UDC 535.317.1.072.13

光学集束系の等価回路表現

藤井陽一

レーザ光の共振器や集束伝送系は，電磁界解析によって計算されてきた．しかし，幾何光学だけをつかっても，おなじ結果が得られる．またこれを電気回路でおきなおすと，みとおしがよくなり，計算も簡単になる．レーザ光のようなコヒーレントな光は，通常の幾何光学であつかう光源を拡張して，複素光源という概念を導入するとよい．この集束系の等価回路の成立する原因を考察し，等価回路計算法の応用例をしめす．

1. はじめに

最近，レーザが発明されてから，そのすぐれた性質を利用したいくつかの応用が考えられ，そのための基礎研究がさかんになった．レーザを，いままでの電気，電波にかわって，あたらしい，多量の情報を伝達するための通信手段としてつかうというのも，この目的のひとつである．

レーザ通信にも，変調，検波など，重要な問題がある．そのうちで，レーザ光を，所望の距離のあいだを安定に伝送することが，レーザ通信の重要なかぎになるといってもよい．とくに，地上の大容量の通信のときは，レーザのビームを，できるだけ損失なく，安定につたえることが必要である．電波のように，自由空間中をつたえることは，レーザ光のときは損失が大きく，不安定だから，ケーブルや導波管のような導波線路 (guided lines) はレーザ光の場合でもできないだろうか．

この目的にあうものとして，光学せんい (optical fiber) のような，一種の光導波線路があるが，これは，ガラスのなかにひかりをとおすので，どうしても損失が多く (1 dB/m 程度) なる．したがって，ガラスの部分をへらすために，ところどころにレンズをおいて，光がひろがらないようにしたレンズ導波線路がある．このときは，ガラスの吸収は減るが，レンズの表面からの反射で，レンズ1枚あたり数%の損失がでる．もっとへらすためには，やはりレンズのように，不連続面のあるものでなく，連続的に，媒質が，光を集束するようにしなければならない．このような発想で，ベル電話研究所 (BTL) を中心とするグループにより[1)]，いわゆるガス・レンズといわれる集束系が開発されている．

ガス・レンズというのは，ひとくちにいうと，光のとおるところに，屈折率nの大きいガスをおき，そのまわりにnの小さいガスをおいて，光がひろがらないようにするものである．ガスはばく然とひろがっているから，光の“集束作用”が，一枚のレンズに集中していないで，あるひろい範囲にひろがっておこることになる．いままでの光学集束系の技術ではいくつかのレンズをくみあわせて，すぐれた集束系をつくることに関心をはらってきたのとは別の，あたらしい考え方をこのガスレンズは生みだした．

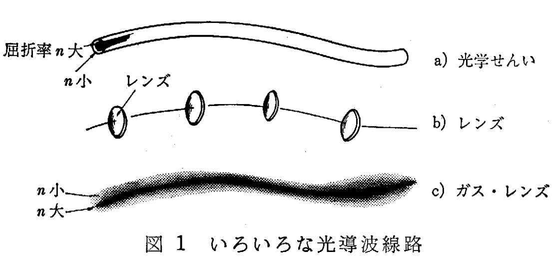


図1　いろいろな光導波線路

このような光の伝送系，つまり，光をずっと一定の形でつたえる伝送路を，ある区間で区切ってみると，そこの電磁界がいつもおなじようになっていなければ，光のビームはひろがっていってしまう．つまり，光の導波系はこのような区間のくりかえしと考えていい．このくりかえしを何回もおりかえしおりかえししていくと，しまいにひとつの区間を，光がおりかえし同じ形で，はしっているようになる．

このような区間は，光学では，ファブリ・ペロ (Fabry-Pérot) 干渉計といわれているもので，特別の周波数の光だけを，何回もくりかえし往復させる性質があるので，光の共振器ともいわれている．これは，レーザができてから急に多くの関心をひくようになった．つまり，レーザというものは，能動的な不安定な媒質をこの共振器のなかにいれて発振させたものだからである．

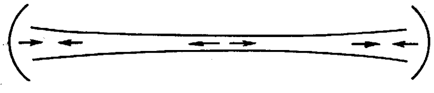


図2　ファブリ・ペロ干渉計のなかを同じかたちで往復する光のなみ

そういうわけで，光の共振器は，集束伝送路と同じに解析される．

この，共振器をふくんだ集束導波系の解析は，電磁界を計算するのが正統的なやりかたで，グーボー[2)]がミリ波の伝送路として考えたのをはじまりとして，レーザ時代になってから，フォックスと李[3)]によるモードと回折損の計算，ボイドーゴードンーコーゲルニクによる電磁界的解析，マルカティリ[4)]のガス・レンズの解析など，以上ベル研究所の一派の人々によって，完全になしとげら

れている．日本でも，東工大・末松[5)]とそのグループの人々，北大・鈴木[6)]，阪大産研・松尾のグループによって，精力的に研究がなされている．

これらの電磁界的解析の結果わかったことは，これらの集束導波系のなかの電磁界の分布は非常に複雑なかたちになるけれども，“近軸光線”の仮定をおくと，これらの電磁界のパラメータのあいだに，とても簡単な，幾何光学のときのような，関係があることがわかってきた．

それなら，なぜ，このような関係になるのか，それなら電磁界をつかわないで，はじめから幾何光学だけをつかってできないかということ，また，これらの関係をよく知られた電気の回路であらわすと，一目りょう然と，その関係を数式をつかわずに了解できるということについて述べるのが，小文の目的である．

2.　共振器のくりかえし像

はじめに，凹面鏡をふたつむかいあわせにしてあるあいだに，ひとつの物体Aがあるとしよう．この像Aは凹面鏡 #1 により像 A′ をつくり，これが，さらに凹面鏡 #2 により像 A″ をつくり，…………，最後は，くみになったふたつの点へ収束していくか，±∞へ発散していくか，どちらかである．

このようなとき，このふたつの収束点のどちらかへ像Pをおいたとすると，以後の像はすべてこの点Pとその共役点Qにできることになり，かりに，凹面鏡が半透明で，外にすこし光がもれるとしたとき，外にできる像は凹面鏡をとりのぞいて，ふたつの像 P，Q から光が出るものとして計算できる．このふたつの像をくりかえし像

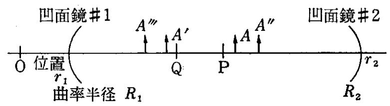


図 3　くりかえし像

とよぶことにする．凹面鏡のいろいろな曲率半径の値に対して，このくりかえし像の位置を計算してみる．よく知られた凹面鏡の幾何光学の公式から，両方の鏡の結像式

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\mathrm{P}-r_1}+\dfrac{1}{\mathrm{Q}-r_1}=\dfrac{2}{R_1} \\ \dfrac{1}{r_2-\mathrm{P}}+\dfrac{1}{r_2-\mathrm{Q}}=\dfrac{2}{R_2} \end{cases} \qquad (1)$$

をつかって，P，Q を求めると，2次方程式になって，2実根をもつときと，共役複素根をもつときとがある．2実根のときは，その根の数値によってきまるふたつの点が，上述の P，Q にあたるから，そのどちらかに物体をおけば，この共振器から外へ出る光は，方向により，PあるいはQから光が出るものとして以後の計算をすればよい．

しかし，共役複素根をもつ場合はどうか．距離に複素数はないから，もちろんこのような像点が実在するものではない．しかし，この複素数の値は，（1）式のような幾何光学の結像式をつかって導かれたのであるから，その物理的意味はともかく，幾何光学の結像公式を満足するような，ある“光源”が，その複素数であらわされる点に存在すると考えることができる．したがって，共振器の外でのこの光の計算も，幾何光学の結像公式で計算してさしつかえないだろうことが期待される．

この2次方程式の根は，座標原点を適当にずらすと，

$$x_0=\pm\sqrt{r_1{}^2-r_1R_1}=\pm\sqrt{r_2{}^2-r_2R_2} \qquad (2)$$

であらわされるふたつの正負の実数，あるいは，正負の純虚数になって簡単であることがわかる．このような原点の位置を光源の中心，光源点とよぶことにしよう．

3.　安定領域と不安定領域

いま，共振器としての動作を考える．共振器としてのよさ（Q値）は，光が，外へもれださずにその鏡のあいだをなんども往復していることがのぞましい．凹面鏡が完全に反射するものとしても，光源が点だと，四方八方へ光を出すので，共振器としての損失が大きい．すなわち，上述の2次方程式の判別式が正

$$L(L-R_1)(L-R_2)(L-R_1-R_2)>0$$
$$L\text{: 鏡間間隔} \qquad (3)$$

で，2実根を有するときは，共振器としては不安定な領域である．

これに対して，上述の判別式が負で，虚根になる場合は，像点が存在しないから，光がもれだすことはない．事実，このときは図1のように，つぎつぎに像をつくって行くと，その位置は ±∞ に発散し，かつ，その大きさも無限に大きくなるので，凹面鏡の鏡間においては，光は，ほとんど平行光線に近くなり．鏡の外へもれださない．すなわち，共振器として安定な領域である．この安定領域，不安定領域を R_1, R_2 の関数として図示する

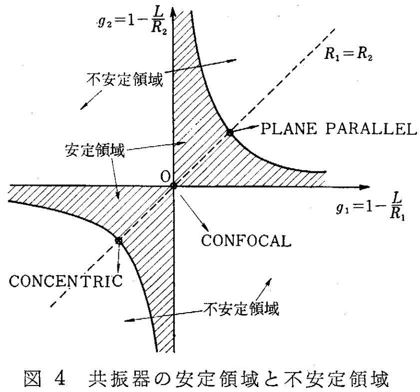


図 4　共振器の安定領域と不安定領域

と図4のようになる．ここで凸面鏡の場合は曲率半径 R を負としてある．

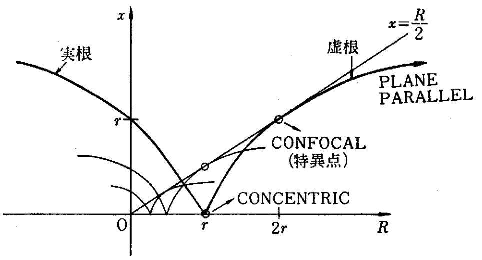
ここで，$R_1=R_2=\infty$ である場合を，平行平面形（ふ

つうファブリ-ペロ干渉計として知られるもの)，$R_1=R_2=L$，すなわち，鏡間間隔が曲率半径に等しいときを共焦点形 (confocal)，$R_1=R_2=L/2$ であるときを共中心形 (concentric) という特別の名称がある.

このような関係は，レンズを，距離 L はなして周期的に配置した，光ビーム導波系についてもいえる．つまり，焦点距離 f のレンズは，曲率半径 $R=2f$ の凹面鏡と同じだから．図 4 は，そのときに光ビームがひろがらないで，レンズ系にそってすすんでいく安定領域の範囲を示している.

4. 複素根の物理的意味

ところで，(2) 式でもとめた根はどういう意味だろうか．実根のときは，くりかえし像のできる位置だけれども，虚根のときはどうか．(2) 式をグラフにかいてみると，図 5 のようになる.



r：中心からの鏡の位置
R：鏡の曲率半径
x：根＝共焦点距離

図 5　$x=\sqrt{r^2-rR}$ (2) 式のグラフ

図のように，r，および R をいろいろかえてみると $R=2r$ で，ちょうど共焦点の配置になるときに，$x=R/2=r$ という直線に接するから，この x を共焦点距離という名まえをつけておく.

ところで，ボイド，ゴードン，コーゲルニク[4] など，ベル研究所の一派の電磁界解析によると，凹面鏡のあいだの電磁界は，図 6 のように，中心軸のまわりに集中していることがわかっている.

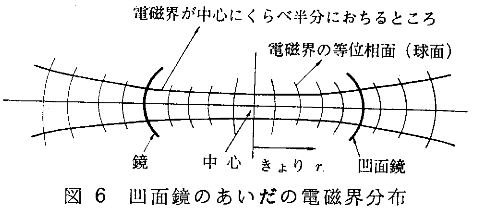


図 6　凹面鏡のあいだの電磁界分布

この図 6 において，たてにかいた円弧は，電磁界の等位相面であって，その曲率半径 $R(r)$ は,

$$R(r)=r\left(1+\left(\frac{\pi w_0{}^2}{\lambda r}\right)^2\right) \tag{4}$$

である．ここで λ は，いま考えている光の波長，r は，中心からの距離である．w_0 という量は，固有スポットサイズといわれ，中心において光のビームの有するひろがりの半径をあらわす．光のビームは，図 6 のように，つづみのように，中心でくびれたかたちをしているが，この断面積の半径をスポットサイズとよび,

$$w(r)=w_0\sqrt{1+\left(\frac{\lambda r}{\pi w_0{}^2}\right)^2} \tag{5}$$

というかたちで変化する.

ここで，$x=\pi w_0{}^2/\lambda$，$X=\pi w(r)^2/\lambda$ と書きなおすと，(4)，(5) 式は,

$$R(r)=(r^2+x^2)/r \tag{6}$$

$$X(r)=(r^2+x^2)/x \tag{7}$$

となる．距離 r のところに曲率半径 R のかがみがあると (6) 式から

$$x=\frac{\pi w_0{}^2}{\lambda}=\sqrt{rR-r^2} \tag{8}$$

となって，(2) 式の虚根に等しい．つまり，虚根の物理的意味は，共焦点距離，すなわち，(6) 式の等位相面の曲率半径が，共焦点の凹面鏡と等しい距離，あるいは，(8) 式のように，中心における固有スポット面積を波長でわったものであるということが，電磁界解析の結果わかる.

5. レンズの公式

前にのべたように，凹面鏡，レンズの幾何光学の結像の公式は，“光源の位置” が複素数であるときでもなりたつ．焦点距離 f のレンズの公式は,

$$\frac{1}{z_1}+\frac{1}{z_2{}^*}=\frac{1}{f} \tag{9}$$

この z は，$r+jx$，すなわち複素光源位置をあらわす．これを実数部，虚数部にわけると

$$\frac{r_1{}^2+x_1{}^2}{r_1}+\frac{r_2{}^2+x_2{}^2}{r_2}=\frac{1}{f} \tag{10}$$

$$\frac{r_1{}^2+x_1{}^2}{x_1}-\frac{r_2{}^2+x_2{}^2}{x_2}=0 \tag{11}$$

前節の (6)，(7) 式を参照すると，(10)，(11) 式は，レンズのあるところでの曲率半径 R，スポット面積 X が

$$1/R_1+1/R_2=1/f \tag{12}$$

$$X_1=X_2 \tag{13}$$

となっている．つまり，うすいレンズでは，“複素位置” であらわされる光でも，局所的に，幾何光学の公式をなりたたせ，その光のビームの径はかえないということが

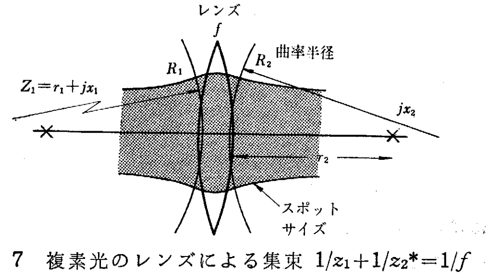


図 7　複素光のレンズによる集束 $1/z_1+1/z_2{}^*=1/f$

わかる．(図7)

6. 等価回路表現

レンズの公式のように，複素光をいろいろ変形するときは，電気の回路との類推をつかうと一見してわかりやすい．

表 1　電気回路とビーム導波系の類推

記　号	光　学	電　気
r	(実) 距離	抵　抗
x	共焦点距離	リアクタンス
$Z=r+jx$	複素ビームパラメータ[4の3]	インピーダンス
$R=1/G$	等位相面曲率半径	(コンダクタンス)$^{-1}$
$X=1/B$	セポット面積/λ	(サセプタンス)$^{-1}$
$Y=G+jB$	複素波面係数[5の1]	アドミッタンス

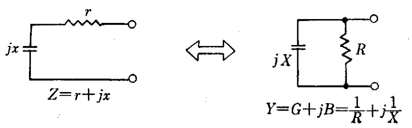


図 8　複素光等価回路

図8のように直並列変換をすると R, X は (6), (7) 式であらわされる曲率半径，スポット面積に等しい．

7. 等価回路の応用

複素光が，前節のように電気の等価回路でかけることがわかると，電気回路の計算法の知識をつかって，光学の集束系の計算を，わかりやすく“回路図”にあらわせる．

a) 前々節の凸レンズによる結像公式は，図9のようになる．凸レンズは $-f$ という負の並列抵抗であらわされる．

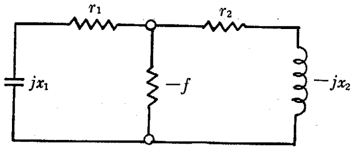


図 9　凸レンズ

b) ある共振器からでてきたレーザの光を別の共振器へ集める，いわゆるモード・マッチングの問題は，図10のように等価回路におきなおして計算できる．

これらの等価回路を計算するときは，任意の2端子からみたインピーダンスの実部，虚部がいつも0になるようにすればよい．

c) 距離 r ごとに，焦点距離 f の凸レンズをおいたビーム導波系は，図11のようにかける．

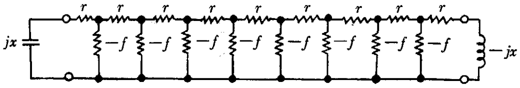


図 11　ビーム導波系

この等価回路は，単位長さ (距離 r とは別としても同じとしてもよい) あたりに，r, $-f$ を有する分布定数線路，たとえば，ガス・レンズのようなものと同じである．つまり，この系は，特性インピーダンス $Z_0=j\sqrt{rf}$, 伝搬定数 $\beta=\sqrt{r/f}$ の伝送線路とおなじである．したがって，入力端にちょうど整合の条件にある $x=\sqrt{rf}$ のレーザ光を入れれば，そのままひろがらないでつたわり，出力側にあらわれる．

このような等価回路による表現では，ふつうの計算の手段だけでなく，電気でつかうスミス図表[7]という複素数の計算図表や，直接，抵抗，コンデンサなどをくみあわせて，レンズ系と等価な電気回路網をつくり，シミュレーションを行なわせることもできる．上記の等価回路では負抵抗がでてくるが，負抵抗は電気回路では実現しにくいし，スミス図表にもはずれるので，r, x などのインピーダンスを j 倍したものを[5の1]採用するとよい．

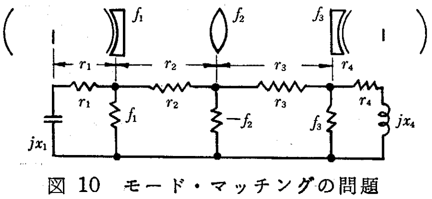


図 10　モード・マッチングの問題

8. 複素光源の概念

以上のべたように，レーザの光のように，通常の光とちがう光源も，幾何光学の公式を複素数へ拡張できることがわかった．いままでの光学では，光は，物体の各点からでるもので，物体は点光源の集合と考えてきた．これは，物体のだす光は，その各点で，干渉性がない (インコヒーレント) ということである．

これは，レーザの光が，その中心では，スポットサイズの範囲では，位相がそろっていて，空間的に干渉性があることとくらべられる．逆にいうとスポットサイズ x が0になって，干渉性のある範囲 (コヒーレント・エリア) が0になったものが，ふつうの物体の点光源と考えられる．

つまり，われわれの知っている光には，実光源と複素

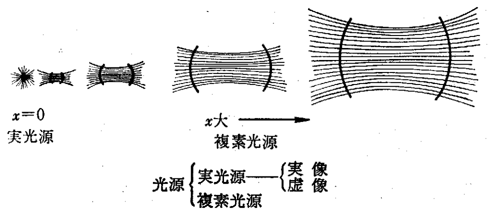


図 12　実光源と複素光源

光源があって，いかにレンズ系その他でくふうしても，一方を他方にすることはできない．

9.　ずれ，かたむきのある集束系

上述のように，複素光源をふくむ結像系は，電気の回路をつかって，等価的に表現できることがわかった．この等価回路を，4端子行列でかきあらわすと，これは，コーゲルニク(5の3)の論文にみられる光線行列（Ray Matrix）と同じであることがわかる．

この光線行列というのは，ある中心軸からの位置の変化（Variation）を，4端子における端子間の電圧 V に，その軸に対する光線の傾斜（Inclination）を，端子の電流 I に対応させて，近軸結像系をあらわすものである．このようにすれば，通常の実光源に関しては，その物理的意味も明らかであり，容易に計算できる．しかし，上述の複素光源をふくむ場合は，そのままの方法で計算すると，複素数の位置の変化 V や傾斜 I があらわれるので，その物理的な意味はどうか，また，このような計算法が正当かどうかという点が疑問になる．

一般の複素光源について，上記の V, I についてどのような物理的意味，および計算法がなりたっているか，それが，等価回路的表現で，簡潔にあらわされることを示す．

このような等価回路的とりあつかい方には，2とおりの方法がある．

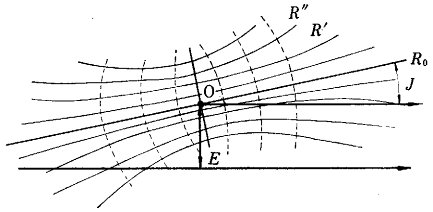


図 13　ずれてかたむいたひかりビーム

すなわち，一般の複素光源は，上図のような曲線群であらわされる．すなわち，光源の中心 O（光源点と名前をつける）と，そのまわりにある多くのまがった光線 R' R''………である．

等価回路では，したがって，

（1）　2端子回路網表現——を用いて，距離，いろいろな結像系をへたのちの光源点の変化をあらわす．

（2）　閉回路網表現——を用いて，結像系をふくむ光源系におけるひとつの光線の変化を調べる，という方法がある．各々についてのべよう．

（1）　2端子回路網表現——では，まず，光源点の指定について考える．通常の実光源の場合は，点光源か平行光線かどちらかである．そのときは，下図のように，点光源の軸からの距離 E, あるいは，平行光線の軸に対する傾斜 J で，その光源を指定できる．

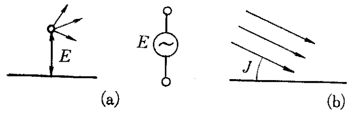


図 14　実光源：点光源と平行光線

しかし，複素光源においては，図・13 にみられるとおり，光源点の指定には，軸からの距離 E と，軸に対する中心光線 R_0 の傾き J の両方が必要である．さらに，光源点における固有スポット面積/波長，あるいは，共焦点距離 x が必要である．いま，E, J ともに実数と仮定すれば，複素光源点は，つぎのような2端子であらわされる．

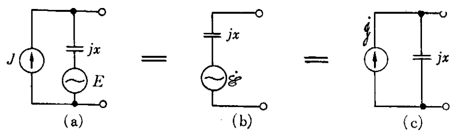


図 15　ずれてかたむいた複素光源点の等価回路表示

上図の（a）を，複素光源点の標準形とするとよい．（b），（c）においては，複素数の$\dot{\mathscr{E}}$, $\dot{\mathscr{J}}$で，E, J をあらわしたもので，

$$Re(\dot{\mathscr{E}})=E,\quad Im(\dot{\mathscr{E}})=jxJ \tag{14}$$

$$Re(\dot{\mathscr{J}})=J,\quad Im(\dot{\mathscr{J}})=E/jx \tag{15}$$

となるように定めればよい．

このようにして，光源点の標準形がわかれば，これから，任意の距離，任意の結像系をへたのちの光源点の E, J, x, r（光源点からの距離）を，通常の交流回路計算法を用いて計算できる．たとえば，

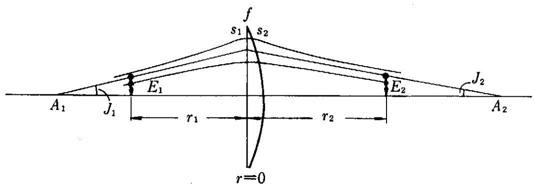


図 16　ずれてかたむいた複素光のレンズによる集束

図 16 のような，1枚のレンズを用いた光源点と結像系は，等価回路で変換していくと，つぎのようになる．

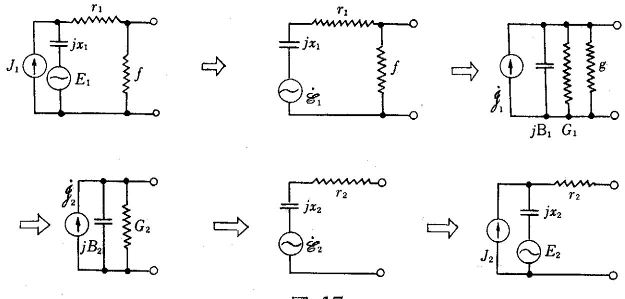


図 17

（2） 閉回路網表現——においては，一般の複素光源からでる光線を追跡する．通常の点光源の場合は，点光源からでる一本の光線は，一定の傾斜 I をもっている．(図 18)

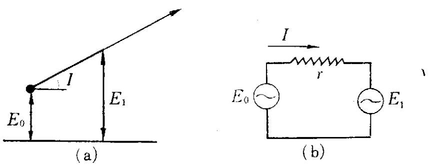


図 18　一本の光線とその等価回路

このときは，上図（b）のように，起電力で光線の位置を指定してやると，回路のループ内に一定の電流 I がながれ，この閉回路は，一本の光線をあらわしている．

同様なことが，複素光源の場合にもいえる．

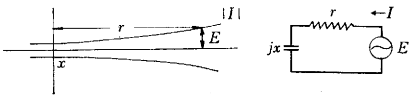


図 19　複素光の光線と等価回路

上図のような単純な場合を考えてみる．距離 r で，軸からの変位 E（を実数と仮定する）と指定された光線は

$$E=|I|\sqrt{r^2+x^2} \tag{16}$$

という形にかけることがわかっている[4] から，これから複素光源の場合は，I の絶対値が一定に保たれていることがわかる．また，

$$E=\dot{I}(r+jx) \tag{17}$$

から，I の位相角は，r と共に変化し，

$$\varphi=-\tan^{-1}\frac{x}{r} \tag{18}$$

となる．すなわち，$r\to\infty$ で，$\varphi=0$ で，$\dot{I}$ は実数となり，点光源の場合の光線の傾斜と等しくなる．また，$r\to 0$ とすると，$\varphi\to-\pi/2$ で，$\dot{I}$ は純虚数になる．すなわち，変位になる．

また，距離 r における $\dot{I}$ の実部は，

$$Re(\dot{I})=E/R \tag{19}$$

となって，その光線の接線の勾配になる．

このようにして，距離 r において，複素起電力 $\dot{E}$ を指定して，一本の光線が求められ，それをあらわす等価閉回路が容易にかけることがわかる．

例として，$r=r$ で，複素起電力 $\dot{E}$ で光線を指定したときは，図 19 のように，交流回路的な変換をほどこしてやって，図 18 のような典形的なかたちにかきなおすことができる．

上述のように，一般の複素光源をふくむ結像系において，ずれ，かたむきをふくむ時も，起電力，電流源をふくむ交流の等価回路で，容易にかきあらわせることがわかった．

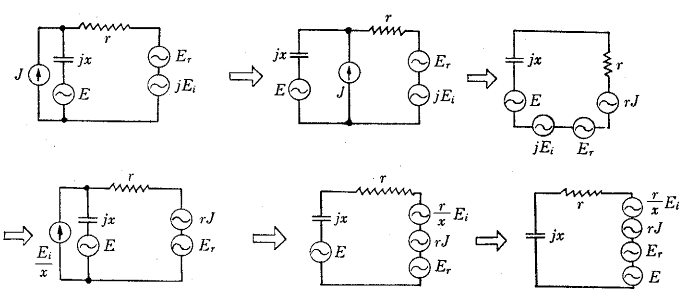


図 20　複素光の光線の表示の変換

10. 等価回路の物理的意味

このような，一般の複素光と，その導波系は，なぜ，電圧，電流，インピーダンスのような電気的等価回路であらわされるのだろうか．

光軸に対称に，放物線状に誘電率が分布している導波系で，電磁界分布をマクスウェルの方程式から求める式は，(z 方向を進行方向とし，その伝搬定数を β として横方向は簡単のため x だけを考えると)，

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^2\boldsymbol{E}+(k_0{}^2-ax^2)\boldsymbol{E}=\beta^2\boldsymbol{E} \tag{20}$$

($k_0{}^2=\omega^2\varepsilon\mu$，$\varepsilon$ は軸上の誘電率，$\boldsymbol{E}$ は横方向電界の固有関数)

これを変形して，

$$\left\{\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^2-ax^2+(k_0{}^2-\beta^2)\right\}\boldsymbol{E}=0 \tag{21}$$

という式になる．

この式は，量子力学で単振子のシュレーディンガー方程式

$$\left\{\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^2-\frac{1}{2}m\omega^2x^2+E\right\}\psi=0 \tag{22}$$

($\hbar$：プランク定数，m：単振子質量，ω：単振子振動角周波数，E：振動エネルギー固有値)

と同じかたちである．さらに，適当な変数のおきかえを行なうと，電気のコイル L とコンデンサ C でできた共振回路のシュレーディンガー方程式

$$\left\{-\frac{L}{2}I^2-\frac{C}{2}V^2+E\right\}\psi=0 \tag{23}$$

(ただし，$I=j\sqrt{\dfrac{C}{L}}\cdot\dfrac{1}{\hbar\omega}\cdot\dfrac{\partial}{\partial V}$ である．) であるから，これらはすべて同じ形の方程式であり，したがって解も，すべて，エルミート関数になる．(21) 式と (23) 式をくらべると，位置の変化 x を電圧 V にかたむき，$\partial/\partial x$ を電流 I に対応させることがもっともであることがわかる．(21) 式と (22)，(23) 式は，一方は，電磁界の方程式であり，一方は，量子力学の波動方程式であって，本質的にちがうものだけれども，ある波動に対する，$x, V, \partial/\partial x, I$ などの演算子の性質としては同じ形であるから

それぞれ上記のような対応が可能なのだと思われる.

(21) 式からは, (23) 式における光子数 n に相当して, $(k_0^2-\beta^2)/2\sqrt{a}$ が, (整数値 $+1/2$)になる. これはこの電磁界分布の固有モードに対応している. すなわち, 上述の等価回路で, 電圧, 電流によってはこばれるエネルギーとは, その電磁界のモードの次数にほかならない. つまり, ずれV やかたむき I が大きいほど, 高次のモードが励振されていることを示すのである.

11. 結　論

レーザの光のように, 空間的に広い範囲にわたって干渉性のよい光源では, 通常の幾何光学における光源の種類を拡張して, "複素光" の概念を用いると大変便利である. また, この複素光をふくむレンズ, ガス・レンズなどによる結像系の計算は, 複素インピーダンスをふくむ電気の等価回路におきかえてやると, きわめて見通しがよく, 計算も簡単になる. したがって, この方法はレーザ光のいろいろな応用において, とくに, レーザ光の伝送を考えるときに, 重要な設計手段になることが期待される.

謝辞　日頃御指導いただく本所斎藤教授, 浜崎助教授, および有効な助言をいただいた本所小瀬助教授, およびこの研究に協力された現都立大大学院菅野嘉昭氏にあつく感謝する.　(1966 年 11 月 7 日受理)

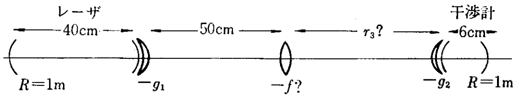
参 照 文 献

1) D. W. Berreman; "A Lens or Light Guide Using Convectively Distorted Thermal Gradients in Gases", BSTJ; Vol. 43, No. 4, pt. 1, pp. 1469～1475; July, 1964. "A Gas Lens Using Unlike, Counter-Flowing Gases", BSTJ; Vol. 43, No. 4, pt. 1; pp. 1476～1479; July (1964).
D. Marcuse and S. E. Miller: "Analysis of a Tubular Gas Lens"; Vol. 43, No. 4, pt. 2; pp. 1759～1782; July (1964).
A. C. Beck, "Gas Mixture Lens Measurements" BSTJ, Vol. 43, No. 4, pt. 2; pp. 1821～1825; July (1964).
2) G. Goubau and F. Schwering; "On the Guided Propagation of Electromagnetic Wave Beams"; IRE, Trans. on Antennas and Propagation; Vol. AP-9, No. 3; pp. 248～256; May (1961).
J. R. Christian and G. Goubau; "Experimental Studies on a Beam Waveguide for Millimeter Waves"; IRE Trans. on AP; Vol. AP-9, No. 3; pp. 256～263; May (1961).
3) A. G. Fox and Tingye Li; "Resonant Modes in a Maser Interferometer"; BSTJ; Vol. 40, No. 2; pp. 453～488; March (1961).
4) G. D. Boyd and J. P. Gordon; "Confocal Multimode Resonator for Millimeter Through Optical Wavelength Masers"; BSTJ; Vol. 40, No. 2; pp. 489～508; March (1961).
G. D. Boyd and H. Kogelnik; "Generalized Confocal Resonator Theory"; BSTJ; Vol. 41, No. 4; pp. 1347～1369; July (1962).
H. Kogelnik; "Imaging of Optical Modes—Resonators with Internal Lenses"; BSTJ; Vol. 44, No. 3; pp. 455～494; March (1965).
H. Kogelnik; "Matching of Optical Modes"; BSTJ; Vol. 43, No. 1; pp. 334～337; Jan. (1964).
J. P. Gordon and H. Kogelnik; "Equivalence Relations among Spherical Mirror Optical Resonators"; BSTJ; Vol. 43, No. 6; pp. 2873～2886; Nov. (1964).
E. A. J. Marcatili; "Modes in a Sequence of Thick Astigmatic Lens-Like Focusers"; BSTJ; Vol. 43, No. 1; pp. 2887～2904; Nov. (1964).
E. A. J. Marcatili; "Light Transmission in a Multiple Dielectric (Gaseous and Solid) Guide"; BSTJ; Vol. 44, No. 1; pp. 97～103; Jan. (1966).
E. A. J. Marcatili; "Ray Propagation in Beam-Waveguides with Redirectors"; BSTJ.; Vol. 44, No. 1; pp. 104～115; Jan. (1966).
5) 末松安晴, 吹抜洋司 "理想化されたガス光ビーム導波系の固有姿態" 通信学会量子エレクトロニクス研究会資料; 1965 年 3 月 22 日.
末松安晴, 吹抜洋司, 伊賀建一, 鈴木徹夫 "層流型ガスレンズの F マトリクスと収束性の判定" 量子エレクトロニクス研究会資料; 1965 年 5 月 17 日.
末松安晴, 伊賀健一, 伊藤信一; "周期的に双曲線形温度分布の媒質を配置した新しい光ビーム導波系" 量子エレクトロニクス研究会資料; 1965 年 12 月 10 日.
末松安晴, 吹抜洋司; "理想化されたガス光導波系の解析"; 電気通信学会誌; Vol. 48, No. 10; pp. 1684～1690; Oct. (1965).
末松安晴, 伊賀健一; "光ビーム導波系における姿態変換" 電気通信学会誌; Vol. 49, No. 9; pp. 1645～1652; Sept. (1966).
6) 青木由直, 鈴木道雄; "GAS LENS の焦点距離" 昭 41 電気連合大会 1038.
7) J. P. Gordon; "A Circle Diagram for Optical Resonators"; BSTJ; Vol. 43, No. 4; pp. 1826～1827; July (1964).
S. A. Collins, Jr..: "Analysis of Optical Resonators Involving Focusing Elements"; Applied Optics; Vol. 3, No. 11; pp. 1263～1275; Nov. (1964).
8) D. Herriot, H. Kogelnik, and R. Kompfner; "Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferomenters"; Applied Optics; Vol. 3, No. 4; pp. 523～526; April (1964).
9) D. Gloge; "Berechnung von Fabry-Pérot-Laser-Resonatoren mit Streumatrizen"; AEÜ; Bd. 18, Ht. 3; pp. 197～203; März (1964).
D. Gloge; Bündelung Kohärenter Lichtstrahlen purch ein ortsabhängiges Dielektrikum"; AEÜ; Bd. 18, Ht. 7; pp. 451～452; July (1964).
10) 伊藤猷顕; "複素アイコナールとレーザビーム" 昭 41 電気連合大会 1039.

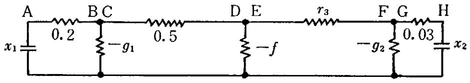
練 習 問 題

曲率半径 1 m の凹面鏡一対を 40 cm はなしてレーザ発振器にし, 同じもの一対を 6 cm はなして干渉計にする. 凹面鏡の台のガラスは, 出射ビームが平行になるように凸レンズになっている. レーザ出力鏡から 50 cm はなして凸レンズをおいて干渉計にモードマッチングをとるためには, この凸レンズの焦点距離はいくらにすればよいか.

解答: 図 21(a) を等価回路でかくと, 図 21(b) のようになる.



(a) モードマッチングの問題



(b) モードマッチングの等価回路〔単位はm〕

図 21

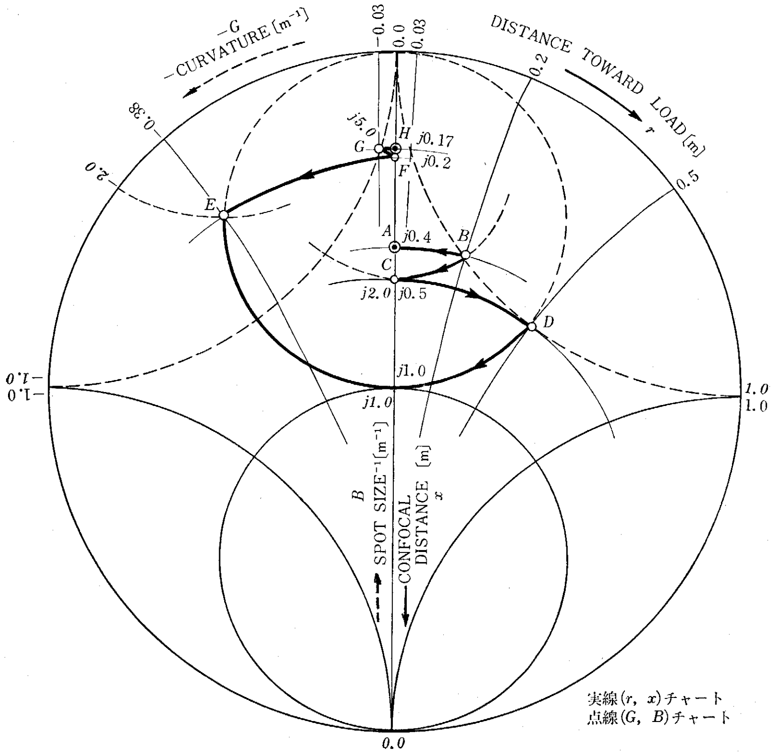


図 22　モードマッチングを計算するスミスチャート

これを計算するために，半透明紙にかいたスミス・チャートを2枚用意して，図22 のようにかさね，上（実線）をインピーダンス・チャート (r, x)，下（点線）をアドミッタンス・チャート (G, B) とする．

価等回路（図21(b)）のB点の曲率半径 $(G^{-1})=1\text{m}$ だから，$G=1$ と，$r=0.4/2$ の交点がその点Bである．したがって，レーザの共焦点距離 x_1 は，$r=0.2$ だけもどったA点から，$x_1 \fallingdotseq 0.4$ であることがわかる．B点は，凸レンズ g_1 により，同じスポットサイズで $G\to\infty$ へうごく（点C）．これから 50 cm はなれたところは点Dである．逆に，$r=0.03$, $G=-1.0$ の点 G から，中心点Hへもどして干渉計の共焦点距離 $x_2 \fallingdotseq 0.17$ がわかる．これを平行光線にして点Fとなる．点Dから，レンズ f_0 による等 B 線上をまわって，点Fからの等 x 線と交わる点がEである．すなわち，所要の凸レンズの焦点距離 f は，$-f^{-1}=(-2.0)-(1.0)$ すなわち，$f \fallingdotseq 33\text{cm}$ で，干渉計は，これから約 38cm 先のところにおけばよい．

正 誤 表 (12 月号)

ページ	段	行	種　別	正	誤
7	右	18	本　文	に必要な入射角は fD 積によって定まり，図•15 の曲線	脱　　落