



銅レーザーアクティブ光学系による像形成

レーザーゲインの飽和の効果

志村 努・黒田 和男・千原 正男・小倉 磐夫

東京大学生産技術研究所第1部 〒106 東京都港区六本木 7-22-1

(1985年3月2日受理)

Active Image Formation Using a Copper Vapor Laser Amplifier

Effect of the Gain Saturation of the Laser

Tsutomu SHIMURA, Kazuo KURODA, Masao CHIHARA and Iwao OGURA

Institute of Industrial Science, University of Tokyo,
7-22-1, Roppongi, Minato-ku, Tokyo 106

A study of the image formation is made in the active imaging system using a copper vapor laser amplifier. Effect of the gain saturation of the laser amplifier on a projected image is mainly discussed. Some numerical simulations for a rectangular object show sharp peaking of the intensity at both edges of the bright part of the image. This peaking phenomenon is also found in the experimental observation. Such a change of the intensity distribution of the image is caused by magnitude change of the spacial frequency components of the picture due to the gain saturation of the laser amplifier.

1. まえがき

レーザー増幅器を結像光学系に組みこみ、伝播中の光束群を増幅することにより、画像の輝度増幅投影が可能となる。このようなシステムはアクティブ結像光学系と呼ばれ、小さな照明強度で高い像輝度を得られるため、従来不可能であったような高輝度・高倍率・大画面の画像投影を実現することができる。

結像光学系における像の輝度は、空間像を二次光源とみたときそこから発散される単位面積・単位立体角あたりの光束によって定義され、これはレンズ、ミラー等の素子による吸収・散乱がない限り、光学系の倍率・開口数等すべてのパラメータに対して不変である。この意味で通常の光学系はパッシブであるといえる。レーザー増幅器は光を波動のままで増幅することのできる唯一のアクティブな光学素子であり、アクティブ結像光学系では像の輝度を物体の輝度よりも大きくすることができます。

このようなアイデアはレーザーの発明後早い時期から考えられていたが、初期の試みではゲインの低い、共振

器付きの He-Ne レーザーを使用していたため、発振横モード数以上の画素数をもつ画像を増幅することはできなかった¹⁾。のちに高利得で発振横モード数の多い水銀イオンレーザーを使用して初めて大画素数の画像の輝度増幅投影が実現された²⁾。以後金属蒸気レーザー³⁻⁸⁾、色素レーザー⁹⁾等を用いた実験例が報告されている。

アクティブ結像光学系に用いられるレーザー増幅器は以下の条件を満たしていかなければならない。(1)可視域で発振すること、(2)能動媒質中を一度通過するだけで光束が十分増幅されるだけの高い利得をもつこと、(3)画像の表示に必要な画素数を分解しうるだけの大きなフレネル数($N_F = d_L^2/l_L$; d_L, l_L はそれぞれ能動媒質の直径および長さ)をもつこと、(4)平均出力が大きいこと、の 4 点である。銅レーザー増幅器をはじめとする金属蒸気レーザー増幅器はこれらの点から見てすぐれた特性をもち、また装置としての研究開発も進んでいるため、過去の報告の大部分³⁻⁷⁾に使用されている。

アクティブ結像光学系では通常の結像光学系にレーザー増幅器を挿入するため、能動媒質内部での光の伝播の様子が系全体の結像特性に影響する。銅レーザー増幅器

の能動媒質は気体であるから、その空間的屈折率分布は一様であるとしてよい。したがって幾何光学的には自由空間とみなすことができる。問題となるのは銅レーザー増幅器の飽和特性の影響である。レーザー増幅器の増幅率は入力光の強度に対して飽和特性をもっているため、能動媒質内の光は空間的に一様には増幅されず自由空間での伝播とは様子が変わり、その結果像の2次元的強度分布が変化する。これについて Vasil'eva らは、結像光学系中に物体のフーリエ変換像を作り、これを飽和増幅した場合の像面強度分布についてシミュレーションを行なっている¹⁰⁾。

本論文では、より現実に近いモデルを考えその結像のシミュレーションを行ない、結果を銅レーザー増幅器を用いたアクティブ結像光学系の実験により検証した。

2. 理 論

アクティブ結像光学系において、レーザー増幅器の増幅の非線形性が画像におよぼす影響を、数値計算により見積もる。Fig. 1 に示す光学系において物体面での光の振幅分布を与える、これに対する像面の振幅分布を回折計算によって求め、増幅を受けた場合と受けない場合との違いを調べる。

系はレンズ1枚の結像光学系中にレーザー増幅器を挿入した形になっている。物体は図の左側からコヒーレント光によって照明される。透過光はレンズまでの空間を伝播する途中でレーザー増幅器により増幅され、レンズによりスクリーン上に像が作られる。

2.1 計 算 法

計算に用いた理論式および近似法を以下に示す。

結像の数値シミュレーションにおいては、最も単純なアクティブ光学系 (Fig. 1) を考えた。光軸を z 軸に、紙面内でこれと直交する方向に x 軸をとる。簡単のため全ての量は y に依存せず、一様であるとした。これにより光軸に垂直な面内での光の振幅分布は x のみの関数となる。

自由空間での光の伝播は Fresnel-Kirchhoff の回折式に従うものとした。すべての変数が y に依存しないた

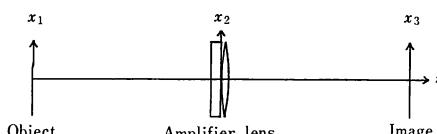


Fig. 1 A model of the active imaging system for simulation of image formation.

め、回折積分は x についての一重積分となる。

レンズの厚みは無視し、光はレンズの平面内で位相変化のみを受けるものとする。

能動媒質内では、正しくは回折と増幅を同時に考慮した光の伝播を考えねばならない。しかしレーザー増幅器の増幅の非線形性のため、この計算は非常に複雑になる。ここでは簡単のため、能動媒質の z 方向の厚みを無限小として近似し、能動媒質内での回折を無視して、増幅と回折を分離して扱う方法をとる。これは Statz らが、利得の飽和によるモードパターンの変形を計算する際に用いた方法と同じである¹¹⁾。銅レーザー増幅器はパルス動作を行なうから、その増幅特性は Frantz-Nodwik の式¹²⁾

$$E_{\text{out}} = E_s \log [\exp gL \{\exp(E_{\text{in}}/E_s) - 1\} + 1] \quad (1)$$

に従うものとした。ここで、 E_{in} は入力パルスのエネルギー、 E_{out} は出力パルスのエネルギー、 g は単位長さ当たりの小信号利得、 L は能動媒質長、 E_s は飽和エネルギーである。式(1)の E_{in} と E_{out} の関係は Fig. 2 のようになる。

以下、実際に用いた計算式をおおむね Fig. 1 における光の伝播の順に従って列挙する。

試料は透過物体とし、これを単色平面波で図の左側から照明する。試料面での照明光の複素振幅を $u_{\text{in}}(x_1)$ 、試料の振幅透過率分布を $t(x_1)$ とする。 x_1 は物体面での x 座標である。物体面の光の複素振幅 $u_1(x_1)$ は、

$$u_1(x_1) = t(x_1) \cdot u_{\text{in}}(x_1) \quad (2)$$

となる。

物体面 $z=z_1$ からレーザー増幅器の面 $z=z_2$ までは光は自由空間を伝播する。レーザー増幅器入射直前の光の複素振幅 $u_2(x_2)$ は Fresnel-Kirchhoff の式¹³⁾より、次のように表わされる。

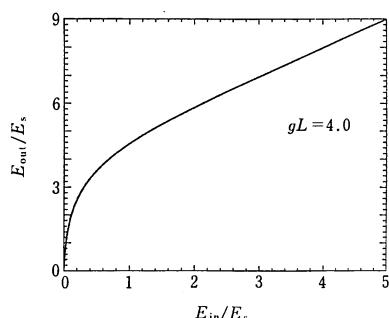


Fig. 2 Characteristics of copper vapor laser amplifier calculated according to the Frantz-Nodwik's formula (1). Gain constant, gL , is 4.0.

$$u_2(x_2) = -\frac{i \exp(ik s_1)}{(\lambda s_1)^{1/2}} \int \exp\left[\frac{ik(x_2 - x_1)^2}{2s_1}\right] u_1(x_1) dx_1 \quad (3)$$

ここで、 $s_1 = z_2 - z_1$ 、 λ は波長、 $k = 2\pi/\lambda$ 、 x_2 はレーザー増幅器面での x 座標である。光束の広がり角は小さいとして、inclination factor は無視した。

次に光はレーザー増幅器を通過し、増幅を受ける。増幅後の振幅を $u_3(x_2)$ とすると、Frantz-Nodwik の式(1)により、

$$|u_3(x_2)|^2 = \begin{cases} |u_s|^2 \log [\exp G \{\exp(|u_2(x_2)|^2 \\ /|u_s|^2) - 1\} + 1] & (|x_2| \leq r_A) \\ 0 & (|x_2| > r_A) \end{cases} \quad (4)$$

となる。ここで $2r_A$ は能動媒質の口径、 $|u_s|^2$ は飽和強度である。 $L \rightarrow 0$ という近似を用いるため、式(1)の $g \cdot L$ に等価な量: G を導入した。式(1)は光パルスのエネルギー E に関する量であったが、 E は $|u|^2$ に比例するという仮定の下に式(4)を導いた。また無限に薄いレーザーで近似しているため位相は変化しないとした。

レーザー増幅器を出た光は、レンズで位相変化を受ける。ここではレーザー増幅器とレンズ間の距離は無限小とし、その間の伝播は無視する。レーザー増幅器の出力 u_3 がレンズの入力となり、レンズの出力 $u_4(x_2)$ は

$$u_4(x_2) = \begin{cases} u_3(x_2) \exp[-ix_2^2/2f] & (|x_2| \leq r_L) \\ 0 & (|x_2| > r_L) \end{cases} \quad (5)$$

となる。ここで f はレンズの焦点距離、 $2r_L$ はレンズの口径である。

レンズを出た後は、スクリーンまで式(3)と同様の式に従って伝播する。

2.2 計算結果

前節に示した計算式を用い、画像物体がアクティブ光学系によりどのように結像されるかを求める。パラメータとして、レーザー増幅器の増幅率 G を変化させる。光学系はすべて同一とし、 $f = 500 \text{ mm}$ 、 $s_1 = s_2 = 1,000 \text{ mm}$ (s はレンズからスクリーンまでの距離)、レンズおよび能動媒質の半径 $r_L = r_A = 10 \text{ mm}$ とする。照明光の強度 $|u_{in}|^2$ は $|u_s|^2 = 1$ とおいて規格化する。式(3)の積分範囲は、レンズの径 $2r_L$ よりも大きければよいので、 $-15 \text{ mm} \leq x \leq 15 \text{ mm}$ とした。また試料物体の大きさも $2r_L(2r_A)$ よりも小さいものを考えた。

最も簡単なパターンとして幅 $2w = 8 \text{ mm}$ のスリット状開口を試料物体とした場合の計算結果を Fig. 3 に示

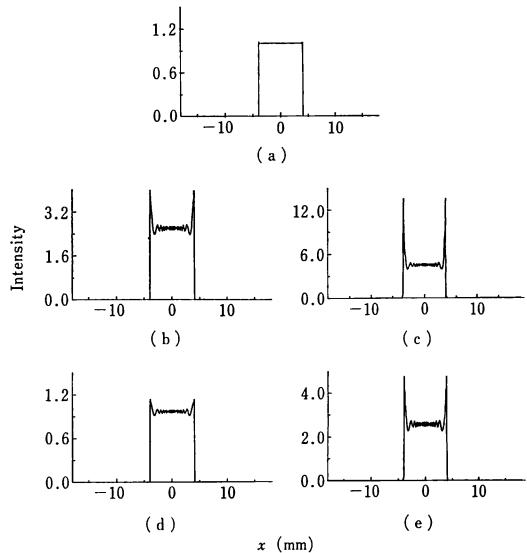


Fig. 3 Calculated intensity distributions of image of a rectangular object projected by an active imaging system. Parameters are put as (a) $|u_{in}|^2 = 1.0$, $G = 0.0$, (b) $|u_{in}|^2 = 1.0$, $G = 2.0$, (c) $|u_{in}|^2 = 1.0$, $G = 4.0$, (d) $|u_{in}|^2 = 0.2$, $G = 2.0$, (e) $|u_{in}|^2 = 0.2$, $G = 4.0$.

す。レーザー増幅器による増幅のない場合、すなわち $G = 0$ の場合の像面の強度分布が Fig. 3(a) である。照明は $|u_{in}|^2 = 1$ とした。物体面の強度分布がほぼ忠実に再現されている。これに対し、増幅をうけた場合は Fig. 3(b), (c) (それぞれ $G = 2.0, 4.0$) のようになる。全体の強度は当然大きくなっているが、それだけでなく明暗の境界付近に強度の鋭いピークが見られる。さらに、 G の大きいほうが相対的なピークが高い。Fig. 3(d), (e) は同一条件で、強度の小さい物体の場合である。照明を $|u_{in}|^2 = 0.2$ としている。やはり同様の傾向がみられるが、 $|u_{in}|^2 = 1$ の場合に比べてエッジのピークは低い。入力の大きいほうがエッジのピークが高いということは、これがレーザー増幅器の増幅率の飽和の効果が作用していることを示しており、次のように説明できる。

Fig. 1 では増幅器の位置は近似的に物体の Fourier 面である。大きさ $2w = 8 \text{ mm}$ の物体に対し、伝播距離 $s = 1,000 \text{ mm}$ では完全な Fraunhofer 回折の領域とはいえないが、かなり近い。ここで非線形な増幅を受ければ、各空間周波数成分ごとに異なる増幅率で増幅される。矩形物体の場合、低周波成分に比べ高周波成分は小さく、飽和効果のため後者に対する増幅率は前者に対してよりも大きい。像面ではこれが逆変換された強度分布

になるから、高周波成分の強調された像が現われる。

これを確認するためパッシブ系で空間周波数が変化する場合を考える。 $d_L=2\text{ mm}$ として $G=0$ の場合について同様な計算をすると、Fig. 4 のようなピークをもつ像が得られる。しかしこれは高い周波数成分がレンズの開口にけられてしまったために現われたのであり、Fig. 3(b)～(e)に見られる鋭いピークとは原因が異なる。

開口 d_L が有限であることの効果を軽減するため、高周波成分の少ない画像物体としてエッジの透過率がなだらかに変化するスリットを考えてみる。計算結果を Fig. 5 に示す。光学系は Fig. 3 と同一で、 $|u_{in}|^2=1$ としている。Fig. 5(a) は $G=0$ の場合で、図では明白ではないが Fig. 3(a) にみられるような強度の凹凸はない。しかし、 $G=2.0, 4.0$ とすれば Fig. 5(b), (c) に示すように、ピークが現われる。したがってこのピークはレーザー増幅器の増幅率の非線形性(飽和)に起因したものということができる。

これまでの計算では画像物体はすべて 2 階調のパターンであったが、中間調をもつ場合についての計算も試み

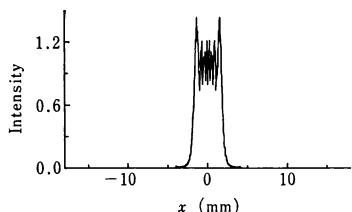


Fig. 4 Calculated intensity distribution of an image formed by the system using a small lens ($d=2.0\text{ mm}$) without laser amplifier.

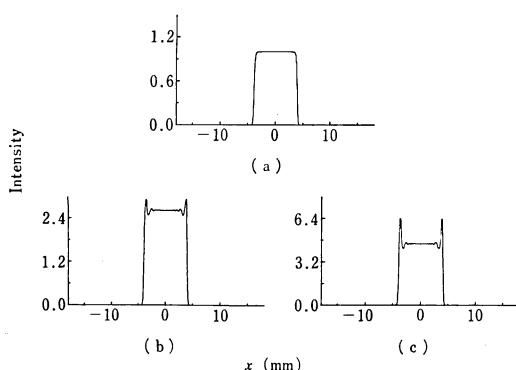


Fig. 5 Calculated intensity distributions of images of a rectangular object with dull edges by the active imaging system. Parameters are set as (a) $|u_{in}|^2=1.0$, $G=0.0$, (b) $|u_{in}|^2=1.0$, $G=2.0$, (c) $|u_{in}|^2=1.0$, $G=4.0$.

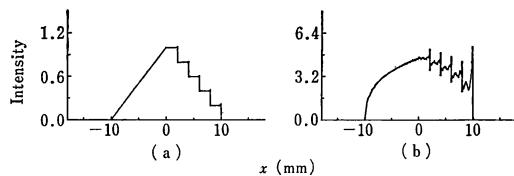


Fig. 6 Calculated intensity distributions of image of an object with gray levels in the active imaging system. (a) $G=0.0$, (b) $G=4.0$.

た。透過率が直線的に変化する部分とステップ状に変化する部分からなる物体を用いる。增幅を受けたときと受けないときの、像面での強度分布の計算結果をそれぞれ Fig. 6(a), (b) に示す。ステップ状の部分は 2 階調の画像の時と同様に、強度のとびの部分にピークが現われる。スロープの部分は、增幅を受けた場合には上向きにふくらんだ強度分布となっているが、これは単純にピークが現われた現象と同様に説明することはできない。レーザー増幅器上で物体画像の完全な Fourier 変換像が作られていないため、実際は空間周波数成分のバランスの変化と、物体画像そのものの飽和増幅が同時に起こると考えなければならない。矩形物体の場合は後者は顕わにならないが、三角波状物体の場合はこれが無視できない。

3. 実験

次に前節と基本的に同じ光学系における像の評価を実験的に行なった結果を述べる。銅蒸気レーザー増幅器によるアクティブ結像光学系を試作し、レーザー増幅器による増幅の有無による像面の強度分布の比較を行なった。

3.1 実験配置

全体の光学系の配置を Fig. 7 に示す。主要部分は Fig. 1 と同様であり、試料物体、レーザー増幅器、照明用レーザー、結像用レンズから成る。

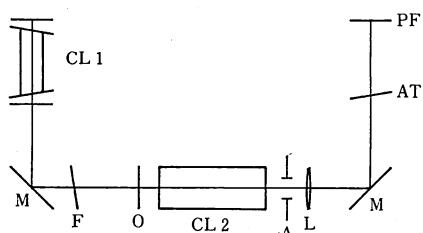


Fig. 7 Schematics of the experimental setup. CL 1: copper vapor laser oscillator, CL 2: copper vapor laser amplifier, M: mirror, F: filter, O: object, A: aperture, L: lens, AT: attenuator, PF: photographic film.

レンズは、カメラレンズ ($f=50\text{ mm}$) 2個を背中合わせに配置し、横倍率を1倍とした。レーザー CL1・CL2 はそれぞれ照明用・增幅用で、ともにダブルパルス放電による CuCl の解離および Cu の励起を行なうタイプのハロゲン化銅レーザーである。510.6, 578.2 nm の2波長で同時発振する。発振パルス幅は 20 ns である。レーザー増幅器：CL2 は管径 25 mm、長さ 1 m、能動媒質の径 20 mm、長さ 600 mm である。增幅率の横方向の分布は完全に一様ではなく、ややドーナツ状の分布をもっている。Buffer gas は He (4 Torr) を使用する。出力は、反射率 100% および 8% のミラーの組合せによる共振器をつけて発振させた場合、1 mJ/pulse である。ただし本実験では共振器は組まない。增幅パラメータは最大で $gL=7.6$, $E=11\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ¹⁴⁾ であるが、管径方向のゲイン分布が一様になるような動作条件を使用した。このとき $gL \sim 4$, $E \sim 10\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$ であった。照明用のレーザー1はやや小型で、直径 10 mm、長さ 700 mm である。出力ビーム径は 10 mm、出力は 30~50 μJ である。

試料物体として、写真フィルムを用いた。レーザー CL1 からの照明ビームはフィルターによって 510.6 nm の波長のみ選択される。試料を通過した照明ビームは物体光となりレーザー増幅器 CL2 の管内を通過して增幅を受ける。物体光の通過のタイミングに合わせてレーザー増幅器 CL2 が励起されるよう、あらかじめ 2台のレーザーの放電のタイミングは調整しておく。レーザー増幅器 CL2 からは増幅された物体光と同時に amplified spontaneous emission (ASE) が出力される。ASE は像のバックグラウンドノイズとなるので、これを極力減らすため、レーザー増幅器 CL2 の出口に直径 13 mm の開口をおき、ビーム周辺部の ASE をカットする。開口を出たビームはレンズを通って像面に結像される。

3.2 測 定

像面での強度分布を測定するために、像面に写真フィルムを置き、1ショットのレーザーパルスによって感光させ、現像して濃度を測定した。写真フィルムは適正な露光量の範囲内で、現像後の濃度 D と [光の強度 I × 露光時間 τ] の間に

$$D = \gamma \log(1 + \gamma) + \alpha \quad (6)$$

なる関係をもつ。 γ , α はフィルムの種類によって決まる定数である。 D はフィルムの透過率 T から

$$D \equiv -\log T \quad (7)$$

と定義される。本実験ではレーザー増幅器 CL2 からの出力を減衰器によって調節し、式(6)が成立する範囲ま

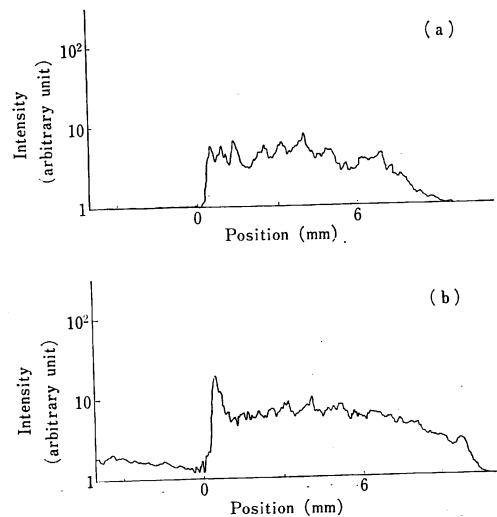


Fig. 8 Measured intensity distributions of the images of a straight edged object projected by the active imaging system, which are traces of density of the photographic film by microphotodensitometer. (a) without amplifier, (b) with amplifier.

で減衰させた。

画像物体のパターンは、最も簡単な場合として半無限平面とした。実際には境界が直線の、半分が透明で残り半分が不透明な写真フィルムを用いた。

ミクロフォトメーターにより測定された写真フィルムの濃度分布を Fig. 8 に示す。明暗の境界に直角な方向の分布である。Fig. 8(a)は增幅を受けなかった場合で、若干の強度の凹凸はあるもののほとんどステップ関数状になっている。Fig. 8(b)は増幅を受けた場合で、明暗の境界付近に鋭いピークが見られる。ピークの高さは像の明るい部分の約3倍であることがわかる。これは増幅パラメータが本実験とほぼ等しい Fig. 3(c)の計算の場合と一致している。しかしながら計算では x - z 平面内の2次元のモデルを考え、さらにレーザーの厚みも無視しているため、単純な比較はできない。アッテネーターにより照明強度を減衰させ物体光強度を変化させた場合、照明光強度を 1/100 に落としてもピークの相対的な高さはほとんど変わらず、有意な差異は認められなかった。これは、Fig. 3 に示した計算結果と定量的には合っていないが、つねにエッジ付近に強度のピークが見られるという点で実験結果は定性的に数値計算の結果と一致しているといえる。

4. 考察とまとめ

計算および実験の結果から、Fig. 1 のような光学系では、レーザー増幅器の増幅率の飽和特性のため、増幅画像において明暗のエッジが強調されることが明らかになった。この現象は、画像の近似的なフーリエ変換像が銅レーザー増幅器による飽和増幅を受け、空間周波数の高周波成分が強調されたために生じたと解釈することができる。

無限に薄い板状のレーザー増幅器のモデルを用いて考えれば、増幅器が結像位置にある場合とフーリエ面にある場合とで投影画面に現れる現像は異なる。前者ではコントラストの低下がおこり、後者では空間周波数成分の強度の変化がおこる。この二つの位置以外の場所に増幅器がある場合は、二つの現象が同時に現われるであろう。また、現実の3次元的な広がりをもつ能動媒質の場合、光の伝播と増幅が同時に起こるために、画像の強度変化はさらに複雑な過程をたどる。しかし、本実験から薄いレーザー増幅器のモデルによる考察が定性的な見積りを与えることが明らかになった。

銅レーザー増幅器のような非線形な増幅素子を含む光学系の結像特性の評価における問題点は、従来線形な光学系に対して適用されてきた理論が使えないということである。レーザー増幅器の能動媒質中では、局所的な光の強度に応じて増幅率が変わる。幾何光学的なイメージでは、光線の空間密度に増幅率が依存し、光線の相互作用を考慮する必要が生じるということになる。波動光学的には、非線形な波動方程式を解くことになり、これは通常の場合困難である。無理に線形な系の理論にあては

めようとしても、結像特性が物体の強度分布に依存した形になり、実用的とはいえない。

アクティブ結像光学系は、従来不可能であったような高輝度・高倍率の結像を可能にする点でさまざまな応用の可能性をもっている。今後は装置の開発とともに結像特性の理論的な解析が必要であろう。

文 献

- 1) W.A. Hardy: IBM J. Res. Dev., **9** (1965) 31.
- 2) R.A. Myers, H. Wieder and R.V. Pole: IEEE J. Quantum Electron., **QE-2** (1966) 270.
- 3) P. Rabinowitz and R. Chimenti: J. Opt. Soc. Am., **60** (1970) 1577.
- 4) K.I. Zemskov, A.A. Izaev, M.A. Kazaryan and G.G. Petrash: Sov. J. Quantum Electron., **4** (1974) 5.
- 5) K.I. Zemskov, A.A. Izaev, M.A. Kazaryan, S.V. Markova and G.G. Petrash: Opt. Commun., **18** (1976) 14.
- 6) K.I. Zemskov, A.A. Izaev, M.A. Kazaryan and G.G. Petrash: Sov. J. Quantum Electron., **6** (1976) 17.
- 7) K.I. Zemskov, A.A. Izaev, T.I. Pekhoshkina and A.N. Trofimov: Sov. J. Quantum Electron., **9** (1979) 235.
- 8) M.A. Kazaryan, G.G. Petrash and K.I. Zemskov: Opt. Commun., **33** (1980) 209.
- 9) T.W. Hänsch, F. Varsanyi and A.L. Schawlow: Appl. Phys. Lett., **18** (1971) 108.
- 10) M.A. Vasil'eva, M.A. Kazaryan and T.I. Kusunetsova: Sov. J. Quantum Electron., **8** (1978) 388.
- 11) H. Statz and C.L. Tang: J. Appl. Phys., **36** (1965) 1816.
- 12) L.M. Frantz and J.S. Nodwik: J. Appl. Phys., **34** (1963) 2346.
- 13) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 4th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1970) p. 377.
- 14) K. Kuroda, H. Takahashi, M. Chihara and I. Ogura: J. Appl. Phys., **52** (1981) 87.