかを知ればよいから、図の破線で示すように、物体面にピンホールを置き、レンズの瞳面にできる幾何光学的な光源像がこの場合の Effective Source となる。

2. ルビーレーザーの Far field pattern と Effective Source

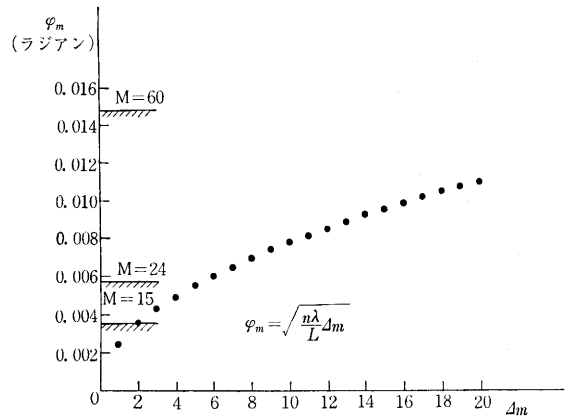
ルビーレーザー光の空間のコヒーレンスの測定は複スリット法では測定が非常に面倒であるので、上記のフーリエ変換法が適用できるかどうかをまず検討してみよう。

ルビーレーザーでは cavity が平行平面できており、またその面間隔は光の波長に比して非常に長いから軸上モードのほかに次式⁵⁾で与えられる方向をもつ多数の軸外モードを含んでしまう。

$$\phi_m = \sqrt{n\lambda\Delta m/L}$$

ここに n はルビーの屈折率、 λ は発振光の波長、 L はルビーロッドの長さ、 Δm は整数である。

$L=50\text{ mm}$ として $\Delta m=1, 2, 3, \dots$ としたときの方向 ϕ_m をプロットしたのが第2図である。



第2図 軸外モードの方向およびモード選択

もし多数のモードを含む場合は巨視的に見ると、インコヒーレントな拡がりのある光源と同じ性質を示すのではないかと考えられる。この場合は Far field pattern はもしそのようなものがあれば、未知の光学系の奥に入っている光源の像であるし、あるいはこれは Effective Source 的なものということもできる。

第3図はルビーから600 mm離れた位置で焦点距離600 mmのレンズを用いて撮影した Far field pattern の写真である。

図の上からレンズの口径をじだいに絞ってゆき、ついにはピンホールまでになっている。このピンホールの場合の Far field pattern は絞りのないときと非常によく似た図形を示している。ところが、このピンホールの場合の光学系は前に示した辻内の Effective Source の測定法と原理的にまったく同じである。

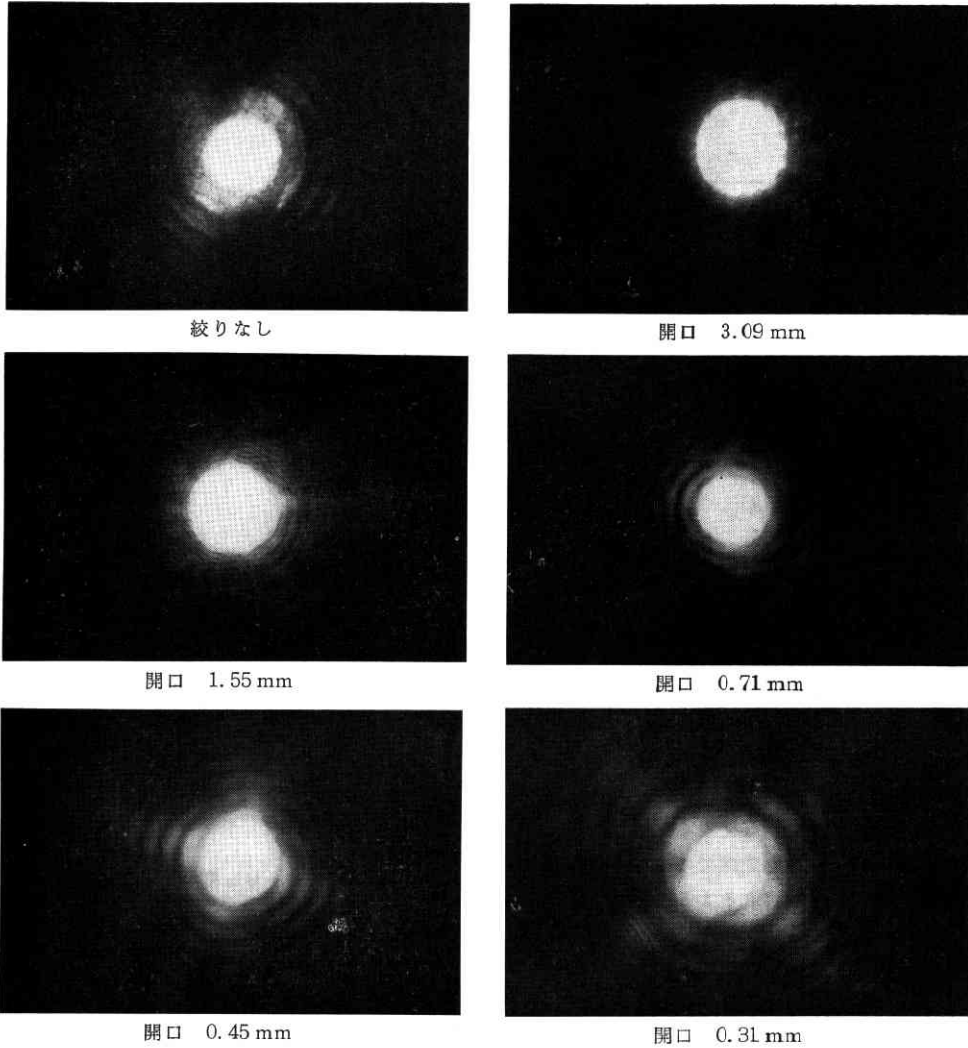
したがって、この実験は Far field pattern は Effective Source に近いということを示している、上記の推論がそう大きな誤りでないことを示している。

このことは、ルビーの空間のコヒーレンスの測定にフーリエ変換法が適用できることを意味している。

そこで以下、複スリット法とフーリエ変換法の両方を用い、ルビーレーザー光のコヒーレンスを測定し、両者の比較を行なってみた。

3. 複スリット法による測定

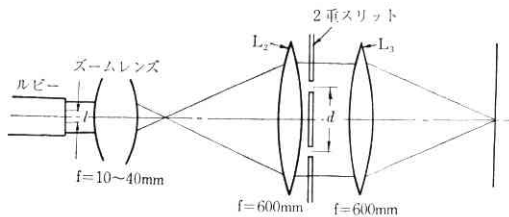
ルビーレーザーの場合、端面におけるモードの径は非常に小さく、直径数百マイクロンと推定されるので、直接端面に複スリットを置くことはスリット間隔やその幅もマイクロンオーダーになるので間隔を変えながらコントラストを測る、いわゆる、可視度曲線を求める測定は非常に



第 3 図 ルビーレーザーの Far field pattern (撮影系の開口の影響)

困難である。

それで、ここでは第 4 図に示す逆望遠鏡系を用い、光

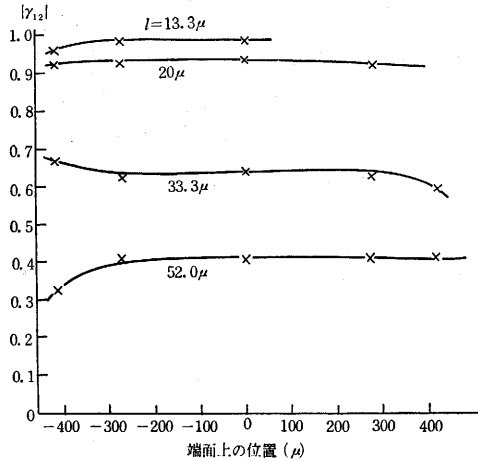


第 4 図 複スリット法

束を拡大し、拡大した光束の中に複スリットを入れて測定を行なうようにした。この場合、逆望遠鏡系の入射瞳と出射瞳面ではコヒーレンスは光学系の横倍率のみを考えればよい。また、レンズ L_1 には 8 mm シネ用のズームレンズ、 L_2 には 600 mm のアクロマートレンズを用い、ズームレンズの焦点距離を変えることにより、見かけのスリット間隔を自由に变化できるようにした。ただ

しズームレンズの入射瞳をできるだけルビー端面に近く置いたが、ズームを行なうと、この瞳位置は移動するので、厳密にはこれによるコヒーレンスの補正を必要とするが、その影響は著しいとは思われない。それよりはむしろズームは有効視角の変化をもたらし、モード選択の影響となってあらわれてくる。第 2 図の左端に倍率と視角を示してあるが、倍率 60 倍のとき数十個のモードを取り入れられるが、20 倍以下になると数個のモードしか入らなくなる。そこでルビーの自然のままの発光状態は多モードであるから、まず倍率の 60 倍の場合について以下測定結果を説明しよう。なお測定には対物レンズ L_2 の近傍に複スリットをおき、さらにレンズ L_3 で干渉縞の撮影を行なった。フィルムは小西六の赤外フィルムを用い、像の強度分布は通常の写真測光法によって行なった。

a) 多モードの場合のコヒーレンスの Stationality



第5図 端面上の位置の変化によるコヒーレンスの変化

複スリットの位置を光軸に直角にずらし、光束内の場所（いいかえると端面上の場所）によるコヒーレンスの変化を測定した。その結果を第5図に示す。ルビー端面上で600ミクロン程度の範囲内では変化がないことが確かめられる。

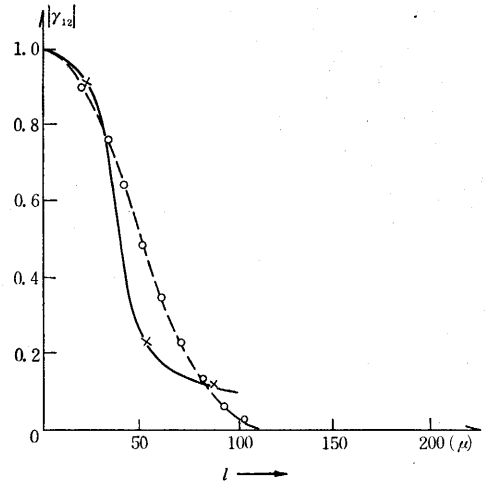
これは空間的コヒーレンスが2点間の距離のみの関数であることを示している。この性質は発光の状態の模型を考える上で一つの手がかりを与えてくれる。

たとえばインコヒーレントな光源での発光は模型的に考えると、デルタ関数で表わされるような発光点が無数にあり、かつそれらが random に発光するので、与えられた一定間隔の2点の光の振幅の相互相関の時間平均——すなわちコヒーレンスは面のどこで測っても同じになる。同様にこのような光源で照明された面においても、光源から出てくる同じ形の波面が random に存在するから、やはりコヒーレンスは2点の間隔のみの関数となる。ただしこの場合は光源の形によっては方向性が出てくる。これを stationality という。

ルビーの場合も多モードのときは、ある振幅をもった発光点（モード）が無数にあり、それらの一つ一つが比較的小さく、かつ random に発光するという模型を考えると、ルビー光で照明されている面のコヒーレンシはやはり stationality をもつようになる。ここで実験に用いたルビーの発光点の分布（near field pattern）はたまたま中心対称であったので、複スリットでこのような方向性のない stationality が得られたのであるが一般に非対称の発光点分布を示す場合には stationality は方向性をもつことになる。

b) 多モードの場合の可視度曲線

多モードの場合の可視度曲線を第6図の実線で示す。×印は測定点である。横軸は端面上のスリット間隔 l に換算してある。結果はもちろん部分的コヒーレントの状



第6図 ルビーレーザーのコヒーレンス（多モードの場合）

態というべきであるが、コヒーレンシはかなり悪いといえる。

通常80%以上のコントラストを示す場合をコヒーレントというが、図でこの範囲は半径30ミクロン程度にすぎない。これは多モードのルビーレーザー光で大きな口径にわたってコヒーレントな光を得るのは容易ではないことを示している。

4. フーリエ変換法による測定

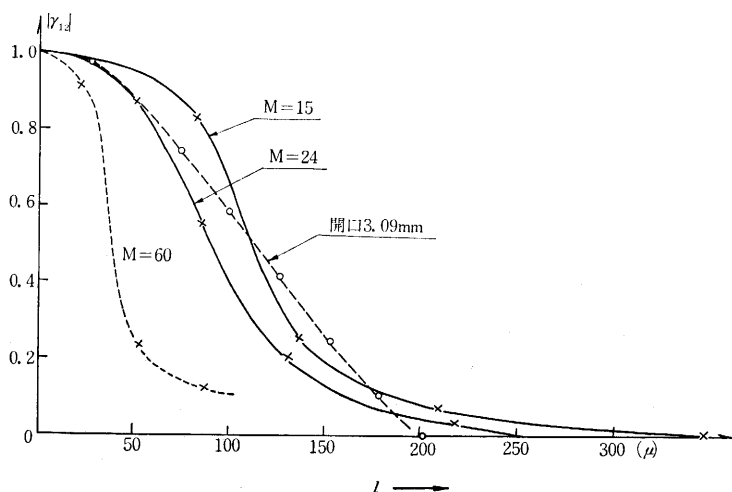
Far field pattern の強度分布を写真測光法で求め、数値計算でそのフーリエ変換を行なった。すでに定性的には第3図により Far field pattern は Effective Source 的なものであることが示されているから、コヒーレンスもまた前の複スリットの場合に近くなることは予想される。ただし、写真測光では Far field pattern の中心強度の測定を可能にすると、第3図に現われている多数の円環構造はほとんど現われてこないで複スリット法と厳密な一致は期待できないが、第6図の破線のように、それでもかなりよい一致を示している。

これから Far field pattern は近似的ではあるが Effective Source 的なものであるということが結論される。

5. モード選択とコヒーレンシ

複スリットによる測定の項で逆望遠鏡系のズームングを行なうとモード選択が起こることを述べたが、倍率をかえたときの可視度曲線の測定結果を第7図に示す。第2図と対応してモード数が減少すると確かにコヒーレンスは良くなってゆくことを示している。

図の破線はルビーから600mm離れたところに3.09mmの開口をおいたときの Far field pattern よりフーリエ変換法で求めたものである。この3.09mmという開



第 7 図 ルビーレーザーのコヒーレンス (モード選択の場合)

口は第 2 図で数個のモードが入る。ちょうど倍率 24 倍のときに相当するもので、やはり傾向としては一致しているといえることができる。しかしフーリエ変換法はあくまでも多モードの場合に適用すべきものであるから、このような小数モードのときまで適用するのは少々危険であるかもしれない。

一つのモード自体の拡がりや端面で数百マイクロンと推定されるから、図の倍率 15 倍のときのコヒーレンスはあるいはルビー光で得られる最高のコヒーレンスであるかもしれないが、単一モードの波面におけるコヒーレンスについては、いかに取り扱うべきか、いまだに解決されたとはいえないので、これについては今後の検討にゆだねることとする。

6. 結 語

以上の実験結果からルビーレーザーの場合、しかも多モードの場合には、Far field pattern は Effective Source 的なものと考えられ、Far field pattern に新しい物理的な意味を付加することができた。

ルビーの光学的検査に、今までも Far field pattern は用いられているが、これは指向性や、発光状態等を見るのがおもな目的であったが、今後はこれにより近似的に空間のコヒーレンスも知り得ることになったわけである。投射光学系や顕微鏡光学系のように物体の照明光の

コヒーレンスを考慮せねばならぬ光学結像論では、通常空間のコヒーレンスそのものではなく Effective Source を用いて議論するのでルビーを光学系の照明光として用いる場合にも Far field pattern がわかっているにいいことなる。この場合 Far field pattern の撮影条件を明記してあれば光学系の瞳面における Effective Source に換算できるので従来の単なる参考資料としての Far field pattern は大切なデータとして記録すべきであることをこの機会に提案しておきたい。

Far field pattern の議論からルビーの指向性もモードによって決まることが明らかとなった。この指向性はレーザー加工等でルビー光を取れんさせる場合の取

れん性でもある。したがってこれを良くするためには、取れんに用いる光学系よりは、まずモードの減少を工夫するはかないが、これは今後の研究課題である。

この研究はレーザー光の光学的性質の解明の一つとして 39 年度文部省機関研究の一部として取り上げたものであるが、コヒーレンスの考え方、またルビー光の考え方などにいまだに未解決の問題はいろいろがあるが、いずれも従来の光学ではなかった新しい問題にぶつかり、久保田教授をはじめ斎藤弘義研究員、また研究室の諸兄にいろいろ議論していただいたことを深く感謝するしだいである。

この実験結果の理論的な解析はあらためて報告するとして、この小文が単にルビーのコヒーレンスの測定というのにとどまらず、コヒーレンス理論の一側面の理解に役だてば幸いである。(1965 年 1 月 25 日 受理)

文 献

- 1) 小瀬輝次 生産研究, 16, 21 (1964)
- 2), 3), たとえばカメラ工学技術研究組合 Circular, 1, 第 7 章 (1960)
- 4) 辻内順平 Preprints 2. ICO. Tokyo. Kyoto Meeting p. 121 (1964)
- 5) 佐々木秀行, 小瀬輝次 第 25 回応物学会講演予稿 p. 121 (1964)

