OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	並列型高速分光映像法に関する研究
Author(s)	平井, 亜紀子
Citation	大阪大学, 1996, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3119619
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

並列型高速分光映像法に関する研究

Fast Spectral Imaging with Image-Forming Parallel Channels

1996年

平井　亜紀子

Akiko Hirai

Dedicated to my family

目次

緒論 1

第1章　分光映像法 6
1.1　緒言 6
1.2　分光映像法の原理 6
1.2.1　波長帯域選択型分光映像法 6
1.2.2　分散素子型分光映像法 7
1.2.3　フーリエ分光型分光映像法 8
1.3　従来の分光映像法の信号対雑音比 10
1.3.1　信号対雑音比解析の条件 10
1.3.2　波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比 12
1.3.3　分散素子型分光映像法の信号対雑音比 12
1.3.4　フーリエ分光型分光映像法の信号対雑音比 13
1.3.5　信号対雑音比の比較 13
1.4　結言 14

第2章　多重像フーリエ分光映像法 15
2.1　緒言 15
2.2　多重像フーリエ分光映像法の原理 15
2.3　空間分解能及びスペクトル分解能 19
2.4　分光画像の再構成法 20
2.5　マイケルソン干渉計を用いた装置の構成 21
2.6　実験結果 27
2.6.1　単色一様物体の分光画像計測 27
2.6.2　静止多色物体の分光画像計測 30
2.6.3　高速回転多色物体の分光画像計測 35
2.7　結言 39

第3章　液晶偏光型多重像フーリエ分光映像法 41
3.1　緒言 41
3.2　くさび型液晶偏光干渉計の構成 41

3.3 液体のレーザーアブレーションの分光画像測定実験 44
3.3.1 液体のレーザーアブレーション 44
3.3.2 実験システム 45
3.3.3 実験結果 49
3.4 結言 55

第4章 ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法 56
4.1 緒言 56
4.2 ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の原理 57
4.3 ダイクロイックミラーの配置設計の方針 58
4.4 最適システムの設計 60
4.4.1 設計の枠組み 60
4.4.2 全数検索による設計 62
4.4.3 遺伝的アルゴリズムによる設計 63
4.4.4 進化戦略による設計 66
4.5 設計結果 69
4.5.1 全数検索による結果 69
4.5.2 遺伝的アルゴリズムによる結果 69
4.5.3 進化戦略による結果 70
4.5.4 比較 71
4.6 試作 73
4.7 白色短パルス光の分光画像測定実験 75
4.7.1 白色短パルス光 75
4.7.2 実験系 75
4.7.3 実験結果 77
4.8 結言 85

第5章 並列型高速分光映像法の信号対雑音比 86
5.1 緒言 86
5.2 多重像帯域選択型分光映像法の信号対雑音比 86
5.3 多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比 88
5.4 ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比 90
5.5 信号対雑音比の比較 92
5.6 信号対雑音比の比較実験 94
5.7 結言 99

総括 101

謝辞 105

参考文献 107

著者発表論文 114

緒論

光のスペクトルは，物質と光の相互作用に関する様々な情報を含んでいる．この分光計測で得られる光のスペクトルに，空間的な分布に関する情報が同時に付加されると，その利用分野は大きく広がる．空間情報と分光情報とを同時に合わせ持つ情報は，分光画像と呼ばれ，リモートセンシング [1,2]，医療診断 [3-5]，天体観測 [6-8]，環境計測，食品検査など，多岐にわたる分野で利用されている．最近では，従来の3原色のカラー画像よりも波長分解能の高い，高精度なスペクトル情報を持つ分光画像の，領域分割や物体認識への利用も報告されている [9-11]．今までに，様々な手法の分光画像計測法（分光映像法）が考案されている．従来の分光映像法は，波長帯域選択フィルターを用いる波長帯域選択型 [5,11,12]，スリットと分散素子を組み合わせる分散素子型 [13-21]，分光情報を多重化して計測する波長多重型 [22-34]，分光情報と空間情報とを多重化して計測する Computed Tomography (CT) 型 [35-41] に大別することができる．

波長帯域選択型は，結像系の中に波長帯域選択フィルターを挿入し，CCD (Charge Coupled Device) などの撮像素子によって画像を検出する．順次フィルターを交換することによって，異なる波長帯域における2次元画像を測定し，分光画像を得る．この手法は簡便であり，干渉フィルターや，ファブリー・ペロー干渉計 [8]，音響光学素子 (Acousto-Optic Tunable Filter; AOTF) [42-46] を用いることによって，比較的狭い帯域を選択することもできる．分散素子型では，スリットを用いて，物体上の細長い領域からの光を選択し，コリメートして分散素子に入射させる．入射光は波長毎に異なる角度で回折され，撮像素子上の異なる位置に結像する．物体上でスリットの位置を走査することによって，物体の分光画像を測定する．この分光映像法は，装置が1次元方向に移動する場合に適合性がよく，人工衛星や飛行機に搭載された例が多い [13-18]．分散素子型分光映像法は，波長帯域選択型に次いで実用的であり，分解能も高いが，空間的な走査を必要とする点が利用範囲に制限を加えている．波長多重型は，異なる波長の光に

それぞれ独自の変調を加えて重ねあわせ，同時に検出する方法であり，すべての信号を全計測時間をかけて測定するため，走査型よりも光の利用効率が高い．波長多重型は，フーリエ分光型 [22-30] とアダマール分光型 [31-34] に分けることができる．フーリエ分光型は，空間情報に関しては，撮像デバイスを用いて同時並列的に測定し，分光情報に関しては，フーリエ分光を行う手法である．マイケルソン干渉計を用いたシステム [23-27] や，液晶偏光干渉計を用いたシステム [28,29] が提案されている．アダマール分光型は，フーリエ分光型と同様に空間情報は撮像デバイスで測定し，分光情報は，アダマール分光を行って取得する方法と，分光情報，空間情報共にアダマール変換する方法とが提案されている．アダマール分光の実現方法として，AOTFを用いて複数の波長の光を同時に回折させるシステムも提案されている [33,34]．CT型は，結像系と分散素子を組み合わせる点は分散素子型と同様であるが，スリットで視野を制限せず，物体の空間情報と分光情報を多重化して撮像デバイスで検出する方法である．検出される2次元画像は，3次元の分光画像の2次元平面への投影画像であり，CTにおける3次元物体の投影画像と同等に扱うことができる．CTの再構成手法を用いて分光画像を再構成することができる．CT型分光映像法は，1991年に，Bulyginら [35] とOkamotoら [36] が独立に提案している．異なる方向への投影画像を得るために，Bulyginらは波長分散能の異なる複数のプリズムを用いる方法と，プリズムを回転させる方法を提案しており，Okamotoらは，二つの回折格子を直角に組み合わせることを提案している．その後，装置を回転させる方法 [37,38]，複数の回折格子を組み合わせる方法 [39,40]，ズームレンズを用いる方法 [41] などが提案されている．しかし，十分な空間・波長分解能を持つ分光画像を再構成するためには，独立した方向への投影画像が多数枚必要である．現在では，まだ投影画像数が不十分であることや，分光映像法に適した再構成アルゴリズムが確立されていないことなどから，実用性を備えた方法はない．

以上のように，数多くの分光映像法がすでに提案されており，実用化されているものも多い．これには，近年の主に2つの技術の著しい進歩が大きく貢献している．1つは，半導体技術の進歩による，高空間分解能，高ダイナミックレンジの検出器の開発である．最近では，空間画素数が1000×1000以上あり，ダイナミックレンジも5000:1にも達するCCDが市販されている．このように，撮像素子の空間分解能が向上したため，高空間・

波長分解能の分光画像を測定することができるようになった.もう1つの技術の進歩は,計算機の性能の向上である.フーリエ分光型分光映像法やCT型分光映像法は,測定されたデータから分光画像を再構成する際に多量の計算を必要とする.これらの分光映像法は,計算機の計算速度が向上したことによって初めて実現可能となったといってよい.また,計算機が大容量のデータを扱えるようになり,空間・波長分解能の高い分光画像を計測,処理し,伝送,保存することができるようになった.

しかし,上に述べた従来の分光映像法のほとんどは,何らかの走査を必要とし,測定に時間がかかるため,測定時間内で積分された分光画像を計測せざるを得なかった.すなわち,波長帯域選択型はフィルターの走査が,分散素子型ではスリットの走査が必要である.フーリエ分光型分光映像法においては,光路差を変化させるための走査,アダマール分光型分光映像法では,多重化マスクの走査もしくは交換が必要である.CT型分光映像法においても,分散素子や装置の回転を行わなければならない.唯一,複数枚の回折格子を組み合わせたCT型分光映像法［39,40］のみが,瞬時に必要な全てのデータの検出が可能であるため,高速計測が可能であるが,この場合には,少数の投影画像しか得られないため,分光画像の空間・波長分解能がこれにより大きく制限されているのが現状である.

分光画像の利用分野が広範になりつつある現在,爆発や燃焼状態計測などの,測定対象の状態が急激に変化する現象への応用や,人を測定の対象とする医療などの現場では,対象の時間的変化に十分追従できるだけの高速性を備えた分光映像法が求められている.

SOR（Synchrotron Orbital Radiation）光や,超短光パルスレーザーによって生成される白色短パルス光は,短いパルス時間幅,広いスペクトル帯域,高い輝度などの特長を持ち,新しい白色光源として物性計測や生体計測への利用が期待されている.短パルス光源による過渡現象の測定にも,当然,瞬時計測が可能な分光映像法が要求される.

これらの,高速現象を短時間で計測する場合には,入射光量の減少による計測結果の信号対雑音比の低下は本質的に避けることができず,高い信号対雑音比を持つ分光映像法が必要となる.

本研究の目的は,高い信号対雑音比を持つ高速分光映像法を提案し,その有用性を示すことである.まず,レンズアレイを用いて物体の多重像を作り,光の干渉を利用して

分光画像を測定する多重像フーリエ分光映像法を提案した．本手法に基づく分光映像装置として，マイケルソン干渉計を用いた基本的なシステムと，大口径システムの作製が容易な液晶偏光干渉計を用いたシステムを開発した．それぞれのシステムを高速現象の分光画像測定に適用し，持続時間が約1μsの現象の分光画像の測定を行うことに成功した．さらに信号対雑音比の高い手法として，異なる分離波長を持つ複数枚のダイクロイックミラーを多段に組み合わせる全マルチチャネル型の分光映像装置を提案した．本装置の最適なダイクロイックミラーの幾何学的配置（以降，単に配置と呼ぶ）を設計するために進化的アルゴリズムを用いることを提案し，8波長帯域分割の光学系の設計に適用し，要求項目を満たす配置を設計することに成功した．設計した光学系を実際に作製し，高速現象の分光画像測定を行った．また，各高速分光映像法の信号対雑音比の解析を行い，光子雑音が支配的な場合と，検出器雑音が支配的な場合のどちらの場合でも，ダイクロイックミラーを用いたマルチチャネル分光映像法の信号対雑音比が一番高いことを示した．

以下に本論文の構成と内容を示す．

第1章では，従来の分光映像法について述べる．代表的な分光映像法の原理を述べた後，それぞれの信号対雑音比を示す．

第2章では，高速な分光画像計測が可能な手法として，多重像フーリエ分光映像法を提案する．マイケルソン干渉計を用いた分光映像システムの例を用いて原理を説明し，空間分解能及びスペクトル分解能を示す．次に，原理確認実験と高速回転物体の分光画像測定実験の結果を示す．

第3章では，くさび形のセルに封入されたネマティック液晶の光学的異方性を利用して光路差を作り出す液晶偏光型多重像フーリエ分光映像法について述べる．この方式による分光映像システムを試作し，液体のレーザーアブレーションの分光画像測定を行った実験結果を示す．

第4章では，信号対雑音比の高い高速分光映像法として，多数のダイクロイックミラーを多段に組み合わせたマルチチャネル分光映像法を提案する．まず始めに原理を述べ，進化的アルゴリズムを用いて，使用目的，環境に対して最適なダイクロイックミラー

の配置を設計する方法について説明する．進化的アルゴリズムのうち，遺伝的アルゴリズムと進化戦略を用いて設計した結果を示し，設計アルゴリズムの比較を行う．次に，設計された分光映像装置を実際に作製し，分光画像測定実験を行った結果を示す．

第５章では，本研究で提案した高速分光映像法の信号対雑音比を導出し，比較する．比較対象として，物体の多重像を作り，波長帯域選択フィルターアレイを透過させる，多重像波長帯域選択型分光映像法をとりあげる．最後に，多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比の比較実験の結果を示す．

最後に，本研究の成果を総括し，今後の研究課題を述べる．

第1章　分光映像法

1.1　緒言

3次元情報である分光画像を，たかだか2次元の検出器を用いて計測するためには，工夫が必要である．すでに述べたように従来から分光画像の計測は，波長帯域選択型，分散素子型，フーリエ分光型，アダマール分光型，CT型などの様々な手法が採られてきた．本章では，代表的な分光映像法を採り上げて，それらの原理といくつかの限界を明らかにし，測定の信号対雑音比について概略を述べる．

§1.2では，波長帯域選択型分光映像法と分散素子型分光映像法，フーリエ分光型分光映像法について述べ，§1.3で，それぞれの分光映像法の信号対雑音比の比較結果を示す．

1.2　分光映像法の原理

1.2.1　波長帯域選択型分光映像法

図1.1に波長帯域選択型分光映像法 (Band-Selective Spectral Imaging) の光学系の例を示す．結像系の中に波長選択フィルターを挿入し，順次フィルターを交換することによって分光画像を測定する．つまり，CCDなどの撮像素子を用いて，物体の2次元空間情報を同時並列的に測定し，波長情報に関してはフィルタの走査を行い，3次元情報である分光画像を測定する．この方法がもっとも簡便であり，測定時間や精度に厳しい要求がない場合などには，広く用いられている．干渉フィルターを用いれば，比較的狭い帯域を選択することもでき，内視鏡画像の色による病変部の分類処理 [5] やスペクトルによる物体識別 [11] に用いた報告がある．また，天体観測を目的として，ファブリー・ペロー干渉計を用いて，より波長分解能を上げたシステムがある [8]．液晶を用いた波長可変フィルター [44] や，音響光学素子（AOTF）[45-47] を用いれば，機械的可動部なしで，選択波長帯域を変化させることができる．特にAOTFは，選択波長の切り換えが数μ秒と高速に行える．AOTFは，ブラッグ回折を利用しているために，波長選択性

が高い一方で，入射角に対する制限が厳しい．AOTFを分光映像法に用いる場合には，大きな視野を持つ必要があるため，非等方性媒質を用いた異方ブラッグ回折 [48-50] を利用したシステムが提案されている [39-43]．AOTFの偏光特性を利用して，互いに直交した偏光成分の分光画像を測定するシステムも提案されており [51]，主に天体観測やリモートセンシングに利用されている．空間分解能は撮像素子の空間分解能で決まり，波長分解能は波長選択フィルターの透過帯域幅で決まる．透過帯域幅を狭くすれば波長分解能は向上するが，入射光のほとんどは波長選択フィルターによって反射，または吸収されるので，光束の利用効率は低下する．

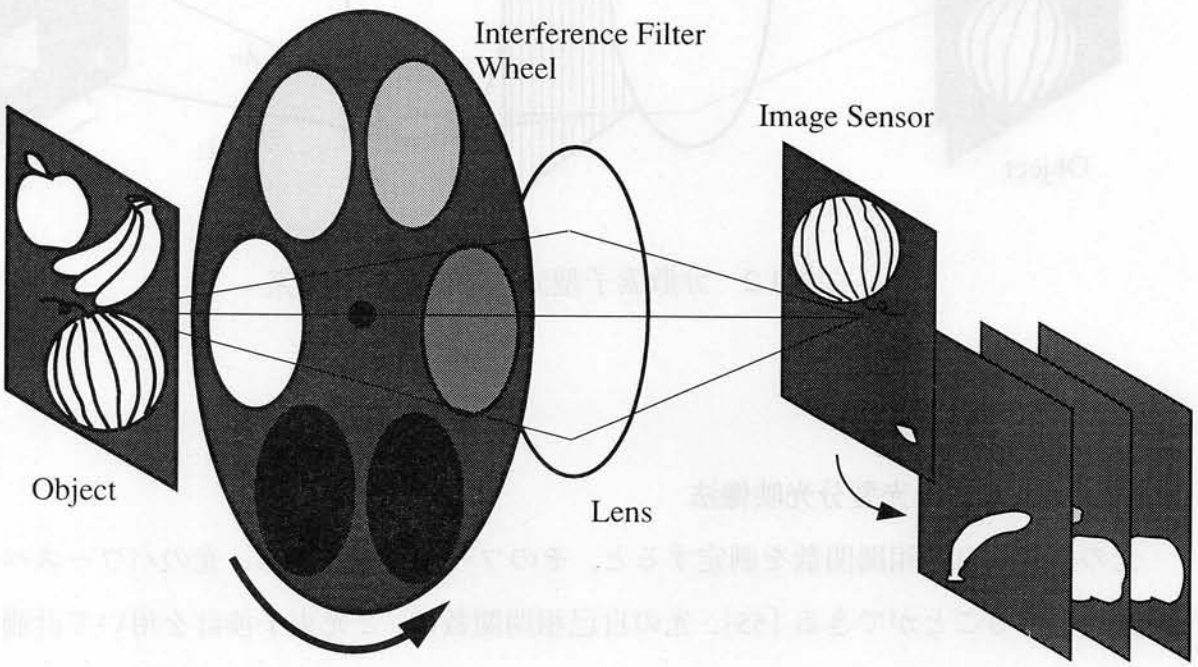


図1.1　波長帯域選択型分光映像法の光学系

1.2.2　分散素子型分光映像法

分散素子型分光映像法 (Spectrograph) の光学系の例を図1.2に示す．物体の直後にスリットを配し，スリットを透過する光をコリメートして分散素子に入射させる．入射光は波長により異なる角度で回折され，後ろ側のレンズにより，撮像素子上の異なる位置に結像する．検出される２次元画像のうち１次元方向は，測定物体の空間分布に関する１次元情報を表し，もう一方の次元は分光情報を表す．物体上のスリットの位置を走査することによって，物体全体の分光画像を測定する．この分光映像法は，人工衛星や飛

行機に搭載された例が多い．空間分解能は，検出器の空間分解能とスリットの幅で決まる．波長分解能は，スリット幅と分散素子の波長分解能で決まる．スリット幅を狭くすれば空間分解能，波長分解能ともに向上するが，入射光の大部分がスリットによって反射，または吸収され，光束の利用効率は帯域選択型と同様に低下する．

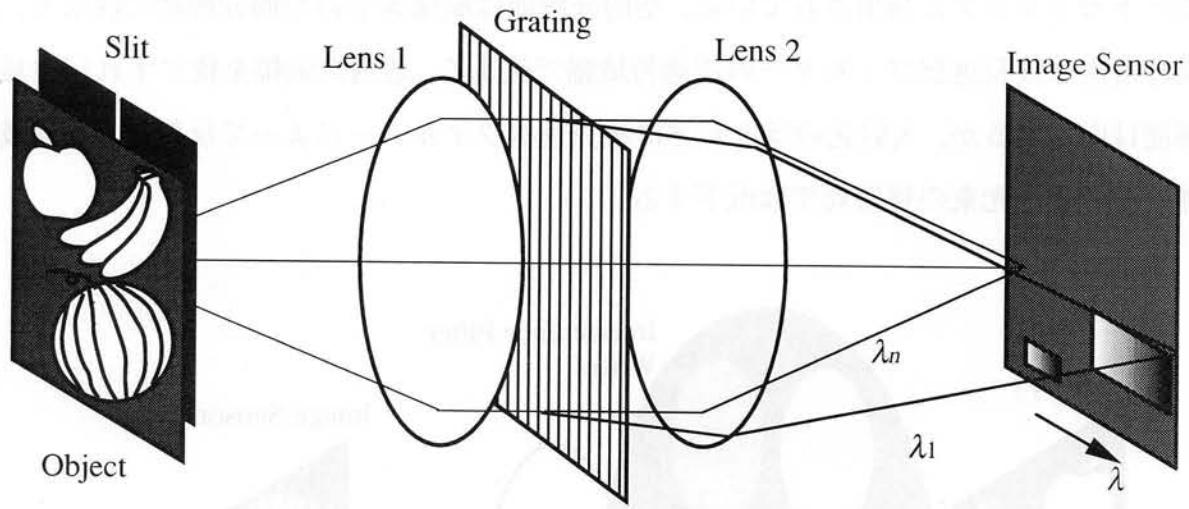


図1.2　分散素子型分光映像法の光学系

1.2.3　フーリエ分光型分光映像法

光の振幅の自己相関関数を測定すると，そのフーリエ変換から，光のパワースペクトル密度を得ることができる [55]．光の自己相関関数は，2光束干渉計を用いて計測することができ，このことはフーリエ分光法 [56-58] の原理となっている．干渉計内で2光束間に光路差 l を与え，検出器上で干渉強度を測定する．光路差 l を変化させたとき，検出器上での光強度の交流成分は，

$$I(l) = \int S(\nu) \cos 2\pi \nu l \, d\nu, \tag{1.1}$$

と表すことができる．ここで，$\nu=1/\lambda$ は光の波数を，$S(\nu)$ は物体光のスペクトル密度を表す．ただし，光学系による光強度の損失は無視している．$I(l)$ を干渉信号（インター

フェログラム）と呼ぶ．$I(l)$ は光の自己相関関数とその共役項を含んでいる．式 (1.1) を光路差に関して逆フーリエ余弦変換することにより，物体光のスペクトル密度が求められる．

フーリエ分光型分光映像法 (Fourier-Transform Spectral Imaging) は，空間情報に関しては，撮像素子を用いて同時並列的に測定し，分光情報に関しては，フーリエ分光を行うものであり，マイケルソン干渉計を用いたシステム［23-27］や，液晶偏光干渉計を用いたシステム［28-29］が提案されている．マイケルソン干渉計を用いたフーリエ分光型分光映像法の原理を図1.3を用いて説明する．物体上の1点Aからの光について考える．点Aからの光はレンズ1によりコリメートされ，マイケルソン干渉計に入射する．入射光はビームスプリッタによって2光束に分けられ，それぞれ鏡で反射された後，再び重ね合わされ，レンズ2により撮像素子上に結像し，干渉する．片方の鏡を光軸に沿って走査し，2光束間の光路差を変化させる．このとき，干渉強度の変化分は式 (1.1) で与えられる．図1.3の光学系は物体上の各点に対して，並列にこの操作を行う．つまり，2次元画像に光路差の次元を加えた3次元画像を計測することになる．本論文では，この3次元画像をインターフェログラム画像と呼ぶ．このインターフェログラム画像を光路差に関して逆フーリエ余弦変換することにより分光画像を再構成する．

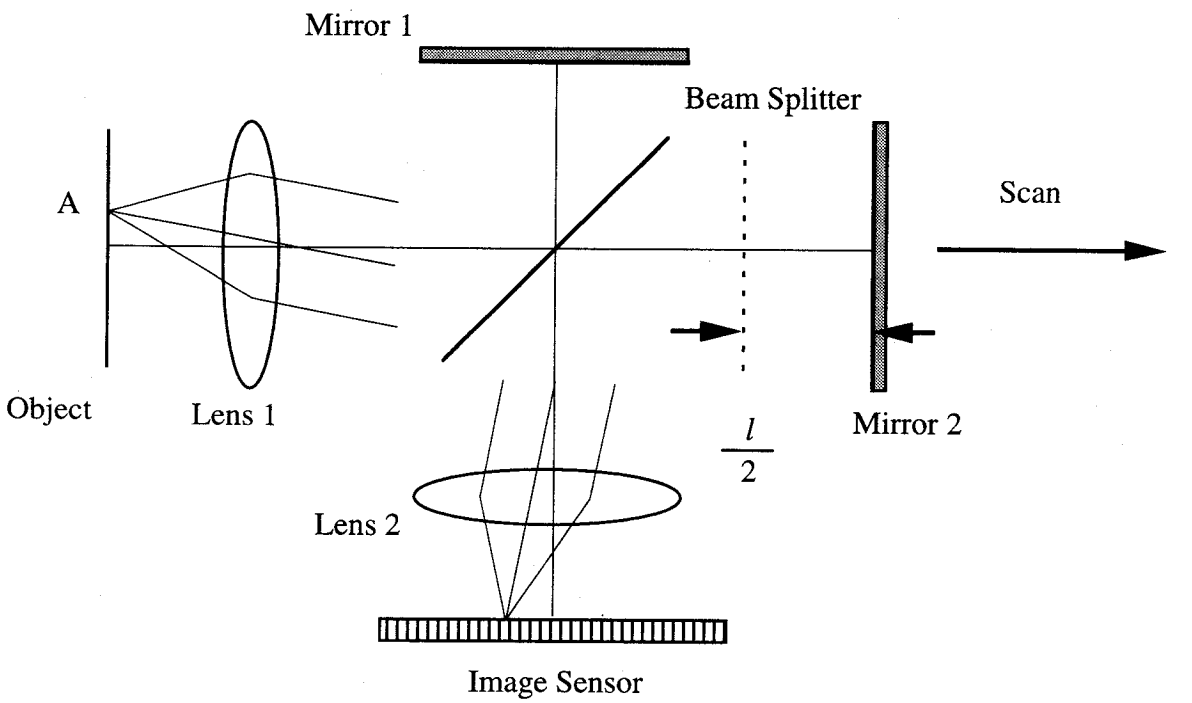


図1.3　フーリエ分光型分光映像法の原理

この手法では，分光画像の空間分解能は撮像素子の空間分解能で決まる．また，波数分解能は，干渉信号とスペクトル分布の間のフーリエ変換の関係から，2光束間に与える最大光路差で決まる．つまり，光路差を大きくとるほど波数分解能が高くなる．フーリエ分光映像法は，波長帯域選択型分光映像法や分散素子型分光映像法のように入射光のほとんどを反射または吸収する光学素子がないため，光の利用効率が高く，次節で述べるように信号対雑音比が高い．

1.3　従来の分光映像法の信号対雑音比

1.3.1　信号対雑音比解析の条件

従来の分光映像法の信号対雑音比は，すでにInoueらが解析を行い，他の標準的な手法と比較している [59]．ここでは，Inoueらの解析を基に，光子雑音が支配的な測定と，検出器雑音が支配的な測定の場合における，従来の分光映像法の信号対雑音比を求め，他の手法と比較する．雑音の取り扱いについては，文献59の仮定を用いる．光子雑音が支配的な場合は，検出される光電子の数はポアソン分布に従い，時間的に無相関とする．また，検出器雑音が支配的な場合は，雑音源として暗電流のゆらぎのみを考え，これについても，サンプルされた信号は時間的に無相関とする．

分光画像の測定は，図1.4に示すように，空間（ξ, η）方向，波数（ν）方向にそれぞれN_ξ, N_η, N_ν点のサンプリングを行うと考える．測定物体の分光画像は，ξ, η, ν方向にそれぞれM_ξ, M_η, M_ν点からなる直方体の領域内で一様なパワースペクトル密度を持ち，それ以外の領域ではパワースペクトル密度はゼロとする．光学系の瞳に入射する単位時間当たりの平均光子数をPとし，全観測時間をTとする．全ての場合について，PとTが一定であるものとして，信号対雑音比を比較する．

検出器の信号対雑音比は，検出される光電子数の平均と，その統計的変動の標準偏差との比で与えられるものとする．光学像が存在する領域で検出される光電子数の平均は，その単位時間当たりの平均光電子数I_0と，1画素当たりの観測時間T_0との積で表される．光子雑音が支配的な場合の検出画像の信号対雑音比は，光電子数がポアソン過程に従うことから，

$$\rho_{\mathrm{p}} = \sqrt{I_0 T_0}, \tag{1.2}$$

で与えられる．検出器雑音が支配的な場合の検出画像の信号対雑音比は，

$$\rho_{\mathrm{d}} = \frac{I_0 \sqrt{T_0}}{n_0}, \tag{1.3}$$

で与えられる．ここで，n_0は各検出器要素での暗電流に寄与する電子の単位時間当たりのゆらぎ（標準偏差）である．また，フーリエ分光映像法においては，検出されたインターフェログラム画像の信号対雑音比$\rho^{(\mathrm{i})}$と再構成される分光画像の信号対雑音比$\rho^{(\mathrm{s})}$は，

$$\rho^{(\mathrm{s})} = \frac{\sqrt{N_\nu}}{M_\nu} \rho^{(\mathrm{i})}, \tag{1.4}$$

の関係式で結び付けられる [60].

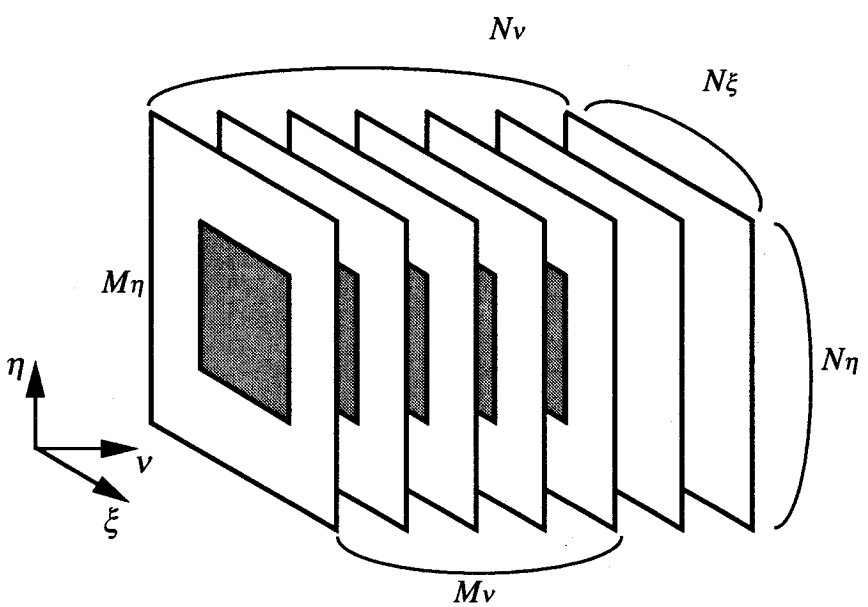


図1.4　測定される分光画像のモデル

1.3.2　波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比

波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比は，光子雑音が支配的な場合は，

$$\rho_{\mathrm{p}}[\mathrm{BS}] = \sqrt{\frac{\alpha t_{\mathrm{BS}} PT}{M_{\xi} M_{\eta} M_{\nu} N_{\nu}}}, \tag{1.5}$$

であり，検出器雑音が支配的な場合は，

$$\rho_{\mathrm{d}}[\mathrm{BS}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{BS}} P\sqrt{T}}{n_0 M_{\xi} M_{\eta} M_{\nu} \sqrt{N_{\nu}}}, \tag{1.6}$$

である．ここで，αは，検出器の量子効率を表し，t_{BS}は，光学系の強度透過率を表す．

1.3.3　分散素子型分光映像法の信号対雑音比

分散素子型分光映像法の信号対雑音比は，光子雑音が支配的な場合は，

$$\rho_{\mathrm{p}}[\mathrm{SG}] = \sqrt{\frac{\alpha t_{\mathrm{SG}} PT}{M_{\xi} M_{\eta} M_{\nu} N_{\eta}}}, \tag{1.7}$$

であり，検出器雑音が支配的な場合は，

$$\rho_{\mathrm{d}}[\mathrm{SG}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{SG}} \sqrt{T}}{n_0 M_{\xi} M_{\eta} M_{\nu} \sqrt{N_{\eta}}}, \tag{1.8}$$

である．ここで，t_{SG}は，光学系の強度透過率を表す．

1.3.4　フーリエ分光型分光映像法の信号対雑音比

フーリエ分光型分光映像法の信号対雑音比は，光子雑音が支配的な場合は，

$$\rho_{\mathrm{p}}[\mathrm{FT}]=\frac{\sqrt{\alpha t_{\mathrm{FT}}PT}}{M_{\nu}\sqrt{M_{\xi}M_{\eta}}}, \tag{1.9}$$

であり，検出器雑音が支配的な場合は，

$$\rho_{\mathrm{d}}[\mathrm{FT}]=\frac{\alpha t_{\mathrm{FT}}P\sqrt{T}}{n_0M_{\xi}M_{\eta}M_{\nu}}, \tag{1.10}$$

である．ここで，t_{FT}は，光学系の強度透過率を表す．

1.3.5　信号対雑音比の比較

光子雑音が支配的な場合と，検出器雑音が支配的な場合の各分光映像法の信号対雑音比を表1.1に示す．それぞれの場合について，フーリエ分光型分光映像法の信号対雑音比が1となるように，各分光映像法の信号対雑音比を規格化してある．ただし，ここでフーリエ分光型分光映像法の光学系の強度透過率t_{FT}は0.5とした．これは，干渉計部分において，光の半分が光源側に戻るためである．他の手法の強度透過率は1とした．簡単のために，検出器の量子効率αは1とした．

表1.1　各分光映像法の信号対雑音比

Dominant Noise	Band-Selective Spectral Imaging	Spectrograph	Fourier-Transform Spectral Imaging
Photon Noise	$\sqrt{\frac{2M_{\nu}}{N_{\nu}}}$	$\sqrt{\frac{2M_{\nu}}{N_{\eta}}}$	1
Detector Noise	$\frac{2}{\sqrt{N_{\nu}}}$	$\frac{2}{\sqrt{N_{\eta}}}$	1

これらの手法を比較すると，光子雑音が支配的な場合は，（1）$2M_\nu > N_\eta$，かつ$N_\eta < N_\nu$の場合には分散素子型が，（2）$2M_\nu > N_\nu$，かつ$N_\eta > N_\nu$の場合には波長帯域選択型が，（3）それ以外の場合にはフーリエ分光型が有利である．つまり，分散素子型は細長い形状の物体の場合，波長帯域選択型はスペクトルのサンプリング点数が少ない（スペクトル分解能が低い）場合，フーリエ分光型は2次元形状物体を高いスペクトル分解能で測定する場合に有利である．検出器雑音が支配的な場合は，フーリエ分光型が一番信号対雑音比が高い．

1.4　結言

本章では，代表的な分光映像法を概観し，光子雑音が支配的な場合と，検出器雑音が支配的な場合の，各手法の信号対雑音比の比較結果を示した．波長帯域選択型分光映像法は簡便であり，スペクトルの分解能が低くてもよい場合に適している．分散素子型分光映像法は，1次元方向の空間チャネル数が少ない計測の場合に適している．フーリエ分光型分光映像法は，スペクトル分解点数，空間分解点数がともに多い計測に適している [59]．しかし，どの手法も走査という操作が必要なため，計測に時間がかかる．そのため，時間変化の速い物体の分光画像を正しく測定することはできない．

第2章　多重像フーリエ分光映像法

2.1　緒言

第1章で述べた代表的な分光映像法は，波長や空間に関する走査を必要とするので，計測に時間がかかる．このため，計測時間に比べて高速に時間変化する対象の分光画像は正しく測定できない．本章では，分光画像の瞬時計測が可能な多重像フーリエ分光映像法［61,62］を提案する．多重像フーリエ分光映像法 (Multiple-Image Fourier Transform Spectral Imaging; MI-FTSI) は，光の干渉を利用して，物体の分光画像を測定する手法である．本手法では，レンズアレイを用いて物体の多重像を作り，異なる光路差における干渉信号を同時に検出する．分光画像を再構成するために必要な全ての情報が瞬時に得られるため，高速に変化する対象の分光画像の測定が可能となる．

§2.2で，多重像フーリエ分光映像法の原理を示す．続いて，本手法の空間分解能及びスペクトル分解能（§2.3）を示し，検出される干渉信号から，分光画像を再構成する方法（§2.4）について述べる．§2.5では，マイケルソン干渉計を用いた実験装置の構成について述べ，次に本手法の原理確認のために行った，単色一様物体と静止多色物体の分光画像計測の実験結果と，高速性を実証するために行った高速回転多色物体の分光画像計測実験の結果を示す（§2.6）．

2.2　多重像フーリエ分光映像法の原理

図2.1にマイケルソン干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像法の光学系を示す．図2.1を用いて多重像フーリエ分光映像法の原理を説明する．物体から出た光は，レンズアレイを通り，ビームスプリッタによって2光束に分けられる．各々の鏡からの光は，ビームスプリッタによって重ね合わされ，後ろ側のレンズによって撮像素子上に多重像として結像される．多重像中の各々の物体像は，光路差に応じた干渉強度分布を持つ．以後，干渉した個別の像を干渉像と呼び，干渉像が格子状に配置されている像全体を，干渉像マトリクスと呼ぶ．

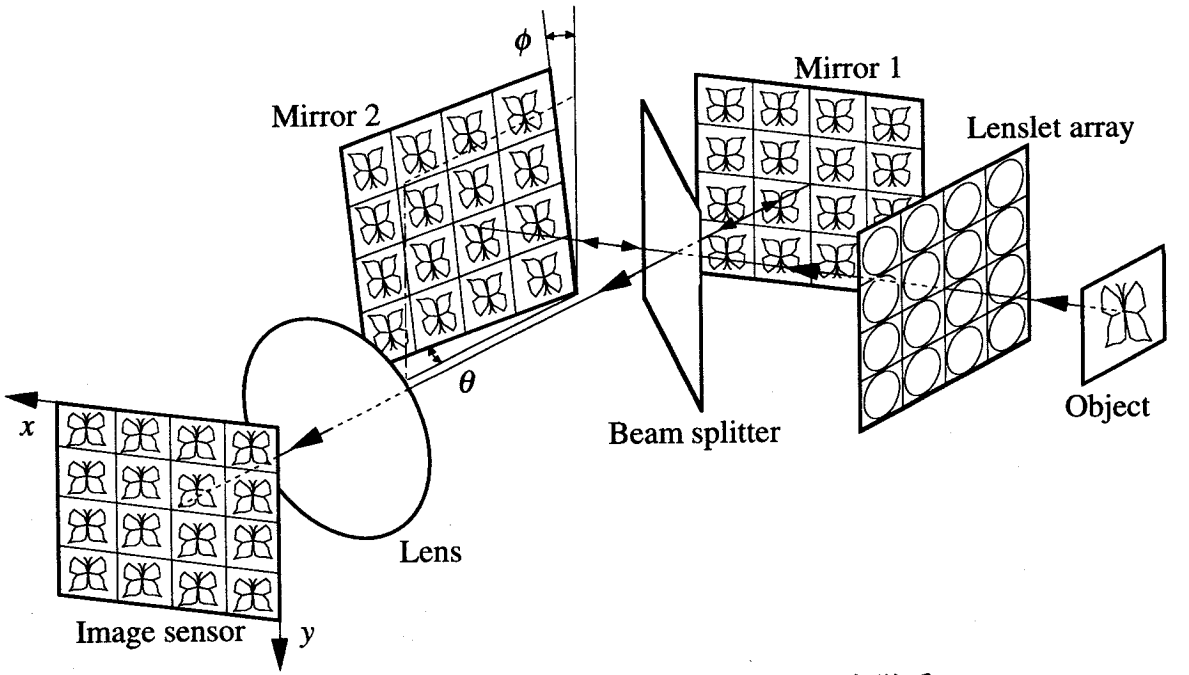


図2.1　多重像フーリエ分光映像法の原理光学系

図2.2に示すような方法で干渉像マトリクスから各干渉像を切り出し，新たな座標系 (ξ, η) をとり，光路差の小さい順に積み重ねたものは，§ 1.2.3で述べたインターフェログラム画像に相当する．インターフェログラム画像中のある空間位置において光路差方向に抜き出した1次元の強度分布は，通常のフーリエ分光法におけるインターフェログラムをサンプリングしたものに相当する．

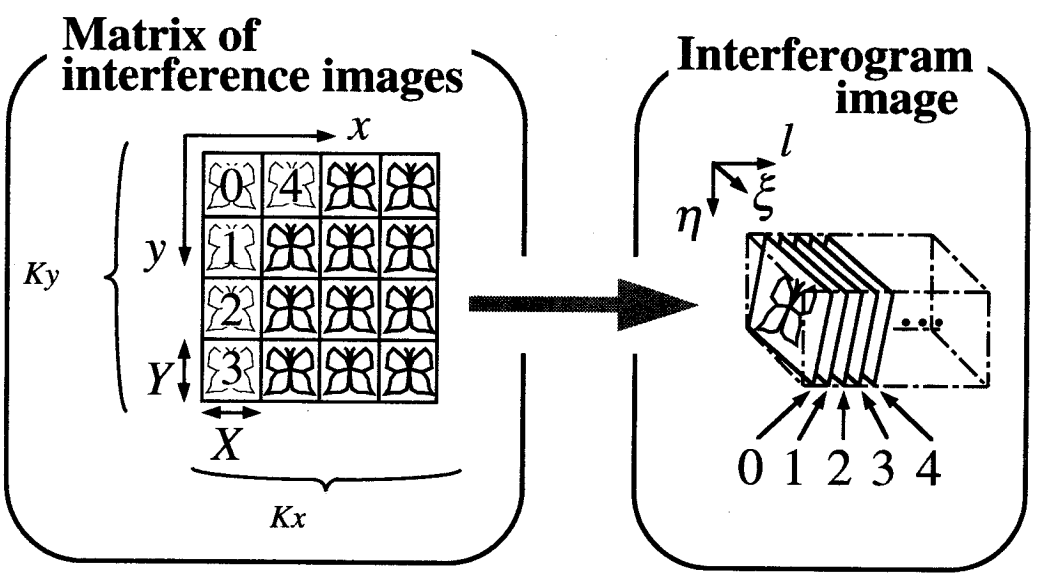


図2.2　干渉像マトリクスとインターフェログラム画像

干渉像マトリクスがK ($=K_x \times K_y$) 枚の干渉像より構成されているとし，各干渉像の空間的な大きさを$X \times Y$とする．また，干渉像マトリクス中のk_x列k_y行（k_x=0, …, K_x-1，k_y=0, …, K_y-1）に位置する干渉像が，インターフェログラム画像の光路差に関するi枚目の断面になるとする ($i=k_xK_y+k_y$)．K枚の干渉像から作られるインターフェログラム画像中で，物体上のある点A（座標 (ξ_A, η_A)）に対応する干渉強度を要素とするベクトルを，

$$\boldsymbol{I}_A = \left(\int I(l_0(\xi_A, \eta_A; \nu))\mathrm{d}\nu, \cdots, \int I(l_{K-1}(\xi_A, \eta_A; \nu))\mathrm{d}\nu \right)^T$$

$$= \left(\int S_A(\nu)\cos\{2\pi\nu l_0(\xi_A, \eta_A; \nu)\}\mathrm{d}\nu, \cdots, \int S_A(\nu)\cos\{2\pi\nu l_{K-1}(\xi_A, \eta_A; \nu)\}\mathrm{d}\nu \right)^T, \quad (2.1)$$

と表す．ここでν=1/λは光の波数，l_i (ξ_A, η_A; ν) は$\boldsymbol{I}_A$のi番目の要素位置での光路差である．$\boldsymbol{I}_A$は，式 (1.1) の干渉信号をサンプリングして得られるデータ列に等しく，干渉信号ベクトルと呼ぶ．光路差のサンプリング間隔は一定の値Δlであるとする．$\boldsymbol{I}_A$のi番目の要素 $(\boldsymbol{I}_A)_i$は，式 (2.1) を離散化することにより，

$$(\boldsymbol{I}_A)_i = \sum_{j=0}^{N-1} S_A(\nu_j)\cos\{2\pi\nu_j l_i(\xi_A, \eta_A; \nu_j)\}\Delta\nu, \quad (2.2)$$

と書ける．ここで，$\Delta\nu = 1/(K\Delta l)$ で，$S_A(\nu_j)\,\Delta\nu$は，位置 (ξ_A, η_A) ，波数ν_jにおける光の強度を表し，Nはスペクトル密度のサンプリング点数である．点Aに対応する画素の位置でサンプリングされたスペクトルを，ベクトル

$$\boldsymbol{S}_A = (S_A(\nu_0)\Delta\nu, \cdots, S_A(\nu_{N-1})\Delta\nu)^T, \quad (2.3)$$

で表し，スペクトルベクトルと呼ぶ．スペクトルベクトルと干渉信号ベクトルは式 (2.2)

より，

$$\boldsymbol{I}_{\mathrm{A}} = F_{\mathrm{A}}\mathbf{S}_{\mathrm{A}}, \tag{2.4}$$

と関係づけられる．ここで，変換行列 F_{A} の (i, j) 要素 $(F_{\mathrm{A}})_{ij}$ は，

$$(F_{\mathrm{A}})_{ij} = \cos\{2\pi\nu_j l_i(\xi_{\mathrm{A}}, \eta_{\mathrm{A}}; \nu_j)\}, \tag{2.5}$$

と書ける．

干渉計内の光学部品に製造誤差が存在しない理想的な光学系の場合，撮像素子上の位置 (x, y) における，波数 ν の光に対する光路差 $\delta(x, y; \nu)$ は，波数に依存せず，

$$\delta(x, y; \nu) = 2(x\tan\theta + y\tan\phi) + \delta_0, \tag{2.6}$$

と書ける．ここで，θ と ϕ は図2.1に示すように，ミラー2のわずかな傾きを，光軸に垂直な平面上の x 軸および y 軸に対する回転角で表したもの，δ_0 は原点での光路差を意味する．この場合，撮像素子上での等光路差線（2光束間の光路差が等しい線）は，y 軸に対して一定の傾きを持つ直線になる．点Aに関する干渉信号ベクトル $\boldsymbol{I}_{\mathrm{A}}$ の i 番目の要素での光路差 $l_i(\xi_{\mathrm{A}}, \eta_{\mathrm{A}}; \nu)$ は，式 (2.6) より，

$$l_i(\xi_{\mathrm{A}}, \eta_{\mathrm{A}}; \nu) = 2[(k_x X+\xi_{\mathrm{A}})\tan\theta+\{(i-k_x K_y)Y+\eta_{\mathrm{A}}\}\tan\phi]+\delta_0, \tag{2.7}$$

となる．$(\xi_{\mathrm{A}}, \eta_{\mathrm{A}})$ における干渉信号の光路差のサンプリング間隔 $\Delta l = l_{i+1}(\xi_{\mathrm{A}}, \eta_{\mathrm{A}}; \nu) - l_i(\xi_{\mathrm{A}}, \eta_{\mathrm{A}}; \nu)$ が，すべての断面間で等しくなるための条件は，

$$X\tan\theta = K_y Y\tan\phi, \tag{2.8}$$

で与えられ，このとき，Δl は，$2Y\tan\phi$ である．このように θ, ϕ を設定した場合，

$$(F_A)_{ij} = \cos\,[2\pi\nu_j\{i\Delta l + 2(\xi_A \tan\theta + \eta_A \tan\phi) + \delta_0\}], \tag{2.9}$$

となる．F_Aは，位置 (ξ_A, η_A) に依存する位相のバイアス項（右辺丸括弧内の項）が存在する点が通常の離散フーリエ余弦変換とは異なるが，離散フーリエ余弦変換と同等の作用を表す行列となる．よって，干渉信号を光路差に関して離散逆フーリエ余弦変換すると，位置に依存した初期位相を持つスペクトルが再生される．

2.3　空間分解能及びスペクトル分解能

まず，空間分解能について考える．ここでは，レンズアレイを構成する各レンズの空間分解能が撮像素子の空間分解能よりも十分に高い場合を想定する．撮像素子は$H_x \times H_y$個の要素からなり，干渉像マトリクスはK $(=K_x \times K_y)$ 枚の干渉像より構成されているものとすると，分光画像の空間チャネル数は，干渉像のそれと等しく，$(H_x / K_x) \times (H_y / K_y) = H_x H_y / K$となる．したがって，この場合，空間チャネル数は撮像素子の要素数とレンズアレイの規模で決まる．

次にスペクトル分解能について考える．MI-FTSIはフーリエ分光法の原理に基づいている．光路差が等間隔であると仮定し，光路差のサンプリング間隔をΔlとする．光路差が正，負の部分を含む両側インターフェログラムを測定すると仮定すると，測定可能な最大波数ν_{max}は，$\nu_{max}=1/(2\Delta l)$，波数に関する分解能の限界$\Delta\nu$は，$\Delta\nu=1/(K\Delta l)$ となる．したがって本手法の測定可能なスペクトルチャネル数は，

$$\nu_{max} / \Delta\nu = K / 2, \tag{2.10}$$

となる．すなわち，スペクトルチャネル数は，撮像素子の要素数には依存せず，レンズの個数Kで決まる．先程の議論より，分光画像の空間チャネル数とスペクトルチャネル数との積は，$H_x H_y / 2$となることから，レンズの個数には依存せず，撮像素子の全要素数によって決まる．

2.4　分光画像の再構成法

§2.2では，干渉計部分の光学系に製造誤差がない理想的な場合を考えたが，実際には光学系の収差等により，サンプリングされたインターフェログラムの隣り合うデータ間の光路差は等間隔にはならず，光路差を式 (2.7) で表すことができない．また，空気以外の媒質中で光路差が生じる場合には，屈折率の波長分散が大きいため，光路差の波長依存性が無視できない．このような場合，光路差のサンプリング間隔が等間隔でなくなり，離散逆フーリエ余弦変換によるスペクトルの再生ができない [63-65]．フーリエ分光法では，サンプリング誤差を補正する方法が，いくつか提案されている [56,66,67]．これらの方法は，サンプリング誤差を近似的に求めており，サンプリング誤差が小さい場合にのみ適用可能である．多重像フーリエ分光映像法では，光路差のサンプリング誤差は小さいとは限らないので，これらの方法を用いることはできない．そこで，以下の補正法を提案する．

本計測法では光学系に駆動部分がないので，事前に光学系固有の変換行列 F_A を求めることができる．F_A が逆行列を持つ場合には，干渉信号ベクトル $\boldsymbol{I}_A$ に F_A の逆行列 F_A^{-1} を左から作用させることにより，スペクトルベクトル $\mathbf{S}_A$ を求めることができる．しかし一般には，F_A が逆行列を持たないことが多いと考えられる．このような場合には，特異値分解 [68,69] を用いて F_A の一般逆行列 F_A^{-} を求め [68,69]，

$$\mathbf{S}_A = F_A^{-} \boldsymbol{I}_A, \tag{2.11}$$

より，スペクトルを再生する．

以下では，F_A を求める方法について述べる．F_A を求めるためには，光路差 $\delta(x, y; \nu)$ を測定すればよい．干渉計中での光路はガラス（ビームスプリッタ）中を通る経路と，空気中を通る経路から構成される．ガラスは1種類と仮定すると，$\delta(x, y; \nu)$ は，

$$\delta(x, y; \nu) = n(\nu)\delta_g(x, y) + \delta_a(x, y), \tag{2.12}$$

と表すことができる．ここで $\delta_g(x, y)$，$\delta_a(x, y)$ は，それぞれ，干渉計中で光線が通る

2つの光路のガラス部分の距離の差，空気部分の距離の差である．$n(\nu)$ はガラスの屈折率で，近似式で表すことができ，主な光学部品の材料については近似式の係数が与えられている [70]．例えば，広く用いられている光学材料であり，以降の実験で用いたビームスプリッタの材料である BK7 の屈折率は，

$$
\begin{aligned}
&n(\nu)^2 = A_0 + A_1\nu^{-2} + A_2\nu^2 + A_3\nu^4 + A_4\nu^6 + A_5\nu^8, \\
&A_0 = 2.2704549,\ A_1 = -9.9748327 \times 10^{-3},\ A_2 = 1.0468377 \times 10^{-2}, \\
&A_3 = 2.7974250 \times 10^{-4},\ A_4 = -2.1706023 \times 10^{-5},\ A_5 = 1.4265697 \times 10^{-6},
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

で表すことができる．ここで $\nu = 1/\lambda$ は光の波数で，単位は μm^{-1} である．この近似式による屈折率は，波長 365nm から 1014nm の範囲で小数点以下5桁まで一致する．

製造誤差のない場合は，すべての波長において $\delta_g(x, y) = 0$ であり，$\delta_a(x, y)$ は式 (2.6) の $\delta(x, y; \nu)$ と考えてよい．しかし，一般に，$\delta_g(x, y)$,$\delta_a(x, y)$ は x, y に対して非線形的に変化する．これを推定するために，あらかじめ，複数の異なる波数の単色光の干渉縞を測定する．フーリエ変換法 [71] によって，各波数での位相差の空間分布を調べる．これを $2\pi\nu$ で割ると光路差の空間分布が求められる．各点毎に求められた異なる波数での光路差を式 (2.12) に代入して連立方程式をたて，これを解くことによって，$\delta_g(x, y)$,$\delta_a(x, y)$ を計算する．

2.5　マイケルソン干渉計を用いた装置の構成

図2.3に分光画像計測システムの構成を示す．図2.4には，マイケルソン干渉計部分の写真を示す．奥の方に写っているのがレンズアレイである．図2.5にレンズアレイの写真を示す．焦点距離が約78mmのアクロマティックレンズの中心部分を，4mm角に切り出して，これを9×9個並べてレンズアレイを作成した．物体の干渉像マトリクスを検出する撮像素子には，CCDカメラ (SONY, XC-77RR) を用いた．CCDカメラからの信号は，画像入力ボード（三谷商事, MAS512）により，512×482点の8ビットデジタル信号に変換され，ボード上のRAM (Random Access Memory) に取り込まれる．この画像ボードでは，最大256フレームをリアルタイムで積算することができ，画像の信号対雑音比を

高めることができる．RAM上の画像データは，パーソナルコンピュータによってハードディスクに記録される．ハードディスク内のデータは高速通信回線（イーサネット）を介して，ワークステーション (SUN microsystems, SPARC Station2，およびHewlett-Packard, HP9000 model 720) に送られ，処理される．

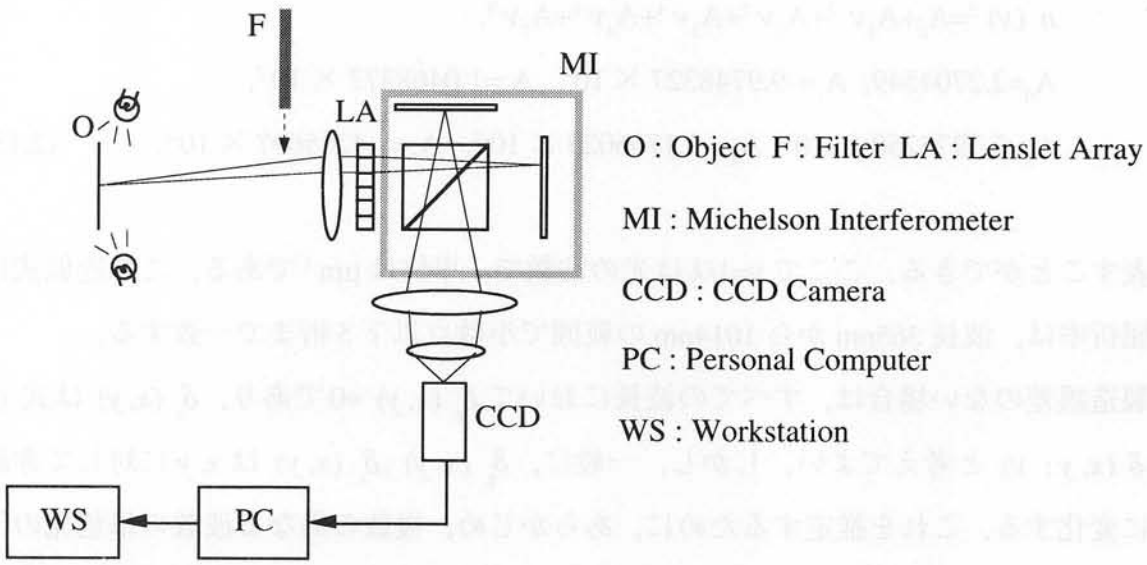


図2.3　多重像フーリエ分光映像システム

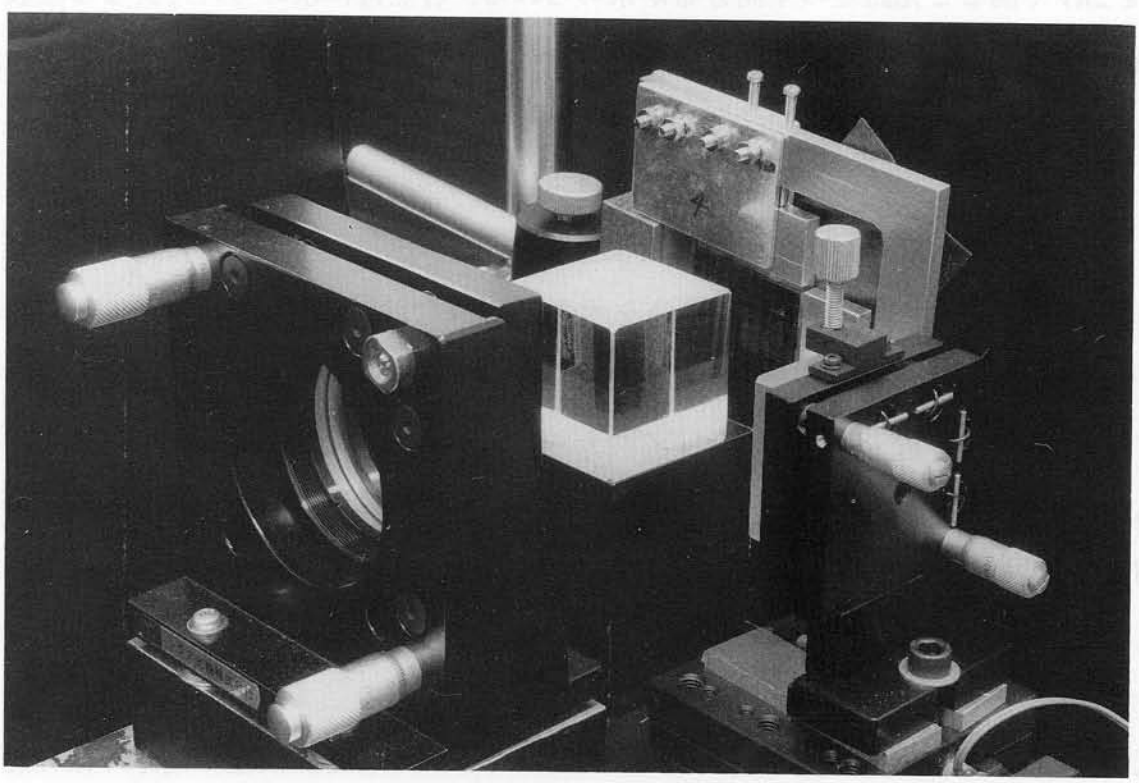


図2.4　マイケルソン干渉計部分

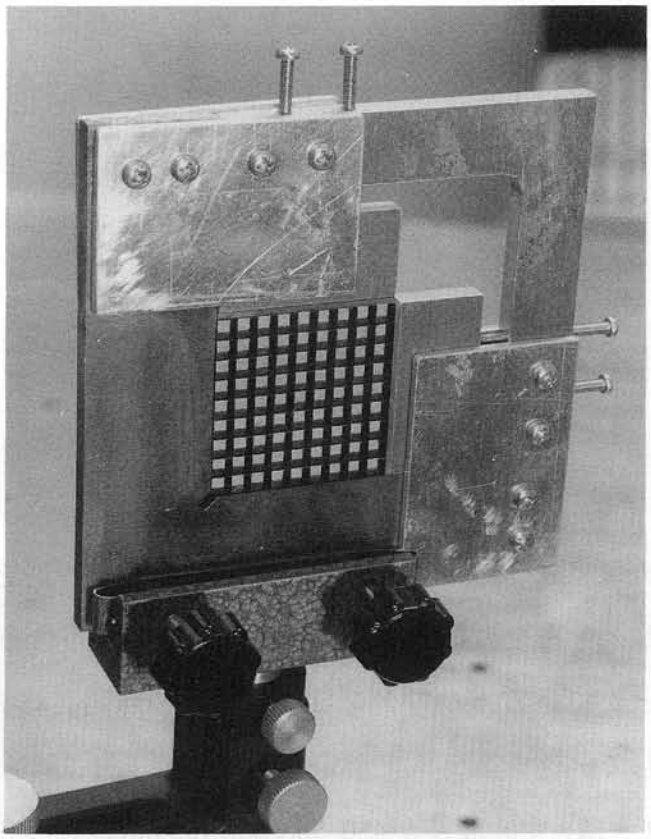


図2.5　レンズアレイ

取り込まれる画像には，CCD検出器要素固有のバイアスが存在する．また，光学系によるけられなどの影響のために，感度むらが存在する．これらの影響を補正するために，あらかじめCCDカメラの時間平均暗電流成分と感度むらを測定しておく．感度むらは，白色で一様な紙を一様照明して測定することにより得られる．この際，干渉計が作る光路差を光源のコヒーレンス長より十分長くして，光が干渉しないようにしておく必要がある．取り込まれた各画像から，暗電流成分を減算した後，感度むらを補正する．

計測された干渉像マトリクスからインターフェログラム画像を構成するためには，干渉像マトリクス中の各物体像の結像位置を正確に知る必要がある．レンズアレイによる点光源の多重像を図2.6に示す．像の位置を見やすくするために，格子が描かれている．これを見ると，各像が正方格子状には並ばず，位置ずれが存在することが分かる．結像位置は，ピークの位置を調べることにより知ることができる．

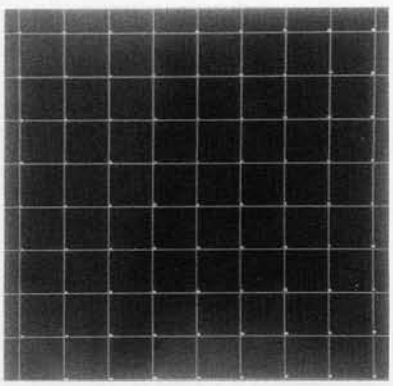


図2.6　点光源の多重像

また，§2.4で述べたように，スペクトル推定に用いる変換行列をつくるためには，干渉計全面にわたる光路差分布を調べる必要がある．この光路差分布は，複数の単色光の干渉縞から求めることができる．ハロゲンランプで一様照明された一様な白色の紙を，干渉フィルターを通して試作システムで測定することにより，単色光の干渉縞画像が得られる．干渉フィルターは，中心波長が450, 500, 550, 600nmのものを用いた．各干渉フィルターの透過スペクトルの半値全幅は，約10nmである．中心波長450, 500, 550, 600nmの単色光で照明された紙の干渉像マトリクスの写真を図2.7に示す．紙の像が大きいために，干渉像マトリクス中で像が重なり，一見干渉像マトリクスには見えない．像の重なりによる感度むらは補正してある．ここでは，干渉計のほぼ全面を示している．光学部品，主にビームスプリッタの歪みのために干渉縞が歪んでおり，特に画像の下部で歪みが大きい．この干渉像マトリクスから，フーリエ変換法により位相差分布が求められる．しかし，位相は値域2πの関数なので，位相差分布より求められる光路差分布は，その絶対量がわからない．光路差分布の絶対量を知るために，白色一様物体の干渉像マトリクスを測定する．白色一様物体の干渉像マトリクスでは，光路差ゼロ付近で干渉縞のコントラストが強いため，光路差ゼロの位置を知ることができる．白色一様物体の干渉像マトリクスを図2.8に示す．干渉縞のコントラストが強いところが光路差ゼロ付近である．光路差は画像左下で最も小さく，右上で最も大きくなっている．

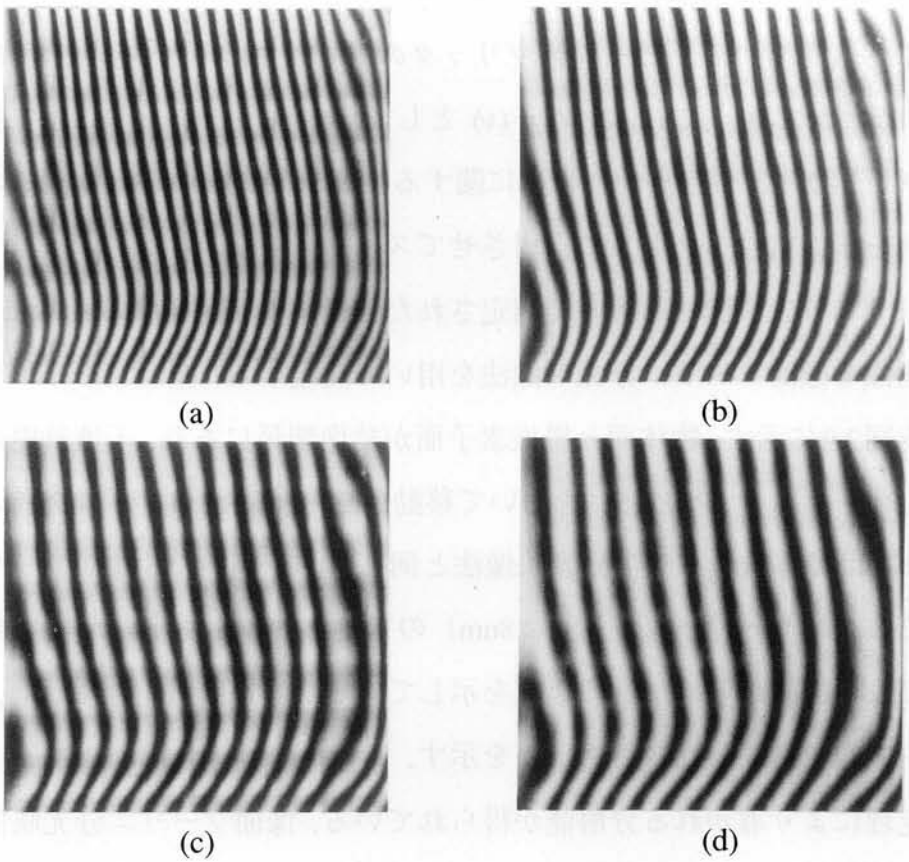


図2.7　干渉フィルターによる単色光の干渉縞（干渉計の全面）：
干渉フィルターの中心波長はそれぞれ，(a) 450nm, (b) 500nm, (c) 550nm, (d) 600nm

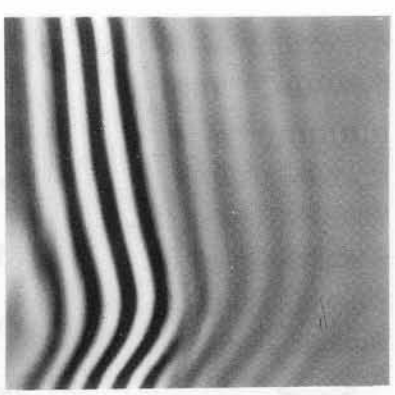


図2.8　白色一様物体の干渉像マトリクス

各波数での光路差分布から式 (2.12) の $\delta_g(x, y)$,$\delta_a(x, y)$ を求める方法には，

1．異なる2波数での光路差分布を式 (2.12) に代入し，連立方程式を解く．

2．3波数以上での光路差分布を式 (2.12) に代入し，最小2乗法により求める．

の2通りが考えられる．2番目の方法の方が精度は良いと考えられるので，分光画像の

再生には，こちらを用いる．ビームスプリッタの材質はBK7で，その屈折率は近似式(2.13)で表すことができ，式(2.12)の$n(\nu)$として用いる．このようにして求めた$\delta(x, y; \nu)$を用いて，物体上の各点からの光に関する変換行列が求められる．この変換行列の一般逆行列を干渉信号ベクトルに作用させてスペクトルを再生する．

多重像フーリエ分光映像法を用いて測定された分光画像と比較するために，同じ多色物体の分光画像を像面フーリエ分光映像法を用いて測定する．像面フーリエ分光映像法のシステムを図2.9に示す．物体面と撮像素子面が結像関係にあり，干渉計内の鏡をピエゾ素子（西独オービス社，P67515）を用いて移動させ，インターフェログラム画像を計測する．干渉計は多重像フーリエ分光映像法と同じものを用いた．像面フーリエ分光映像法を用いてHe-Neレーザー（波長632.8nm）のスペクトルを測定した結果を図2.10に示す．ここでは400nmから800nmの領域を示している．記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．ピークの半値全幅は約30nmであり，サンプリング定理により導かれる分解能が得られている．像面フーリエ分光映像法で得られるスペクトルは信頼性が高いと考え，これと比較することにより，多重像フーリエ分光映像法で測定されたスペクトルを評価する．

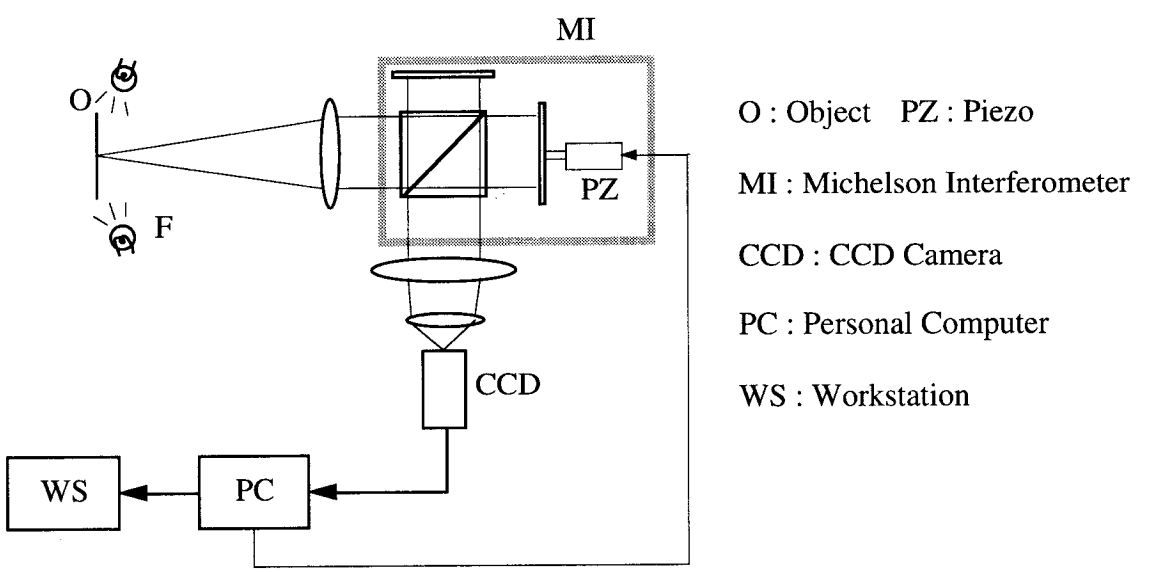


図2.9　像面フーリエ分光映像システム

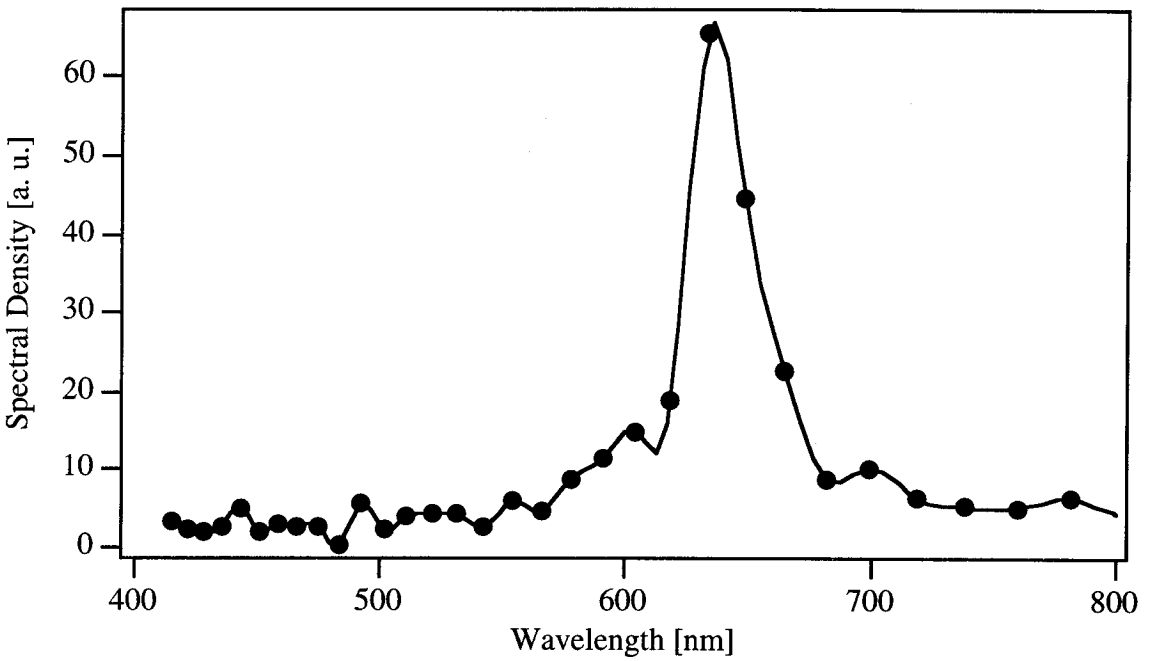


図2.10　像面フーリエ分光映像法により測定されたHe-Neレーザーのスペクトル

2.6　実験結果

2.6.1　単色一様物体の分光画像計測

まず，スペクトル再生法の精度を確認するために単色一様物体の分光画像を計測した結果について示す．図2.11の白枠で示されているように，単色一様物体の干渉像マトリクスから干渉像を8×9枚切り出して，インターフェログラム画像を構成した．切り出す順番は，画像の左下から右上の順番である．物体の中心付近の干渉信号を図2.12に示す．サンプリング誤差のために干渉信号が歪んでいるのがわかる．以降では，この点における値を示すことにする．450nmと600nmの2波長の干渉像マトリクスから，§2.5で述べた1番目の方法を用いて光路差を推定し，変換行列を作る．この行列を用いて500nmと550nmの単色一様物体の分光画像を再生し，スペクトルのピーク位置と半値全幅を評価する．450nmと600nmの2波長で求めた光路差分布を用いて再生された450, 500, 550, 600nmの単色一様物体のそれぞれのスペクトルを，図2.13に示す．記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．スペクトルチャネル数は36，波数間隔は357cm^{-1}と設定した．すべてのピークは，ほぼ正確な波数位置にでており，半値全幅も450nmと500nmのスペクトルでは10nm程度で，カタログに掲載されている干渉フィルターの特性とほぼ等しいということができる．550nmと600nmの

スペクトルでは，ピークの半値全幅が約20nmと観測された．これは，干渉フィルターの半値全幅が波数間隔よりも狭いためである．この結果により，本手法を用いてスペクトル再生が正しく行えることを示した．

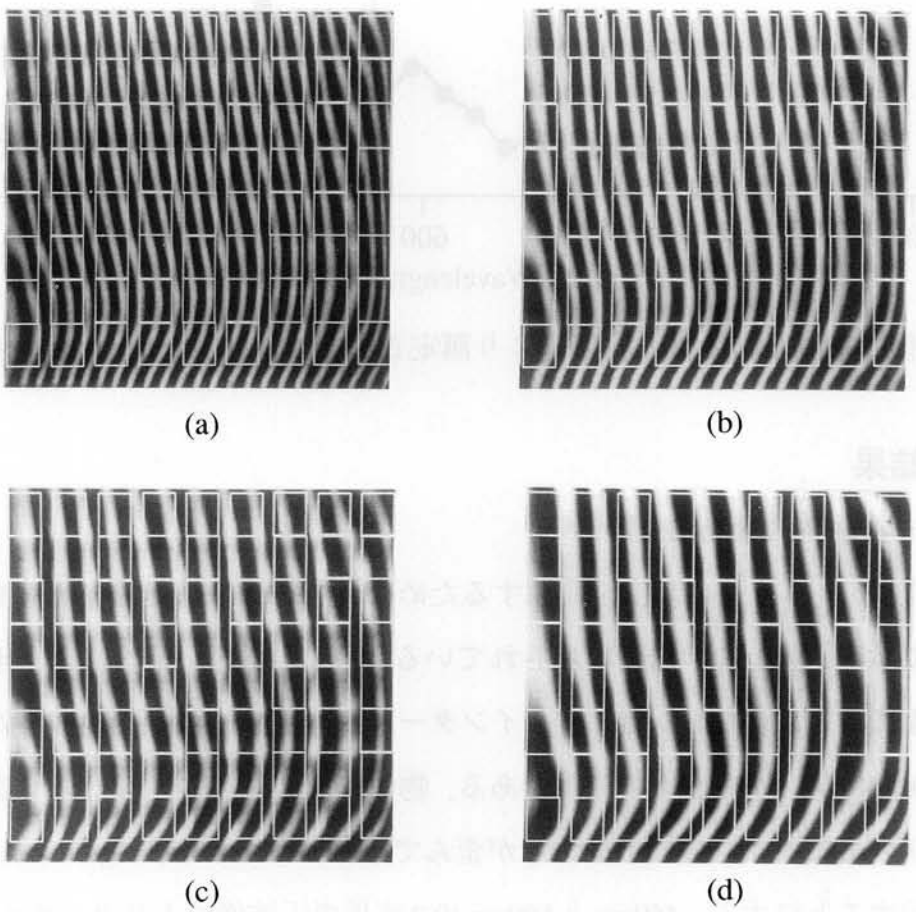


図2.11　干渉フィルターによる単色一様物体の干渉像マトリクス（8×9個の干渉像）：干渉フィルターの中心波長はそれぞれ，(a) 450nm, (b) 500nm, (c) 550nm, (d) 600nm

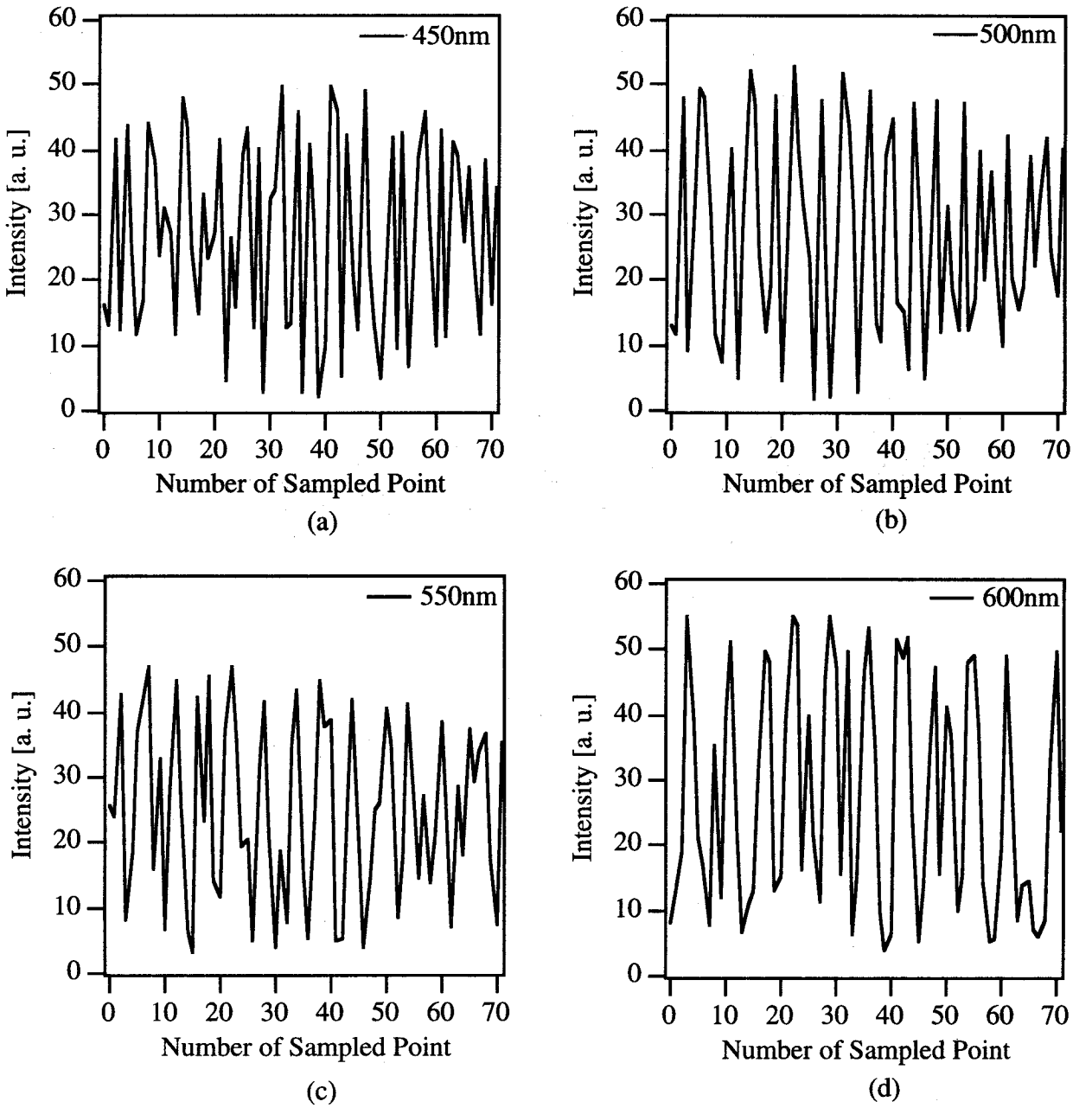


図2.12　干渉フィルターによる単色一様物体の干渉信号の例：干渉フィルターの中心波長はそれぞれ，(a) 450nm, (b) 500nm, (c) 550nm, (d) 600nm

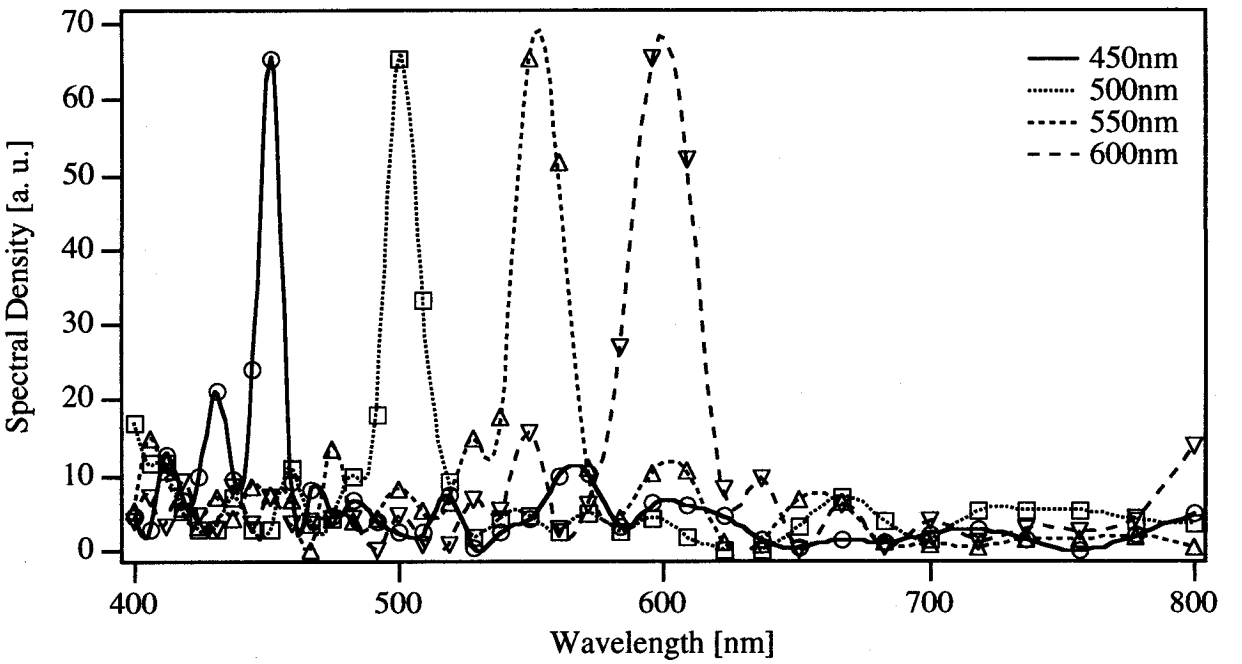


図2.13　単色一様物体のスペクトルの例

2.6.2　静止多色物体の分光画像計測

次に，原理確認のために静止多色物体の分光画像を計測した結果について示す．測定した多色物体を図2.14に示す．物体の大きさは約2.5cm×2.5cmで，ピンク色，赤色，肌色，黄色，緑色，水色の領域から構成されている．物体を照明する光源には，ハロゲンランプ（林時計工業，LUMINAR ACE LA-150SAE）を用いた．多色物体の干渉像マトリクスを，図2.15に示す．空間分解能の高い分光画像を測定するために，レンズアレイ中のすべてのレンズを用いるのではなく，そのうちの5×7個を利用した．比較的製造誤差が小さいと思われる，ビームスプリッタの左上の部分を利用し，この部分にレンズによる像がくるように配置した．図2.15の白枠で囲んで示してある35枚の干渉像を，画像の左下から右上に，図中の番号順に切り出し，インターフェログラム画像を構成した．図2.16に示す4枚の干渉縞画像を用いて光路差分布を計算し，変換行列を求めた．

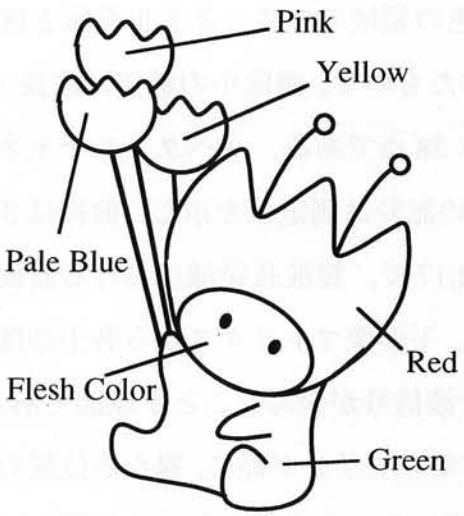


図2.14　多色物体（花ずきん）

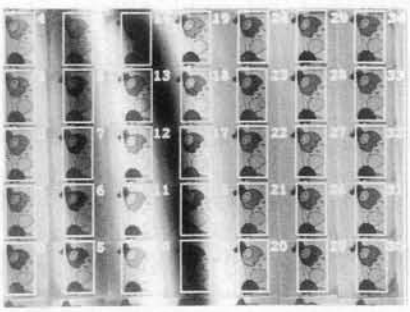


図2.15　多色物体（図2.14）の干渉像マトリクス

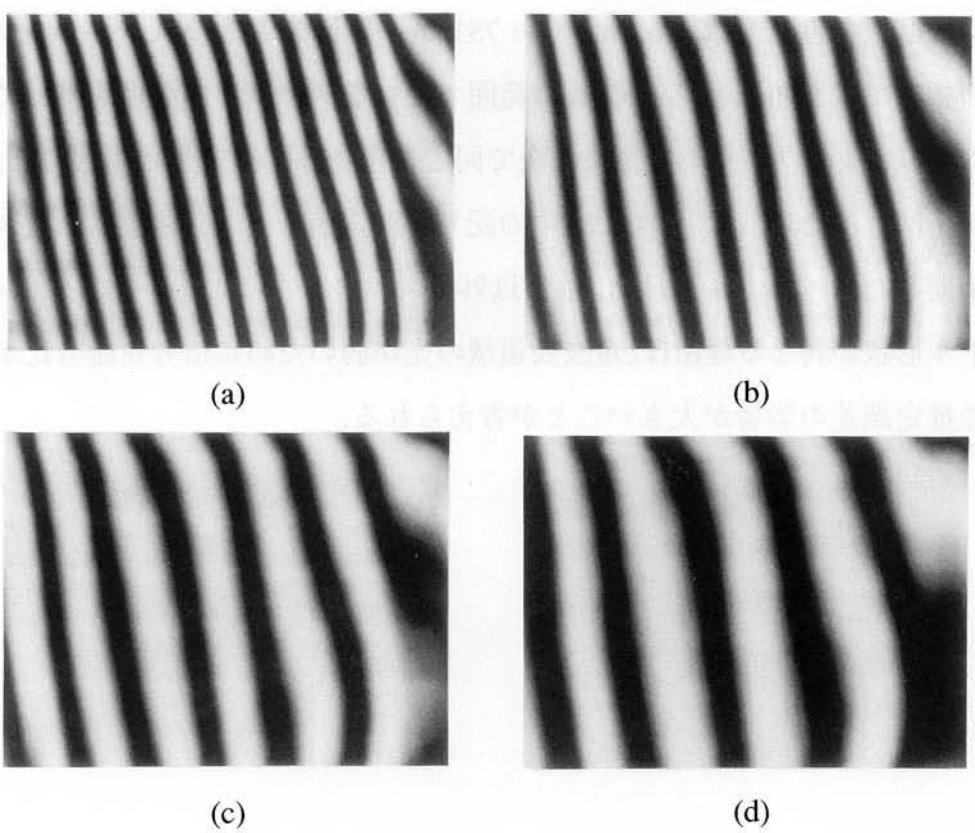


図2.16　干渉フィルターによる単色光の干渉縞（干渉計の左上の部分）：
干渉フィルターの中心波長はそれぞれ，(a) 450nm, (b) 500nm, (c) 550nm, (d) 600nm

再生された多色物体の分光画像を図2.17に，各色の領域でのスペクトルを図2.18に示す．図2.17は分光画像の波数に関する断面を並べたもので，画像中の数字は波長（単位はnm）を表す．分光画像の空間分解点数は35×58点である．スペクトルチャネル数は17，波数間隔は781cm^{-1}に設定した．図2.18中の記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．図2.17で，短波長領域における断面では，色の境界付近に大きな強度が出ている．これは，干渉像マトリクスから各干渉像を切り出す際に，1画素未満の位置ずれが存在し，干渉信号が歪んだことが原因である．位置ずれが存在すると，干渉信号の光路差方向でのサンプリング毎に，異なる位置の強度をとっていることになる．これは，干渉信号の変調となってスペクトルに影響を及ぼす．多色物体の各色の領域内の，境界から十分離れた位置でのスペクトルをみると，妥当な結果が得られている．分光画像を見ると，明瞭に色毎の領域に分かれていることがわかる．例えば，赤色の領域は610nmから753nmの範囲で大きなスペクトル強度を持ち，黄色の領域では533nmから640nmの範囲で大きなスペクトル強度を持っている．

比較のために，像面フーリエ分光映像法で同じ多色物体を測定した場合の分光画像，スペクトルを図2.19, 20に示す．図2.20中の記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．水色以外のスペクトルはよく一致している．水色のスペクトル形状が異なる理由は，短波長領域の光が弱いために信号対雑音比が悪いこと，光路差推定誤差の影響が大きいことが考えられる．

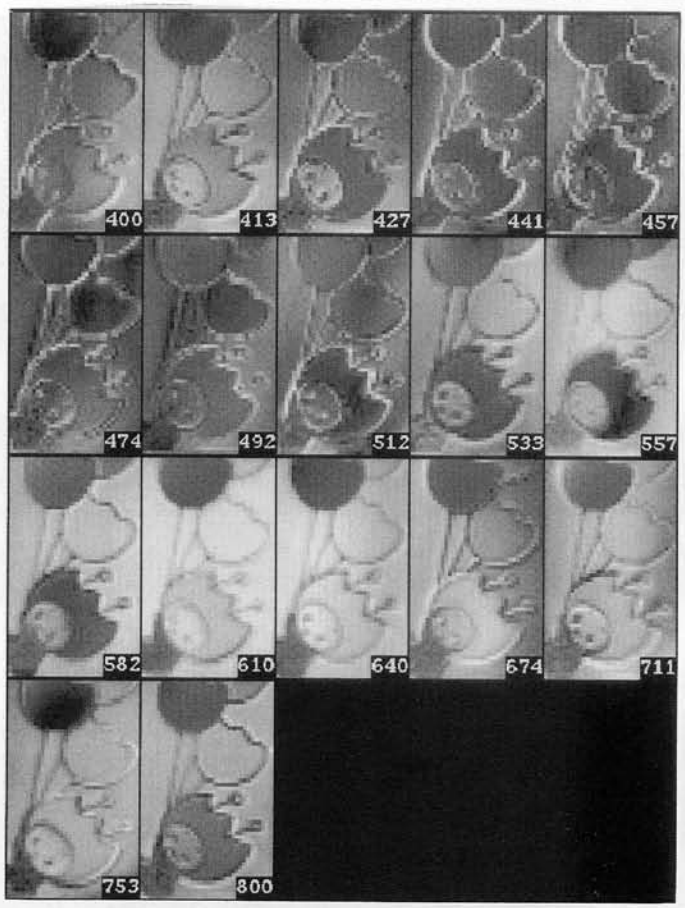


図2.17　多重像フーリエ分光映像法により測定された多色物体（図2.14）の分光画像.
各画像中の数字は波長（単位nm）を表す.

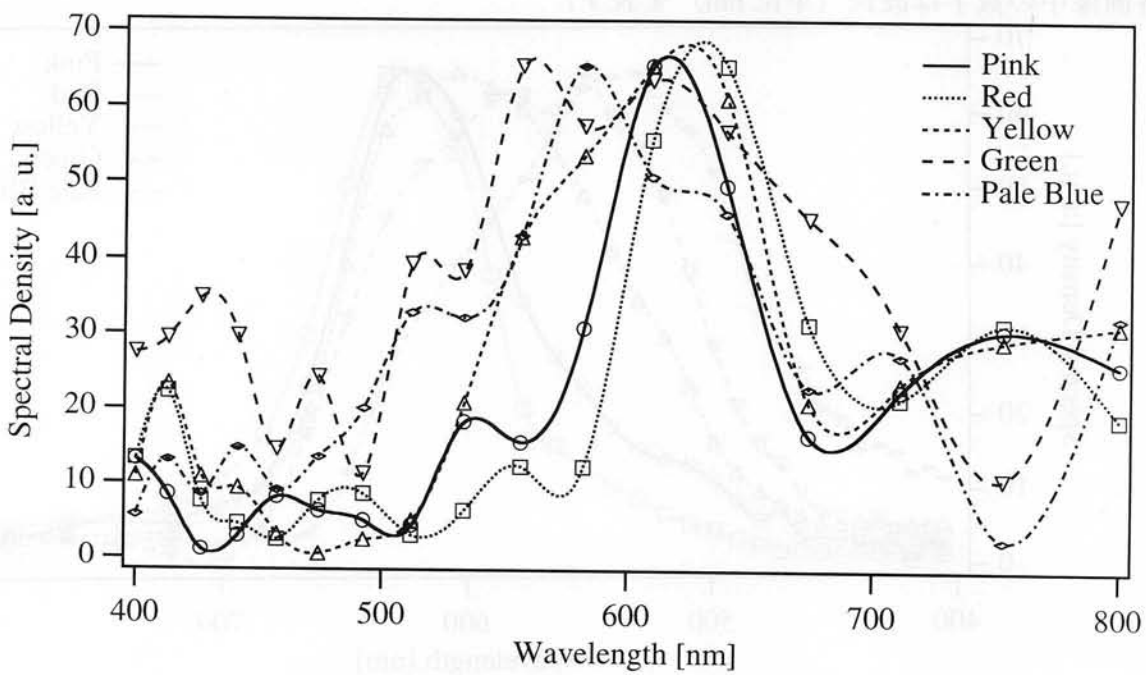


図2.18　多重像フーリエ分光映像法により測定された
多色物体（図2.14）のスペクトルの例

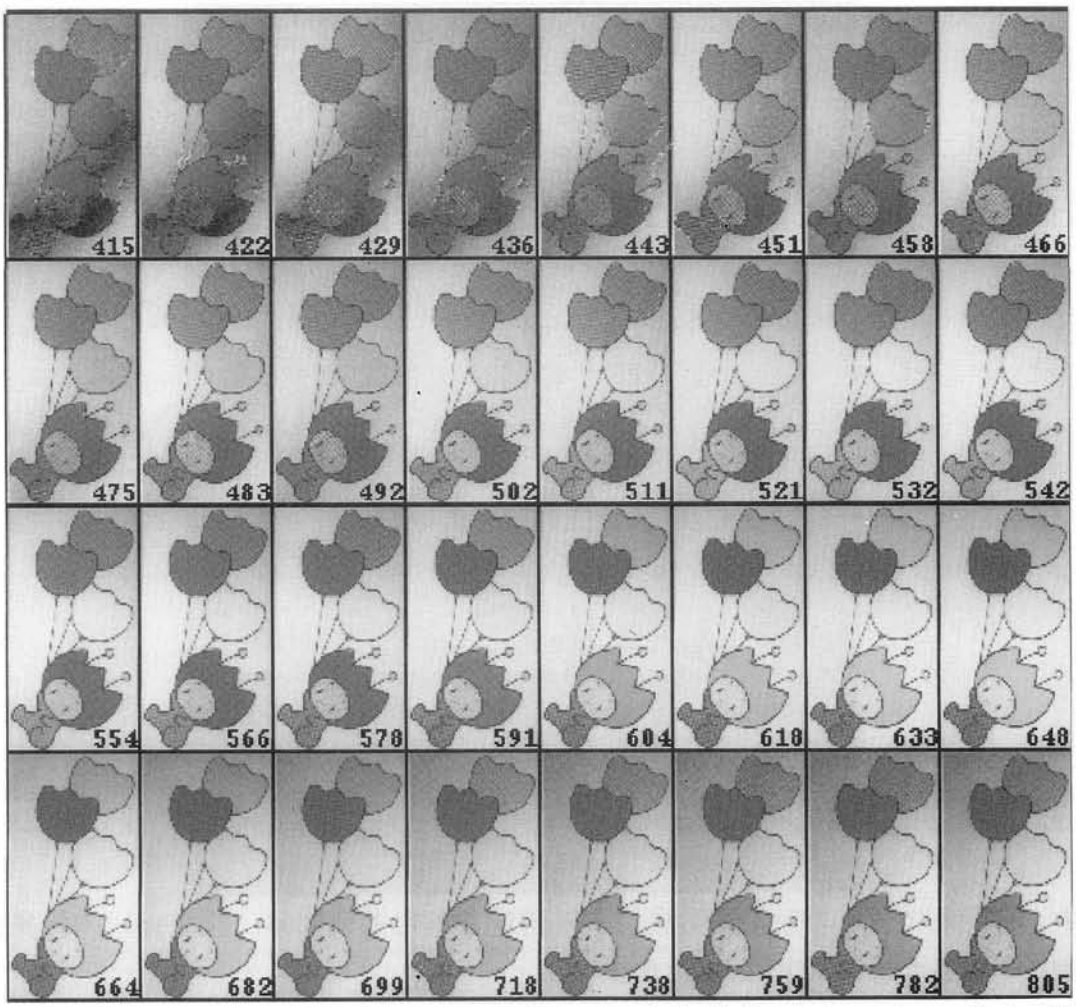


図2.19　像面フーリエ分光映像法により測定された多色物体（図2.14）の分光画像.
各画像中の数字は波長（単位nm）を表す.

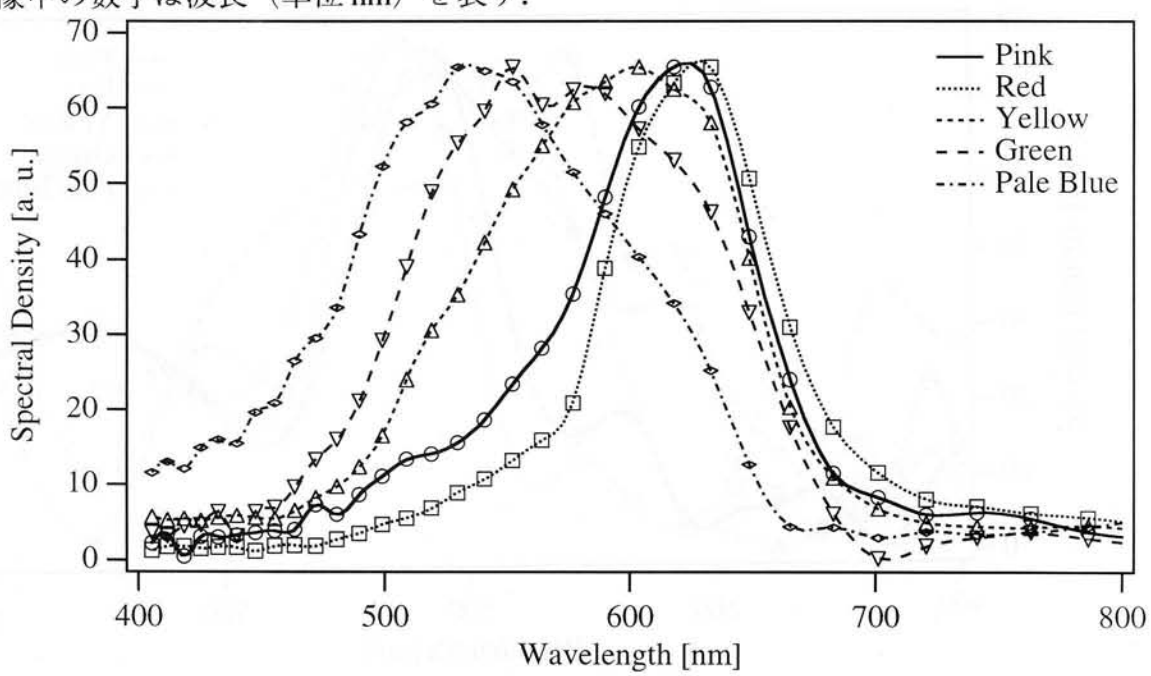


図2.20　像面フーリエ分光映像法により測定された
多色物体（図2.14）のスペクトルの例

2.6.3　高速回転多色物体の分光画像計測

最後に，本計測法の高速性を示すために高速回転する多色物体を計測した結果について示す．測定した多色物体を図2.21に示す．物体は鳥の絵で，大きさは約2.3cm×2.3cm，羽が緑色，羽の付け根が水色，くちばしと目の周囲，尾が黒色，胸と頭が黄色，腹が赤色でのどが白色である．モーターにより多色物体を約30回転/秒の速さで回転させておく．これをキセノンフラッシュランプ (浜松ホトニクス；L4633) を1回発光させて照明することにより，その瞬間の物体の干渉像マトリクスを取り込む．実験に用いたCCDカメラでは，奇数フィールドと偶数フィールドで電荷が蓄積される期間が1/30秒間ずつであるが，蓄積開始のタイミングが1/60秒ずれている．両方のフィールドで同時に蓄積される期間が1/60秒間存在し，その期間はCCDカメラからの同期信号をモニターすることにより知ることができる．この期間にフラッシュランプを発光させる．フラッシュランプの発光時間は，約1μsである．多色物体の干渉像マトリクスを図2.22に示す．この実験では，スペクトルチャネル数を多くするために，ビームスプリッタのほぼ全面を利用して，レンズアレイ中の8×8個のレンズを利用した．図2.22の白枠で示されているように，干渉像を64枚切り出してインターフェログラム画像を構成した．切り出す順番は§2.6.2と同様に，画像の左下から右上の順番である．4波長の干渉像マトリクスを用いて変換行列を求めた．

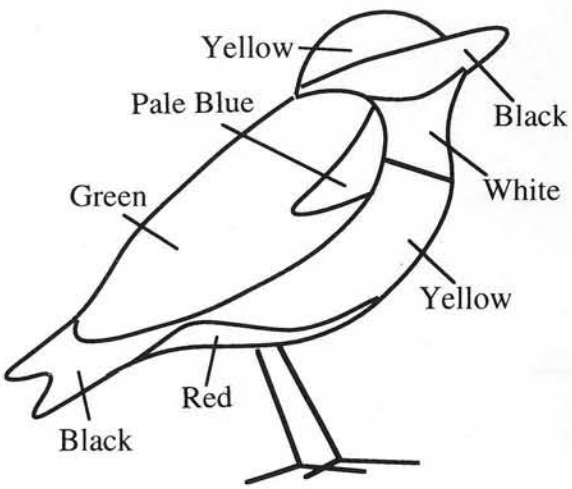


図2.21　多色物体（鳥）

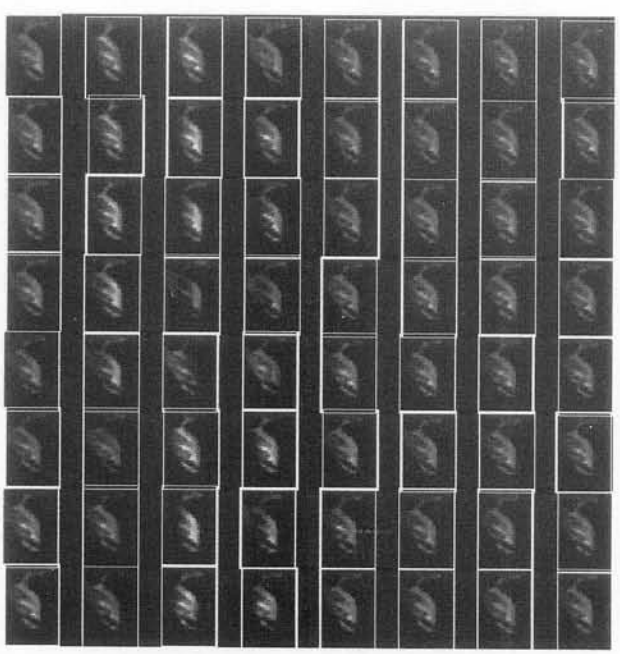


図2.22　多色物体（図2.21）の干渉像マトリクス

再生した多色物体の分光画像を図2.23に示す．各色の領域でのスペクトルを図2.24に示す．図2.23の画像中の数字は波長を表し，単位はnmである．分光画像の空間分解点数は36×52点，スペクトルチャネル数は32，波数間隔は357cm^{-1}に設定した．図2.24中の記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．図2.23の分光画像では，赤色の領域は583nmから651nmの範囲で大きなスペクトル強度をとり，黄色の領域では528nmから636nmの範囲で大きなスペクトル強度をおっており，色毎の領域に分かれているのがみてとれる．スペクトルの形状を見ると，それぞれの色固有のスペクトル分布が再生できている．水色のスペクトルは460nm付近にピークが大きくでている．この理由は，照明に使ったフラッシュランプの輝線スペクトルがでているものと考えられる．フラッシュランプに添付されていたスペクトル密度を図2.25に示す．像面フーリエ分光映像法で，同じ多色物体を静止させた状態で測定して得られたスペクトルを図2.26に示す．図中の記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．像面フーリエ分光映像法では鏡を移動させる度にフラッシュランプを光らせて画像を取り込んだ．発光強度の変動のために干渉信号に変調がかけられ，分解能が落ちたためにフラッシュランプの輝線スペクトルのピークが大きく現れていない．水色以外のスペクトルは，両方の結果がよく一致しており，多重像フーリエ分光映像法で，スペクトルを正しく求めることができたと言うことができる．

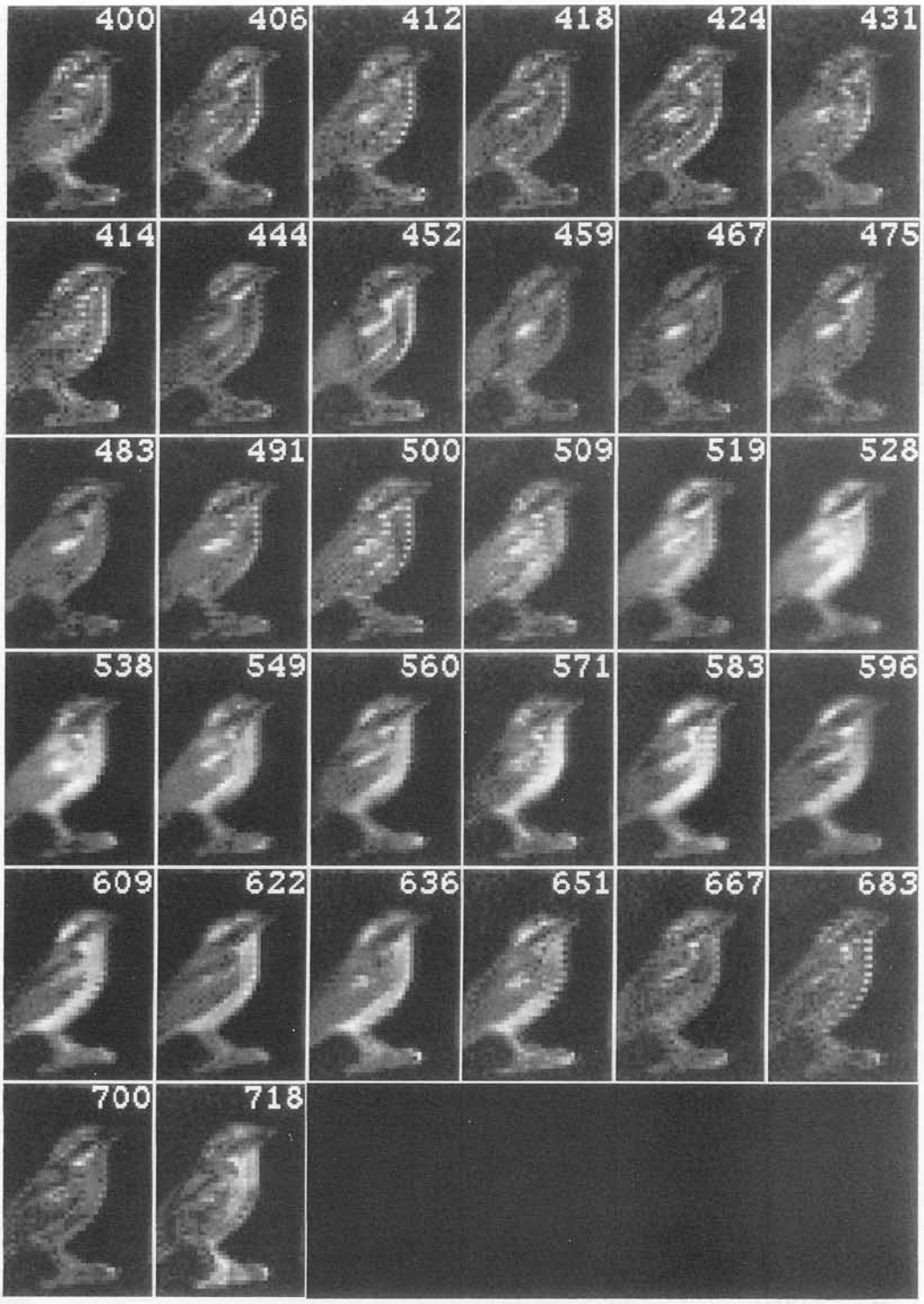


図2.23　多重像フーリエ分光映像法により測定された多色物体（図2.21）の分光画像

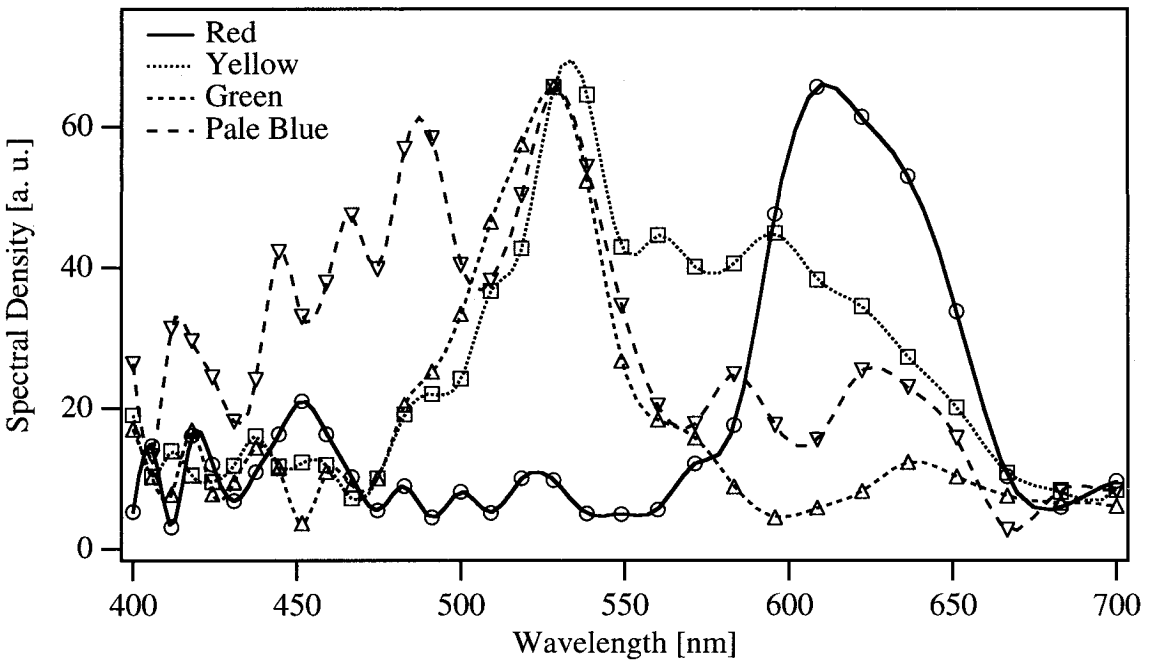


図2.24　多重像フーリエ分光映像法により測定された
多色物体（図2.21）のスペクトルの例

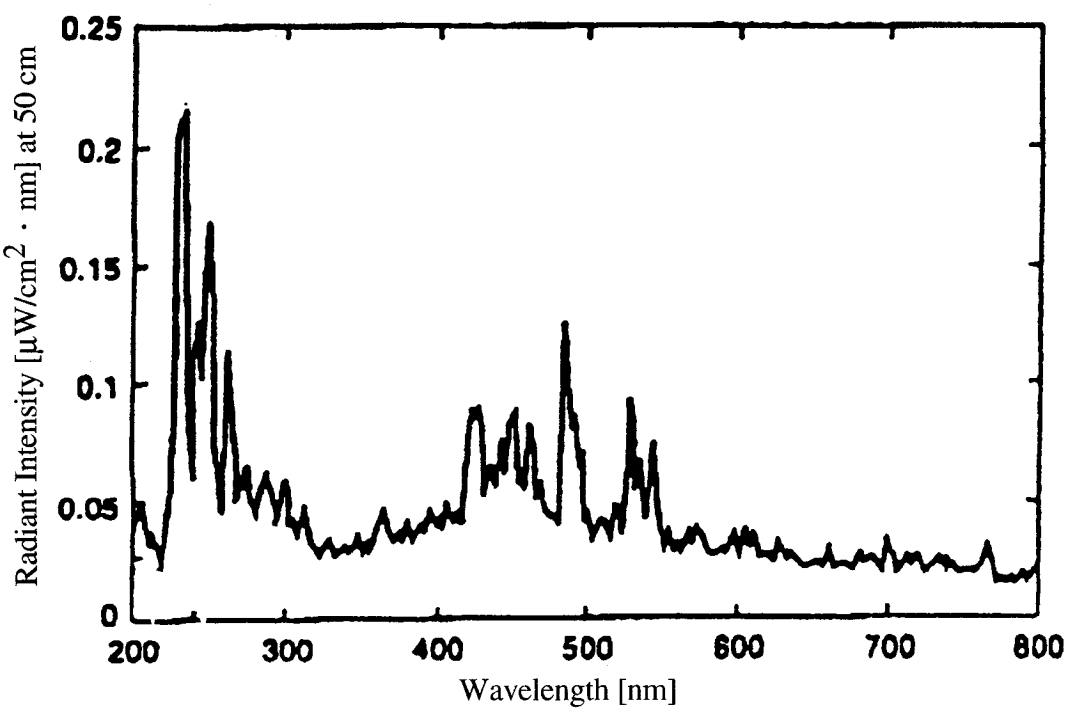


図2.25　フラッシュランプのスペクトル

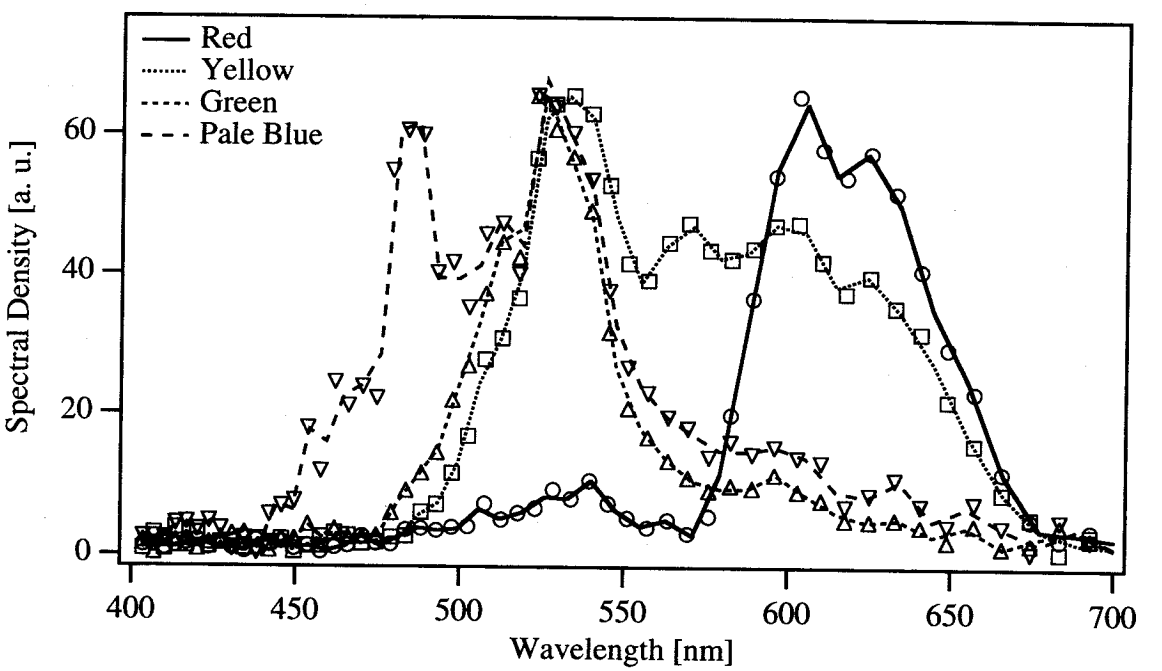


図2.26　像面フーリエ分光映像法により測定された
多色物体（図2.21）のスペクトルの例

2.7　結言

本章では，レンズアレイを用いて物体の多重像の干渉信号を作り出すことによって，分光画像の瞬時計測を可能とする多重像フーリエ分光映像法を提案した．まず，多重像フーリエ分光映像法の原理を説明し，その空間分解能とスペクトル分解能を示した後，分光画像の空間チャネル数とスペクトルチャネル数との積はレンズの個数には依存せず，撮像素子の全要素数によって決まることを示した．次に，光学計に製造誤差がある場合の，分光画像の再構成法を提案した．さらに，マイケルソン干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像装置を試作し，分光画像測定実験を行った．各種の物体の計測実験を行い，像面フーリエ分光映像法により計測された結果とよく一致する結果が得られた．従来の分光映像法では計測が困難であった高速回転物体の分光画像を測定し，本手法の有用性を示した．本手法では，分光画像の再構成に必要な全てのデータを同時に測定するため，時間分解能に制限はない．測定の時間分解能は，照明光の発光持続時間やカメラのシャッター速度等で制限される．

本手法では，レンズアレイを構成するレンズの個数によって波数分解能が決まるため，通常のフーリエ分光における高波数分解能という長所はなくなる．波数分解能を高める

ためにレンズの数を増やすと，空間分解能が落ちる．しかし，最近の固体撮像素子技術の進歩により，検出器の要素数は百万を越えている．このような検出器を用いることにより，実用に耐えうる程度の波数分解能と空間分解能の両立は可能である．今後，多重像フーリエ分光映像法の能力向上のために，高空間分解能，高量子効率を持つ検出器や精度の高い光学部品作製，高速シャッターなどの技術の進歩が期待される．

第3章　液晶偏光型多重像フーリエ分光映像法

3.1　緒言

本章では，くさび形のセルに封入されたネマティック液晶の光学的異方性を利用して光路差を作り出す多重像フーリエ分光映像法を提案する［62,72］．本手法の原理を説明し，これを液体のレーザーアブレーションの分光画像測定に適用した実験結果を示す［73］．多重像フーリエ分光映像法では，物体の多重像を干渉計内に結像するため，大きな光学部品が必要である．液晶偏光干渉計では，マイケルソン干渉計に比べてより高い精度で大きな干渉計の作製が容易である．また，共通光路型の干渉計であるため，コンパクトで振動に強いという特長がある．

§3.2では，くさび型液晶偏光干渉計について説明する．§3.3では，まず液体のレーザーアブレーションについて説明し，その分光画像計測の意義を述べる．次に液晶偏光型多重像フーリエ分光映像法による液体のレーザーアブレーションの分光画像測定実験について述べる．

3.2　くさび型液晶偏光干渉計の構成

図3.1にくさび型液晶偏光干渉計（Wedge-Shaped Liquid-Crystal Polarization Interferometer; W-LCPI）の光学系を示す［73］．W-LCPIは2つのくさび型液晶セルと互いに直交する2枚の偏光子からなっている．これらのくさび型液晶セルは，稜線が互いに平行になるように，そして厚さの変化する方向が逆向きになるように配置されている．1枚目のセルでは，液晶分子の光学軸とセルの稜線が平行になるように液晶分子を配向させている．2枚目のセルでは，稜線と直交するように分子を配向させている．偏光子と液晶分子の光学軸のなす角は45度である．偏光子を透過した直線偏光は，1枚目のセルの中で，液晶分子の複屈折性により，常光と異常光に分かれる．伝播の後，セルの厚さに応じた光路差が常光と異常光の間に与えられる．2枚目のセルでは，常光と異常光

が入れ替わり，1枚目のセルとは逆の符号の光路差が与えられる．検光子を通して検出することによって，二つの光は干渉する．

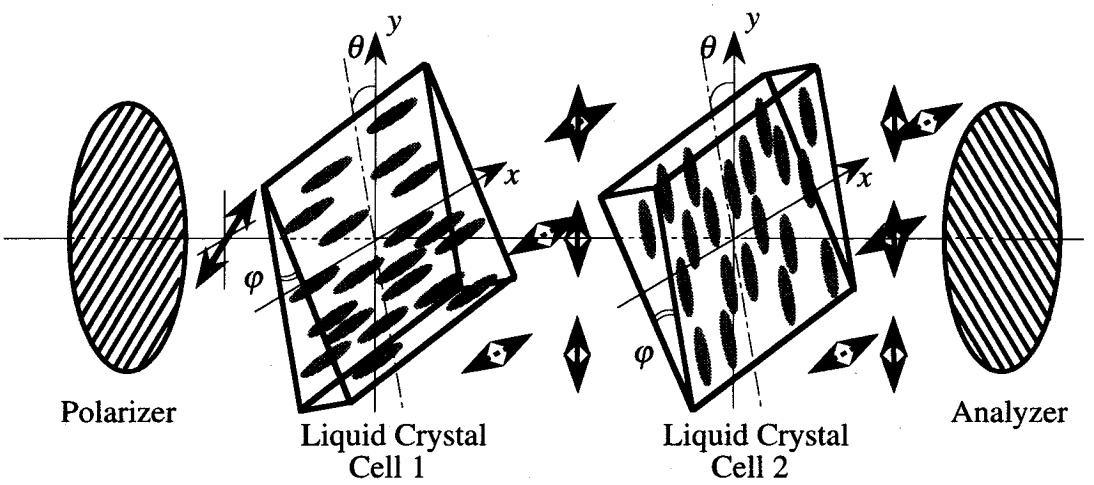


図3.1　くさび型液晶偏光干渉計

x，y軸を図3.1のように定義する．また，セルの頂角をφと定義する．2枚のセルを光軸に垂直な面内でθだけ回転させると，1番目と2番目のセルの厚さ$\delta_1(x, y)$と$\delta_2(x, y)$は，

$$\delta_1(x, y) = (x \sin\theta - y\cos\theta + H/2)\tan\varphi, \tag{3.1}$$

$$\delta_2(x, y) = (-x \sin\theta + y\cos\theta + H/2)\tan\varphi, \tag{3.2}$$

と表すことができる．ここで，Hはセルの高さである．2つの液晶セルを伝播した後の，常光と異常光の間の光路差$l(x, y; \nu)$は，

$$l(x, y; \nu) = \Delta n(\nu)\{\delta_1(x, y) - \delta_2(x, y)\} = \Delta n(\nu)\{2(x \sin\theta - y\cos\theta)\}\tan\varphi, \tag{3.3}$$

で表される．ここで$\nu = 1/\lambda$は光の波数で，$\Delta n(\nu)$は波数νの光に対する液晶の複屈折（$n_e(\nu) - n_o(\nu)$，ここで$n_e(\nu)$，$n_o(\nu)$はそれぞれ異常光屈折率，常光屈折率）である．原点では全ての波数の光に対して光路差は0となる．

W-LCPIを用いたMI-FTSIの光学系を図3.2に示す．レンズ1とレンズアレイによって

物体の多重像が液晶セル内に結像される．多重像は，検光子を通り，レンズ2により撮像素子上に結像される．このとき，物体上の一点から出た光は，イメージセンサの異なる検出器要素上において，式 (3.3) で表される光路差に応じて異なる光路差で干渉する．1点に関する干渉光強度の系列はサンプルされたインターフェログラムになる．θとφを適切に調節することによって，物体上の全ての点のインターフェログラムを等しい光路差の間隔で同時にサンプリングすることができる．以降の処理は§2.3で述べた方法と同じである．

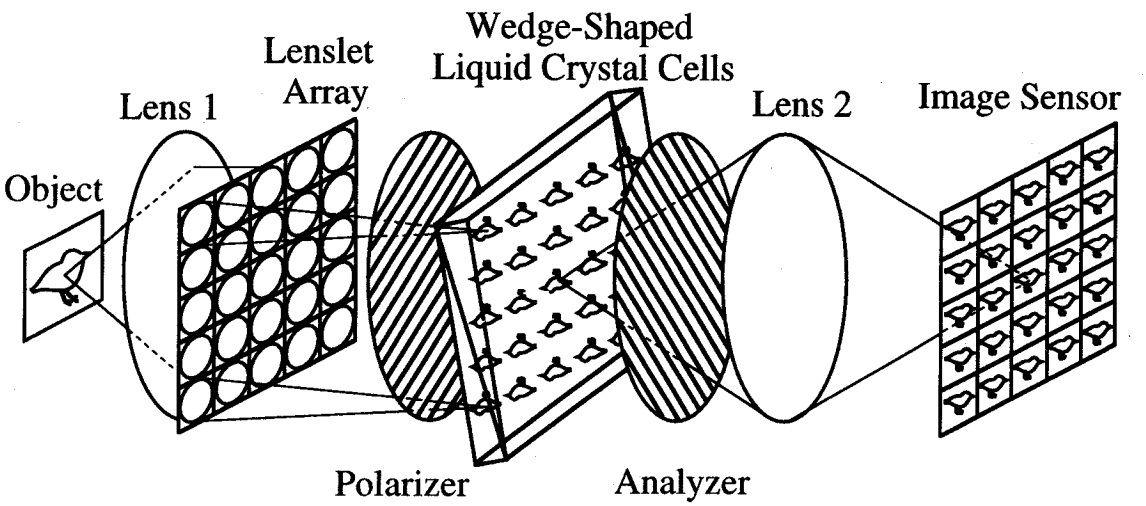


図3.2　くさび型液晶偏光干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像法の光学系

実際には，複屈折の波数依存性$\Delta n(\nu)$のために光路差のサンプル間隔が波数によって異なる．屈折率分散を補正するためにコーシーの分散式 [74] を用いて屈折率分散を表す．コーシーの式は，

$$\Delta n(\nu) = A_p + B_p \nu^2 + C_p \nu^4, \tag{3.4}$$

のように表される．ここで，A_p, B_p, C_pは物質特有の係数である．添字のpは常光と異常光の区別を表す．使用する液晶の種類が既知であれば，これらの係数は分かるので，式 (3.4) を用いて複屈折分散を計算し，補正する．

くさび型液晶偏光干渉計は，マイケルソン干渉計に比べてより大きなものが高精度で容易に実現できる．実際，我々が試作したマイケルソン干渉計では，主にビームスプリッ

タの製造誤差が大きく，等しい光路差間隔で干渉信号をサンプリングすることが困難であった．液晶偏光干渉計を作製する際に使用する平面基板はビームスプリッタより精度の高いものが容易に作製できる．また，式 (3.3) で表されるように，光路差は実際の厚みの差に液晶の複屈折 $\Delta n\ (\nu)$ が掛けられている．複屈折は液晶の場合，0.2程度であるため，面精度の影響は小さくなる．くさび型液晶偏光干渉計は共通光路型の干渉計であるので，コンパクトで振動に強く，光学系を直線上に配置することが可能なため，光学系構築が容易である．

3.3　液体のレーザーアブレーションの分光画像測定実験

3.3.1　液体のレーザーアブレーション

強いレーザー光パルスを試料に照射すると，表面のエッチングや膨張のような，物体の形態変化が起こる．これはレーザーアブレーション（爆蝕）と呼ばれる [75]．固体のレーザーアブレーションは微細加工 [76,77]，薄膜形成 [77,78]，表面改質 [79,80]，レーザー治療 [81-83] など広く応用されている．しかし，その機構はまだ十分明らかになっていない．機構解明のために，ポリマー [84-86] や生体組織 [82,83,85,87] など固体のレーザーアブレーションにおいて，SEM (Scanning Electron Microscope) による表面観察，エッチ深さの測定，飛散物の分光学的同定など多くの研究が行われている．

紫外レーザーパルスを物質が吸収すると，一般的に分子の電子励起状態が生成される．分子の電子励起状態からマクロな形態変化へ至る過程は，大きく分けて次の2つが挙げられる．

1．光熱過程：吸収した光のエネルギーが熱エネルギーに変換される過程．分子系は高温になり，爆発的蒸発が分子の噴出を引き起こす．

2．光化学過程：光により化学結合が切断され分解する過程．分子数の増加が分子の噴出を引き起こす．

レーザーアブレーションの機構解明のために，さまざまな物質について，これら二つの過程の相対的な寄与を調べることが重要である．

液体にレーザーパルスを照射した場合，発泡や液滴の飛散が生じる [88]．この現象を固体のレーザーアブレーションとのアナロジーから，液体のレーザーアブレーションと

呼ぶ．有機液体，及びこれらの色素溶液は可視から紫外領域に共鳴波長が存在する．液体に高強度の紫外レーザー光を入射すると，分子の電子励起状態が生成される．固体の場合と同様に，電子励起状態から形態変化に至る過程は，光熱過程と光化学過程の2種類が考えられる．液体のレーザーアブレーションの機構解明にも，光熱過程，光化学過程のどちらが支配的かを知ることが重要である．液体は固体に比べて均質で等方的な系とみなすことができ,比較的単純な環境におけるアブレーションと考えることができる．このように，液体のレーザーアブレーションは，レーザーアブレーションの光物理・光化学過程の理論の検証を行うのに一つの理想的な系と考えられる．また，近年レーザー治療の利用範囲が広がりつつあるが，生体組織は多くの水分を含むため，レーザー治療の現象を把握するためには，液体のレーザーアブレーションの理解が必要である．その機構解明のためには，噴出物（プルーム）の形態変化や，プルーム中のさまざまな化学種の空間分布の解析が望まれている．しかし，液体のレーザーアブレーションの場合には，その形態変化は過渡的で，観測が困難である．液体のレーザーアブレーションにおける過渡的な形態変化を動的に観測した報告は，高速カメラ [89] やスパークによる照明 [90]，レーザー誘起された蛍光による照明 [88,91] を用いたものがある．一方，プルームの分光学的観測に関しては，プルームが音速以上の高速で噴出し，複雑な形態を持つため,従来の分光学的手法では観測が困難である．Tsuboiらは，セル中の液体にレーザーを照射し，時間分解蛍光スペクトルと時間分解吸収スペクトルを測定した [92,93]．また高速写真撮影により形態変化を観測し，その結果，有機溶液系においては光熱過程が支配的であり [92]，液体ベンゼン系では光化学過程が支配的である [93] という説が述べられている．彼らはセル中の液体のスペクトルを測定しているが，本当に知りたいのはプルームのスペクトルである．高い時間・空間分解能でプルーム中のスペクトルを知ることが出来れば，アブレーションプルームの化学的同定ができ，さらなる知見が得られることが期待される．時間分解分光画像はこの要求に応えるものである．

3.3.2　実験システム

光学系

液体のアブレーションの分光画像を測定するシステムを図3.3に示す．励起光源はKrF

エキシマーレーザー（LambdaPhysik，LEXTRA200, 248nm, FWHM～20ns）を使用した．このレーザービームを液体表面上に垂直に照射した．照射光強度は強度透過率の異なる減衰板を組み合わせて調整し，パワーメーター（Gentec，ED-200）でモニターした．液体はパイレックスの試験管（直径10mm，深さ35mm）に一杯に満たし，表面張力で液面を盛り上がらせた．液体表面におけるレーザースポットの大きさは4mm×2mmである．アブレーションにより生じるプルーム部分と液体表面をキセノンフラッシュランプ（Hamamatsu，L4633）からのパルス光（FWHM～1μs）で照明した．計測の時間分解能は照明光の持続時間で決まる．励起レーザーパルスに対するフラッシュランプの遅延時間はデジタルディレー／パルスジェネレーター（Stanford Research，DG535）を用いて変化させた．レーザーアブレーションの干渉像マトリクスは干渉計を通してCCDカメラ(Xillix, MicroImager 1400) で検出される．レンズアレイは，4mm×4mmの矩形の入射面を持つ焦点距離78mmのアクロマートレンズを9×9個並べたものである．コリメートレンズの焦点距離は1000mmで，開口角は2.06度である．このときレンズアレイ中のレンズ間の視差は無視できる．くさび型液晶セルの写真を図3.4に示す．液晶セルはネマティック液晶E7で満たした．E7のコーシーの式の係数を表3.1に示す［94］．

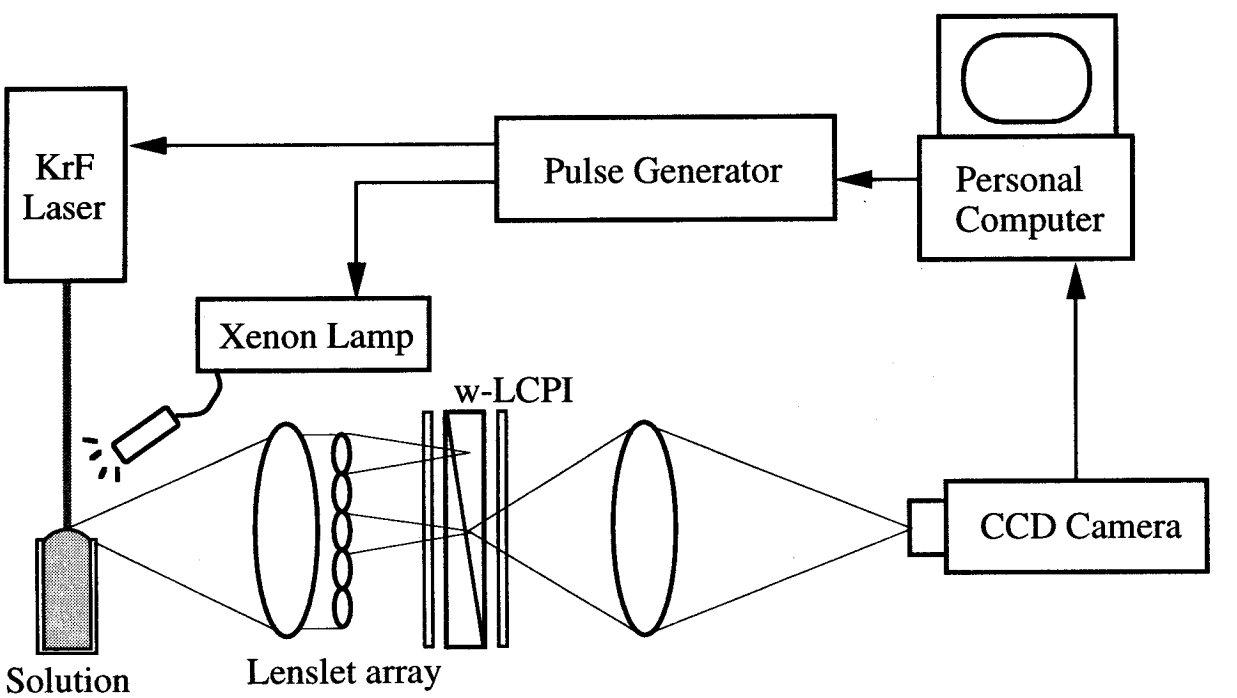


図3.3　液体のレーザーアブレーション測定システム

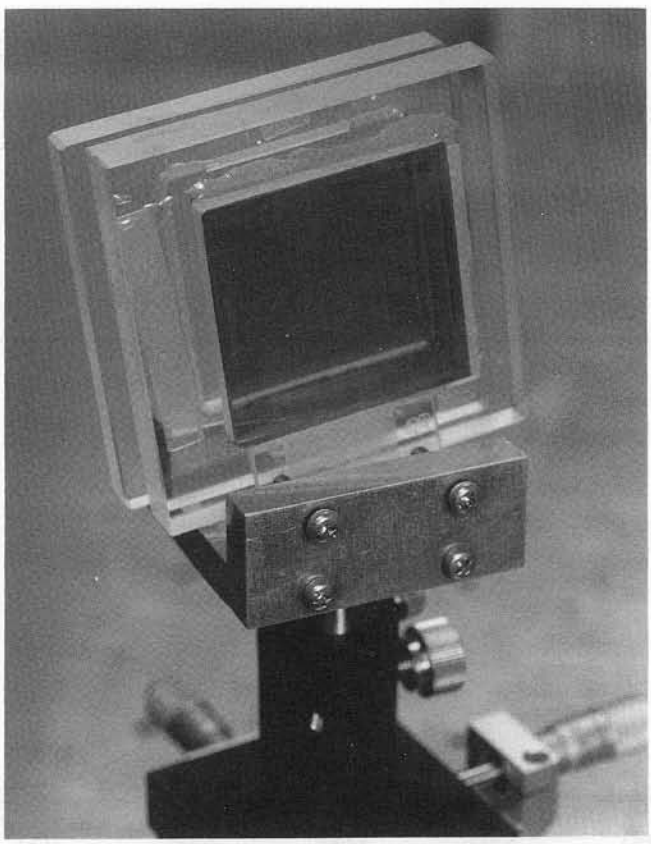


図3.4　くさび型液晶セル

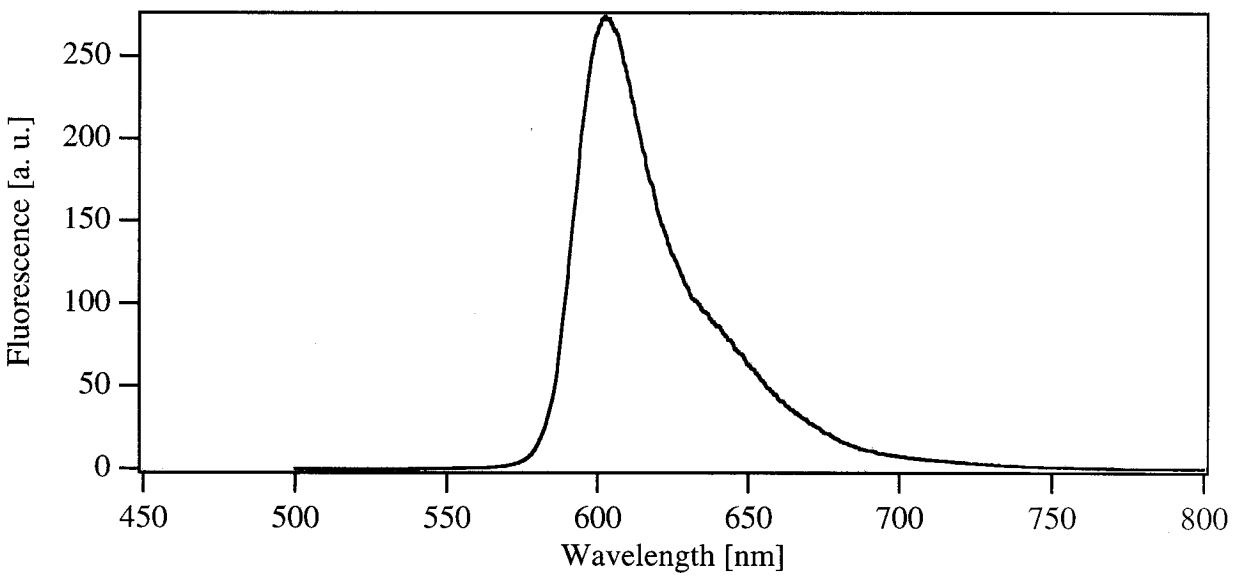
表3.1　20℃におけるE7のコーシーの分散式の係数［93］

Polarization	A	B $(nm)^2 \times 10^4$	C $(nm)^4 \times 10^8$
Ordinary Ray	1.4865	1.507	-7.931
Extra Ordinary Ray	1.6824	1.940	11.75

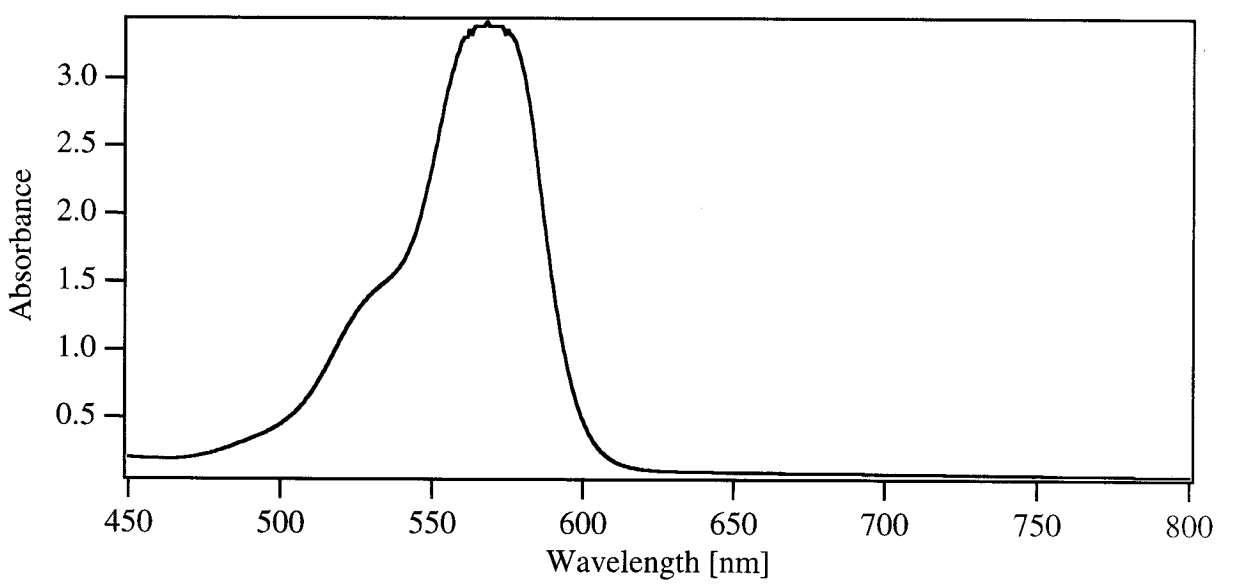
試料

試料としてフェナントレン／エタノール溶液（0.01M）を用いた．エタノールは248nmの光に対して透明である．レーザーアブレーションはフェナントレンの電子励起状態により誘起される．可視光を観測するために，ローダミン101色素を加えた．また，プルームによる散乱光を増やすために，ポリスチレン微小球を加えた．色素とポリスチレン微小球の濃度はそれぞれ～10^{-5}M，1×10^{12}個/cm^3である．これらの濃度は，フェナントレンの濃度に比べて非常に小さく，248nmにおける吸収も小さいため，アブレーションに

対する影響は無視できる．この試料溶液を500nmの光で励起したときの蛍光スペクトルを図3.5 (a) に，吸収スペクトルを (b) に示す．



(a)



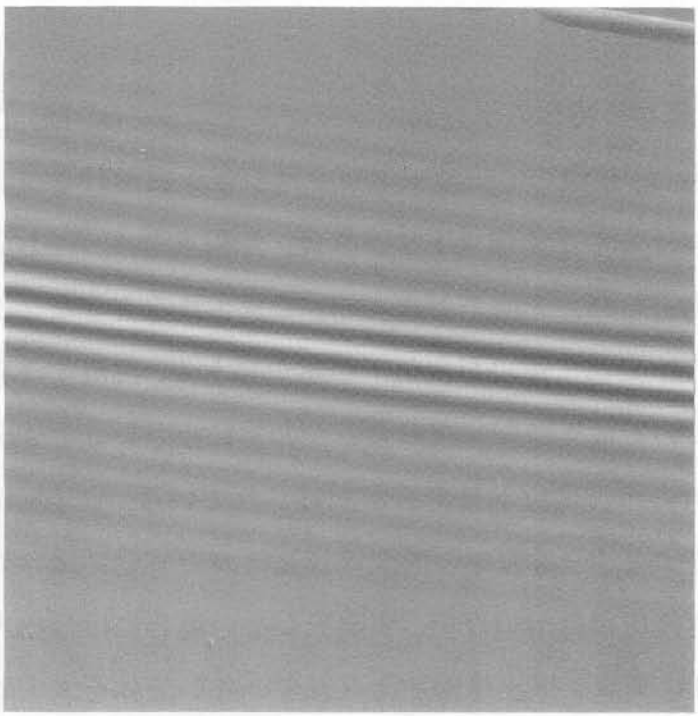
(b)

図3.5 (a) 試料溶液を500nmの光で励起したときの蛍光スペクトル，(b) 試料溶液の吸収スペクトル

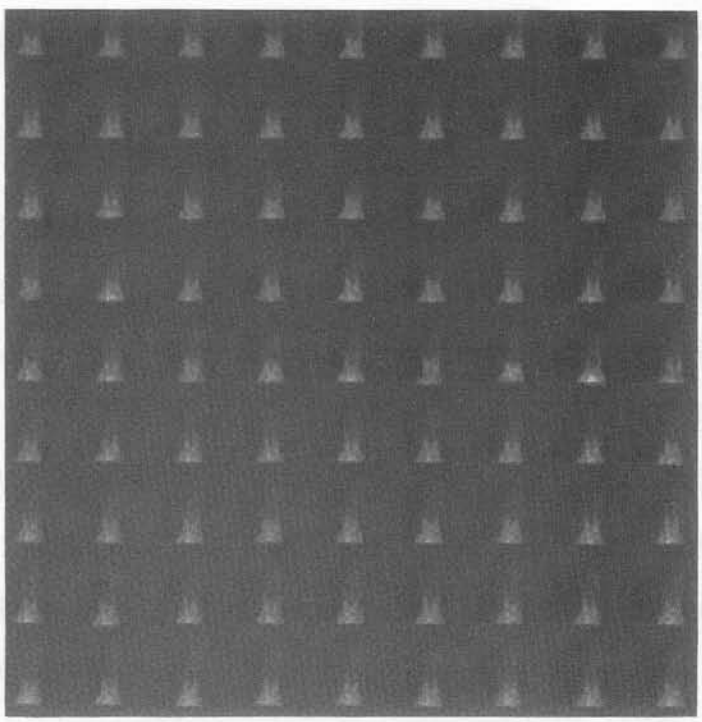
3.3.3　実験結果

図3.6に，二つの異なる物体の干渉像マトリクスを示す．(a) は，白色一様物体の干渉像マトリクスで，(b) は，溶液のレーザーアブレーションにおけるプルームの干渉像マトリクスである．プルームの干渉像マトリクスは，照射光強度が1.1J/cm^{2}のレーザーパルス照射500μs後に測定した．光路差が式 (3.3) で表されるような2次元分布をしているために，図3.6 (a) の中央部に傾いた白色干渉縞が見える．白色干渉縞の平行度と直線度から，液晶セルにおいては光路差分布の歪みが非常に小さいことが分かる．図3.6 (b) では噴出したプルームの干渉像マトリクスが記録されている．分光画像はこの干渉像マトリクスから再構成される．一番右上の画像は液晶セルの有効領域の外側に結像しているため，分光画像の再構成には用いない．照明光がない場合には検出光強度は非常に小さかった．また，ポリスチレン微小球が加えられていない液体をストロボ光で照明した実験でも，検出光強度は小さかった．これらの事前実験から，干渉像マトリクスは液体からのプラズマ発光や蛍光によるものではなく，プルーム中で多重散乱，吸収を受けた照明光によって形成されたものであることが分かる．

図3.7 (a)，(b) に再構成された分光画像を，(c) に説明図を示す．分光画像は照射光強度が1.1J/cm^{2}のレーザーパルスの，(a) は100μs後，(b) は500μs後に測定したものである．図3.7は分光画像の波数に関する断面を並べたもので，図中の数字は波長（単位はnm）を示す．空間分解サンプル点数は60×56点，スペクトルチャネル数は40点である．空間解像限界と波数間隔は，それぞれ，0.26mmと538cm^{-1}である．図3.7からプルームの形の時間変化が分かる．図3.7 (a) で全てのスペクトル要素において見られる強い反射は照明光のプルーム表面におけるフレネル反射と考えられる．今後，この部分以外を考察の対象とする．600nm付近の断面像では，プルームの根元付近の光強度はプルーム中に比べて強い．一方，638nmより長波長領域では，プルームの根元とプルーム中での光強度は同程度であることが分かる．

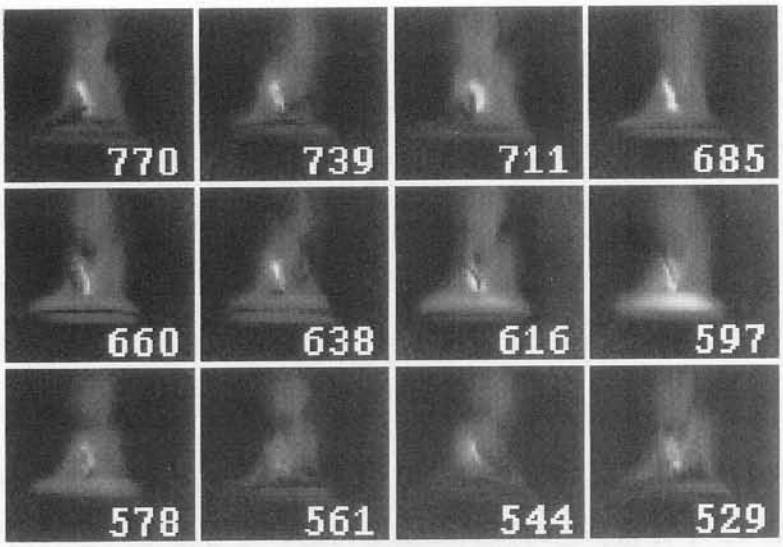


(a)

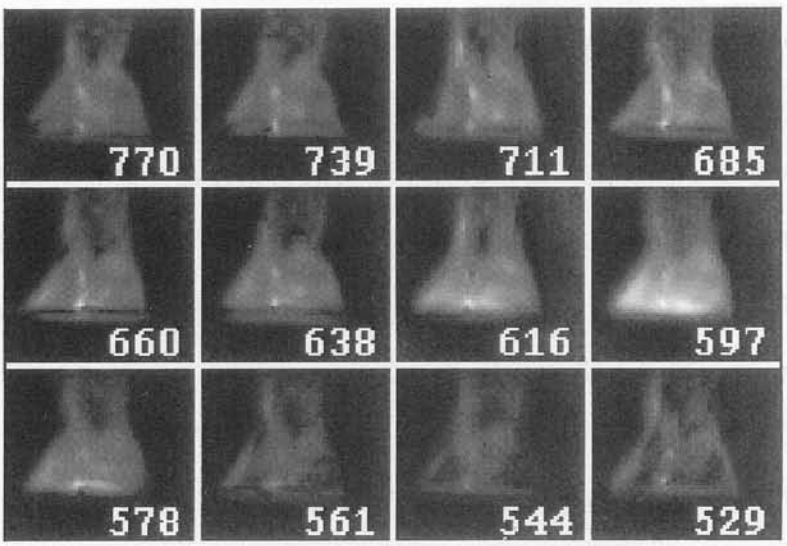


(b)

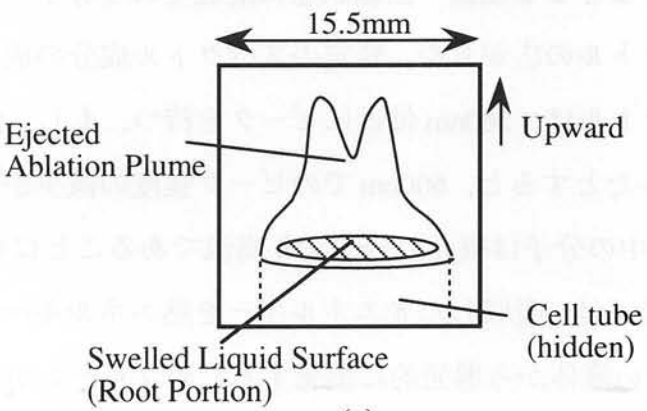
図 3.6　物体の干渉像マトリクス：
(a) 白色 一様物体　(b) 溶液のレーザーアブレーションにおけるプルーム



(a)



(b)

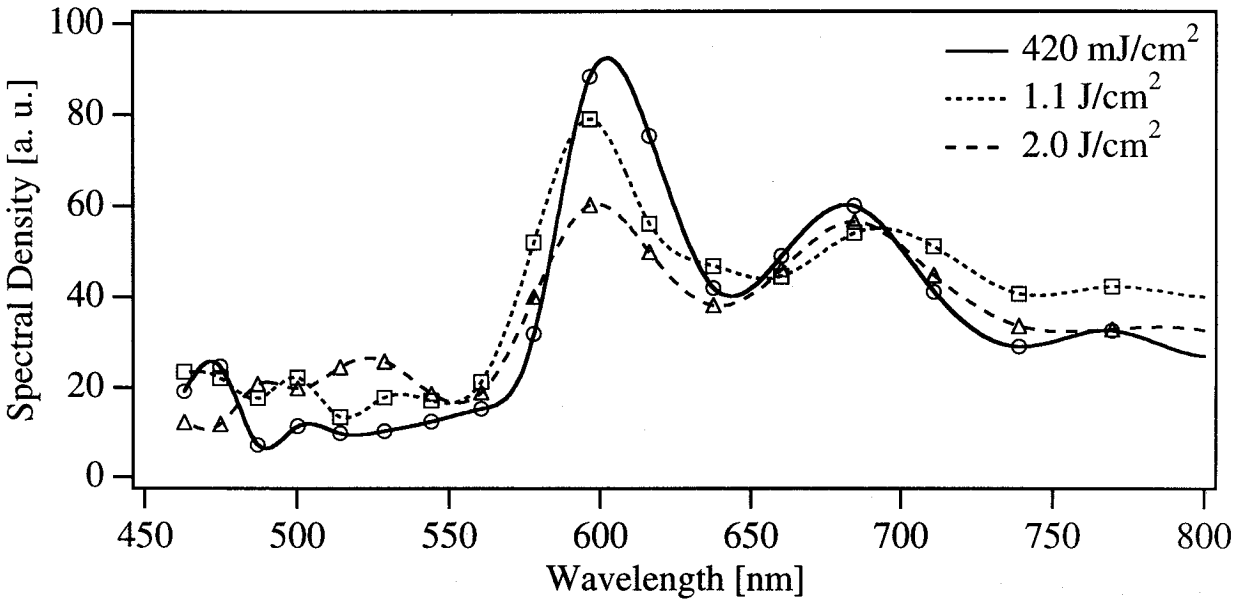


(c)

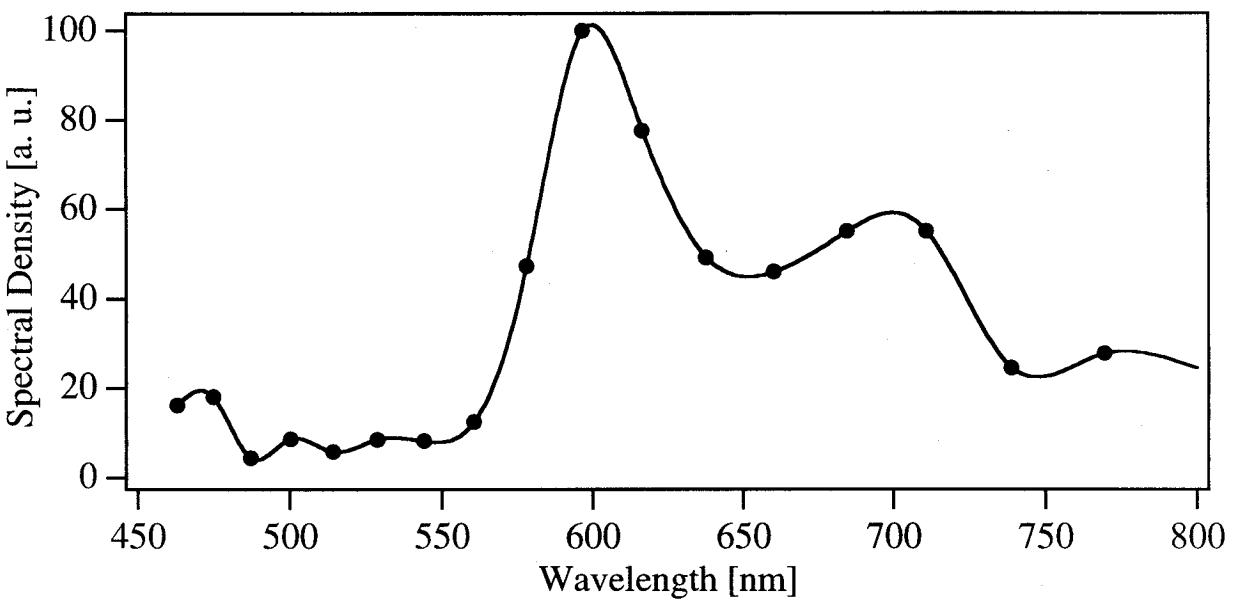
図 3.7　レーザーアブレーションにおけるプルームの分光画像：
励起パルスの (a) 100μs 後　(b) 500μs 後に検出　(c) プルームの説明図

様々なレーザー照射光強度で誘起されたレーザーアブレーションの分光画像を様々な遅延時間で照明し，分光画像を測定した．ここでは，遅延時間が500μsの場合の結果を取り上げ，レーザー照射光強度の変化による違いを考察する．図3.8 (a) に3種類の照射光強度で誘起されたプルーム中で反射された光のスペクトルを，(b)に照射光強度が1.1J/cm^{2}のときのプルームの根元での反射光強度を示す．すべてのスペクトルは近傍の2×2画素で平均化した結果である．記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．図3.8 (a) において，実線，点線，破線は，それぞれ，レーザー照射光強度が420mJ / cm^2, 1.1J / cm^2, 2.0J / cm^{2}のときのスペクトルである．プルームの根元で反射されたスペクトルは，どの照射光強度においてもほぼ同じ形状であった．つまり，根元領域の分子の電子励起状態はレーザー照射光強度にあまり影響されないことが分かる．これらのスペクトルは600nm付近に大きなピークを持つ．このピーク位置はローダミン101の色と一致するので，これらのスペクトルは主にローダミン101に影響されていると考えてよい．プルーム中の分子や液滴の密度は，根元付近のそれらに比べて小さいので，プルーム中からの反射光強度は弱い．ここで，スペクトルの600nm付近のピークに注目する．プルームのスペクトルの600nm付近のピーク値の方が，根元のスペクトルの600nm付近のピーク値に比べて小さい．さらに，プルームのスペクトルの600nmにおけるピーク値は，レーザーパルスが強くなるにつれて，小さくなる．

600nmのピーク強度の減少の説明として，いわゆるホットバンド [95] の寄与が考えられる．ホットバンドとは，温度の上昇により現れるスペクトルの変化のことである．系の温度が上昇すると，さまざまな振動・回転状態に励起される分子（ホット分子）が無視できなくなり，スペクトルの広がりや，特定のスペクトル成分の成長が起こる．ローダミン101の吸収スペクトルは，560nm付近にピークを持つ．もし，温度上昇のために吸収スペクトルが広がったとすると，600nmでのピーク強度の減少が理解できる．この解釈によると，プルーム中の分子は根元の分子より高温であることになる．つまり，レーザーにより励起された分子は，吸収した光エネルギーを熱エネルギーに変え，周囲の分子に放出し，周囲の冷たい液体から爆発的に蒸発するためプルームが生じると考えられる．これは，有機溶液の場合には光熱過程が支配的であるとする，Tsuboiらによる最近の報告 [92] を支持する結果である．



(a)



(b)

図3.8　レーザーアブレーションのスペクトル：(a) プルーム　(b) 根元で散乱された光のスペクトル．(b) の照射光強度は 1.1J/cm^2.

液体表面の温度は次式によって推定できる [96].

$$T_s = T_r + \alpha F/\rho C. \tag{3.5}$$

ここで，T_sは表面での温度，T_rは室温である．α, F, ρ, Cは，それぞれ，液体の有効吸収係数，レーザー照射光強度，液体の密度，室温における比熱である．ここで，吸収された光エネルギーはすべて熱に変換されるとし，有効吸収係数は線形吸収係数と等しいとする．式 (3.5) から，レーザー照射光強度が，420mJ / cm^2, 1.1J / cm^2, 2.0J / cm^2 のときの表面温度はそれぞれ，212℃，521℃，930℃と推定される．これらの温度は液体の沸点 (78.3℃) より十分高い．芳香族分子の場合，室温より数十度高い温度でホットバンドの影響が観測されるので，これらの温度でホットバンドの影響が現れる可能性は十分にある．プルームは爆発的蒸発によって飛び出した高温の分子から構成されていると考えられる．一方，根元の分子はプルームに比べて温度が低いと考えられる．なぜなら，レーザーは表面近傍しか浸入せず，表面近傍で発生した熱も液体内部まで伝達されないからである．主にプルームの中でホットバンドが観測されるのは，以上のように説明される．

以上の推論を検討するために，加熱された溶液の分光画像を同じシステムで測定した．溶媒には，エタノールより沸点の高いエチレングリコールを用いた．セルにフェナントレン／エチレングリコール溶液を入れ，セルに取り付けたセラミックヒーターで加熱する．色素とポリスチレン微小球の種類と濃度は前の実験と同じである．セルの温度は熱電対でモニターした．

セル中の溶液のスペクトルの温度変化を図3.9に示す．記号は測定値を示し，曲線は3次スプライン関数で補間したスペクトルを示す．実線は室温でのスペクトルを示し，点線と破線はそれぞれ100℃，130℃でのスペクトルを表す．600nm付近のピーク強度は温度とともに減少する．スペクトルの形と変化の様子は図3.8と同じ傾向であることが分かる．形とピーク位置の違いは以下のように説明できる．2つの実験の測定対象の間には，レーザーアブレーションにおいて動的に変化するプルームと，静的なセル中の溶液という大きな違いがある．レーザーアブレーションの場合には，検出される光はプルーム中の液滴によって散乱されている．対象の状態の違いと，吸収や散乱という非線形過程の

ために，検出されるスペクトルの形やピーク位置に違いが現れる．また，室温におけるスペクトルの違いは，エチレングリコールとエタノールの屈折率の違いと散乱過程の非線形性によるものであると考えられる．これらの実験から，噴出されたプルームは非常に高温であると推定され，フェナントレン／エタノール溶液においては，光熱過程が支配的だと結論づけられる．

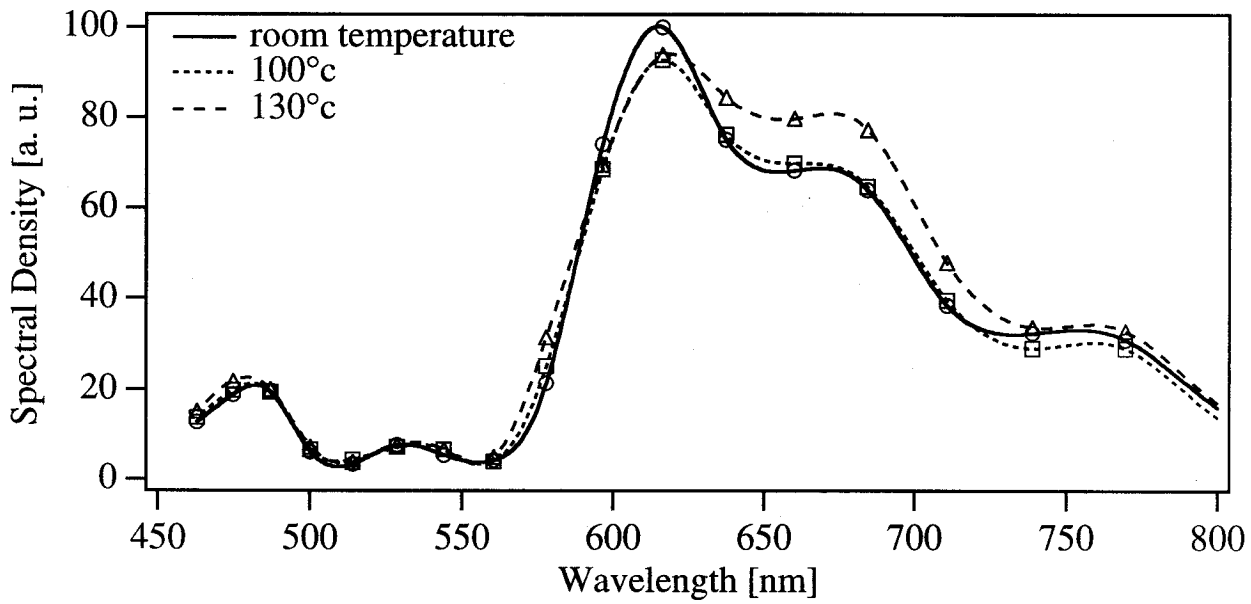


図3.9　スペクトルの温度変化

3.4　結言

本章では，くさび型液晶偏光干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像法を提案した．まず，くさび型液晶偏光干渉計について説明し，利点を示した．次に，本手法を液体のレーザーアブレーションの分光画像の測定に適用した実験結果を述べた．液体のレーザーアブレーションは非常に高速な過渡現象であるため，形態変化やスペクトルの測定は困難であり，現在までにプルーム中のスペクトルの空間分布を測定した報告はなかった．本手法によって測定された時間分解分光画像から，プルームの形態変化や位置によるスペクトルの違いを同時に知ることができた．その結果，フェナントレン／エタノール溶液のレーザーアブレーションにおいては，光熱過程が支配的という従来の説を支持する結果が得られた．

第4章　ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法

4.1　緒言

本章では，本研究で新たに考案した多数のダイクロイックミラーを多段に組み合わせたマルチチャネル分光映像法の原理と光学系を設計するための方法，高速現象の分光画像測定への応用結果について述べる．高速で分光画像を計測する必要がある場合，計測時間が短くなり入射光量が少なくなるため，光の利用効率が高い分光映像システムが望まれる．本章で提案するダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法では，入射光束を複数枚のダイクロイックミラー［97］で次々に二分割し，多数の波長帯域における2次元画像を異なる位置に出力し，同時に検出する．この手法では，すべての波長帯域での画像が同時に検出されるので，高速現象の分光画像測定が可能である．また，理想的には，入射光がすべて検出器まで到達するため，光の利用効率が高く，信号対雑音比が高い．

ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法では，取りうる配置の数は分割する波長帯域数の増加とともに膨大な数となるため，全数検索を行って目的にあった最適な配置を求めるのは不可能である．そのため，最適な配置を設計するために，最適化の手法として広く用いられている進化的アルゴリズム［98,99］を用いることを提案する．進化的アルゴリズムは，生物の進化の仕組みを模倣した最適化アルゴリズムである．ダーウィンの進化論によれば，生物が環境に適合するように進化するのは，個体が変化するのではなく，交叉や突然変異によって生じた遺伝子の多数の組み合わせの中から，環境に適合した組み合わせが生き残り，次世代に伝わっていくことによる．この生物の進化を最適化の過程とみなし，工学的に利用しようというのが，進化的アルゴリズムである．最適化問題の解候補を生物の個体とみなし，問題に対する評価値の高い個体ほど次世代に生き残る確率を高くする．個体の集団に対し，交叉や突然変異などの遺伝的操作を加えながら，世代を繰り返す．進化的アルゴリズムには，遺伝的アルゴリズム

(Genetic Algorithm) [100,101], 進化戦略 (Evolution Strategy) [98,99,102], 進化的プログラミング (Evolutionary Programming) [98,99] などがある. これらはそれぞれ独立にこの30年以上研究されてきた. 進化の過程を模倣している点は共通しているが, 個体の表現方法や, 遺伝的操作に違いがある. 遺伝的アルゴリズムは, 個体を2値の配列で表現する. 主要な遺伝的操作は交叉である. 進化戦略は, 個体を実数の配列であらわし, 主要な遺伝的操作は突然変異である. 進化プログラミングは, 進化戦略と類似点が多く, 環境が変化する最適化問題のためのものである. 本論文では, 遺伝的アルゴリズムと進化戦略を用いた.

§4.2では, ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の原理について述べる. 次に, §4.3で, ダイクロイックミラーの配置設計の方針を説明する. §4.4で, 最適なダイクロイックミラー配置の設計法について述べ, §4.5で, 用いた各アルゴリズムの設計結果を示して比較を行う. §4.6で, 設計結果を用いて試作したシステムを説明し, §4.7で, 白色短パルス光の分光画像測定実験に適用した結果を示す.

4.2　ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の原理

ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の原理は, 入射光束を複数枚のダイクロイックミラーで次々に二分割し, 多数の波長帯域の2次元画像を異なる位置に出力し, 同時に検出する, というものである. ダイクロイックミラーとは, 図4.1に示すように, ある波長においてその反射特性と透過特性が急激に変化する, 多層薄膜で作製される光学素子のことである [97]. ダイクロイックミラーに入射した光は, その波長とダイクロイックミラーの分離波長との大小関係により, 透過もしくは反射する. ダイクロイックミラーには, 長波長域透過フィルターと短波長域透過フィルターの2種類がある.

異なる分離波長を持つ複数枚のダイクロイックミラーで, 入射光束を次々に二分割する方式の概念図を図4.2に示す. 図には入射光束を 2^2 の波長帯域に分割する場合の例を示す. 各波長帯域の光束が, それぞれ n 枚のダイクロイックミラーを経るようにすると, 2^n 個の波長帯域に分割することができる. この分割系を通して物体からの光束を撮像素子上に結像させると, 分光画像が得られる. 物体からの光の空間情報, 波長情報の全てを異なる検出器要素で独立に観測するため, このような分光映像装置をマルチチャネル

分光映像装置と呼ぶ．この装置では，吸収による損失がなければ，入射光のすべてが検出器に到達する．このため，光の利用効率が高く，同一の開口数を持つ他の分光映像システムよりも信号対雑音比が格段に高くなる．

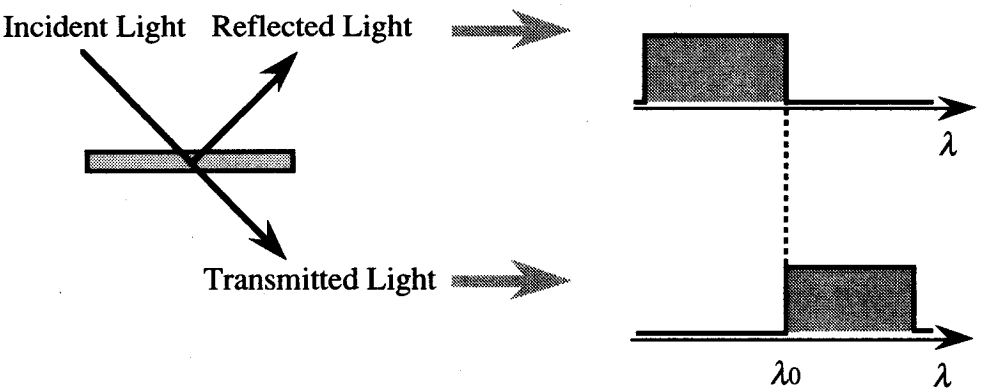


図4.1　ダイクロイックミラー

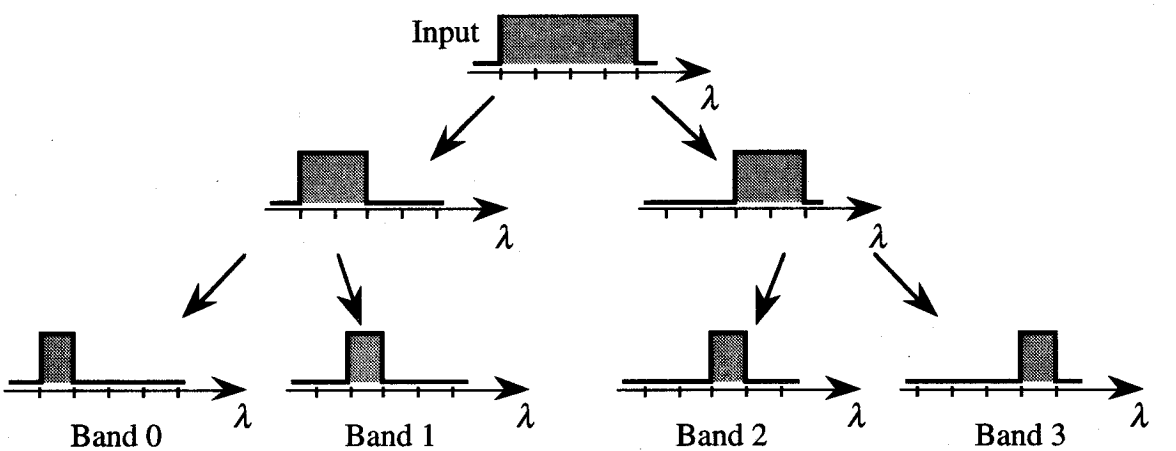


図4.2　システム概念図

4.3　ダイクロイックミラーの配置設計の方針

ダイクロイックミラーと鏡は，図4.3のように，立方体のブロック内部に斜めに固定され，このブロックを多数個組み合わせて光学系を構成するものとする．ここで，うすいグレーの平行四辺形はダイクロイックミラーを，濃いグレーの平行四辺形は鏡を表す．この立方体のブロックを単位とし，以降単にブロックと呼ぶ．図4.3では，2^2バンドに分割する波長分割光学系の例を示している．ここで，光はダイクロイックミラーや鏡に対して45度の入射角で入射するものとする．各ダイクロイックミラーは，それぞれ特定の

分離波長を持つ．図4.3に従って具体的に説明する．光はまず，矢印で示されるように中央手前のダイクロイックミラーに入射する．入射光の各成分は，波長により透過光と反射光とに分割される．反射光は矢印に示されるように，図の左側に進む．透過光と反射光はそれぞれ次のダイクロイックミラーに入射し，再び透過光と反射光とに分かれる．各光束は最後の鏡によって反射され，上方に出力される．その結果，複数の波長帯域の光がそれぞれ異なる位置に出力される．図4.4に，この波長分割系と結像系を組み合わせた全体のシステムの例を示す．

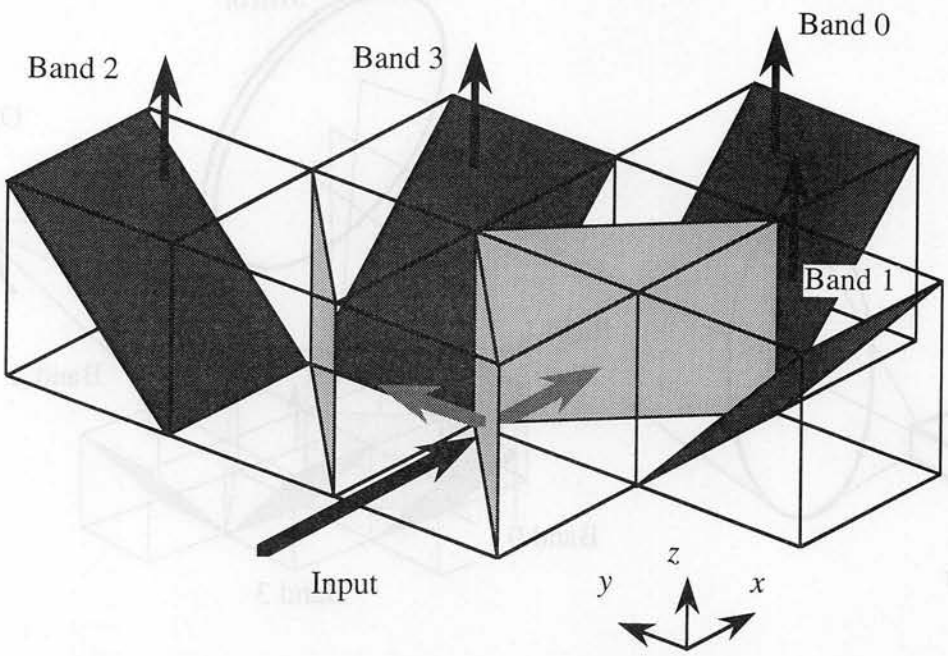


図4.3　ダイクロイックミラー配置例

ダイクロイックミラーの配置の評価は以下のように行う．ある配置が与えられると，白色光の入射を想定して，各波長帯域の画像の出力位置を求める．配置の評価は，

1．各波長帯域の光束の総光路長が等しい，

2．全てのダイクロイックミラー，鏡の位置が重ならない，

3．総光路長が短い，

4．各波長帯域の画像が出力される面の数が少ない，

5．出力面内で，各波長帯域の画像が密に配置される，

の５点で行う．評価項目５における出力画像の密度は，面内の出力画像を囲む最小の長方形に対して出力画像が占める面積の割合で評価する．５つの評価項目のうち，１と２

は必ず満たされなければならない．1は，すべての波長帯域の画像が等倍に結像されるために必要な条件である．2は，実際に作製するために必要な条件である．3～5は，使用目的や使用環境に応じて評価値に重みづけし，重視する項目を選ぶ．例えば，各波長帯域の画像に個別に検出器を割り当てることができる場合には，4と5は必要のない条件である．

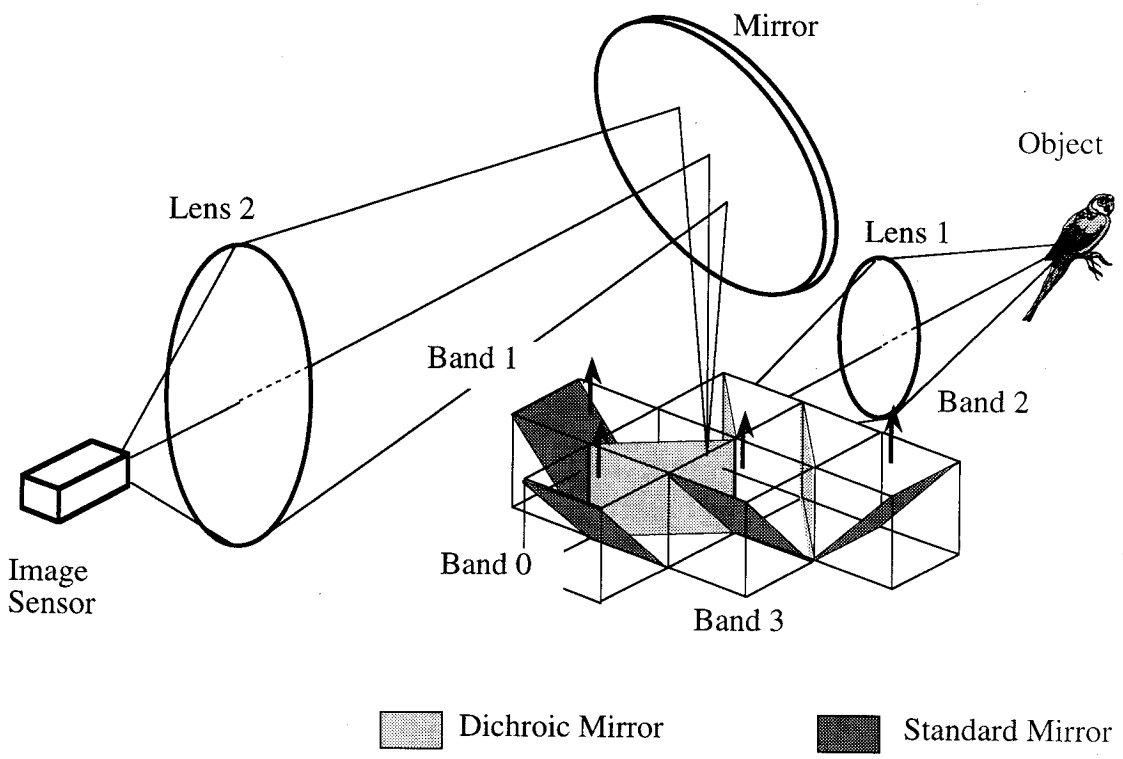


図4.4　ダイクロイックミラーを用いたマルチチャネル分光映像装置

4.4　最適システムの設計

4.4.1　設計の枠組み

ダイクロイックミラーの配置の数は，波長帯域数が多くなるに従って指数的に増加するため，最適な配置の設計は困難となる．2^2帯域程度に分割する場合までは，候補となる光学配置の数は10^5程度に留まるので，目的に合った配置を人が考えることは可能である［103,104］．しかし2^3バンド以上になると可能な配置数は10^{14}以上となる．人間が考えつく配置の数には限界があり，系統的に調べるのも困難である．また，候補の数が10^{14}

程になると，計算機で全ての配置を調べるとしても，計算量が非常に多く，設計は不可能となる．そのため，多次元で多峰性を持つ大規模な最適化問題の解法の一つとして注目されている進化的アルゴリズムを用いて，配置の設計を行った．進化的アルゴリズムの中でも広く用いられている遺伝的アルゴリズムと進化戦略をこの最適配置設計問題に適用した．また，より短いＣＰＵ時間で良い結果を得るために，進化戦略を改良し，適応的に探索パラメータを変化させる適応化進化戦略を考案し，その有用性を調べた．

設計の際には，実際のダイクロイックミラーの配置を図4.5のような木構造で表す．図4.5は図4.3の配置を木構造で表現したものである．図中で丸で表されている節点N_iはダイクロイックミラーを意味し，丸の中の記号は，ダイクロイックミラーの状態を表す．記号**L**と**R**は，ダイクロイックミラーが入射光を，それぞれ，左と右に反射する向きに置かれていることを表す．左や右の方向は，以下のように定義する．

図4.3に示されているように，直交座標系を取る．初めに，光線の接線ベクトルを，x軸に一致するように，主法線ベクトルをy軸に一致するように定義する．フレネ・セレーの公式 [105] より，接線ベクトルと主法線ベクトルから従法線ベクトルが決定され，これはz軸に一致する．接線ベクトル，主法線ベクトル，従法線ベクトルの方向を，それぞれ，光線の”前”,”左”,”上”と呼ぶことにする．これらの方向は，光線が直進する間は保たれる．光線がダイクロイックミラーや鏡で反射されるときには，フレネ・セレーの公式に従って，ベクトルの方向が変化する．厳密には，フレネ・セレーの公式は曲線に関するものであるが，光線は鏡表面近傍において，無限小の曲率半径を持つ曲線であるとして，公式を適用する．反射後の光線の”前”が，反射前の光線の”左”に一致するとき，その鏡の向きを”左”とする．ダイクロイックミラーの状態は，反射方向が，入射光から見て上，下，左，右となる，の４つの場合がある．枝A_iは，節点から左側に出ているものがダイクロイックミラーを透過した光の光路を表し，右側に出ているものがダイクロイックミラーで反射された光の光路を表すとする．枝はダイクロイックミラー間の光路（以降部分光路と呼ぶ）に存在するブロックの状態を表す．部分光路は複数のブロックからなり，図では最大２ブロックとした場合を示している．各ブロックの状態は，ブロックが存在しない状態，入射光を上，下，左，右に反射する鏡が存在する状態，透過ブロックが存在する状態，の６つがある．この木構造から実際の配置を求めることができる．

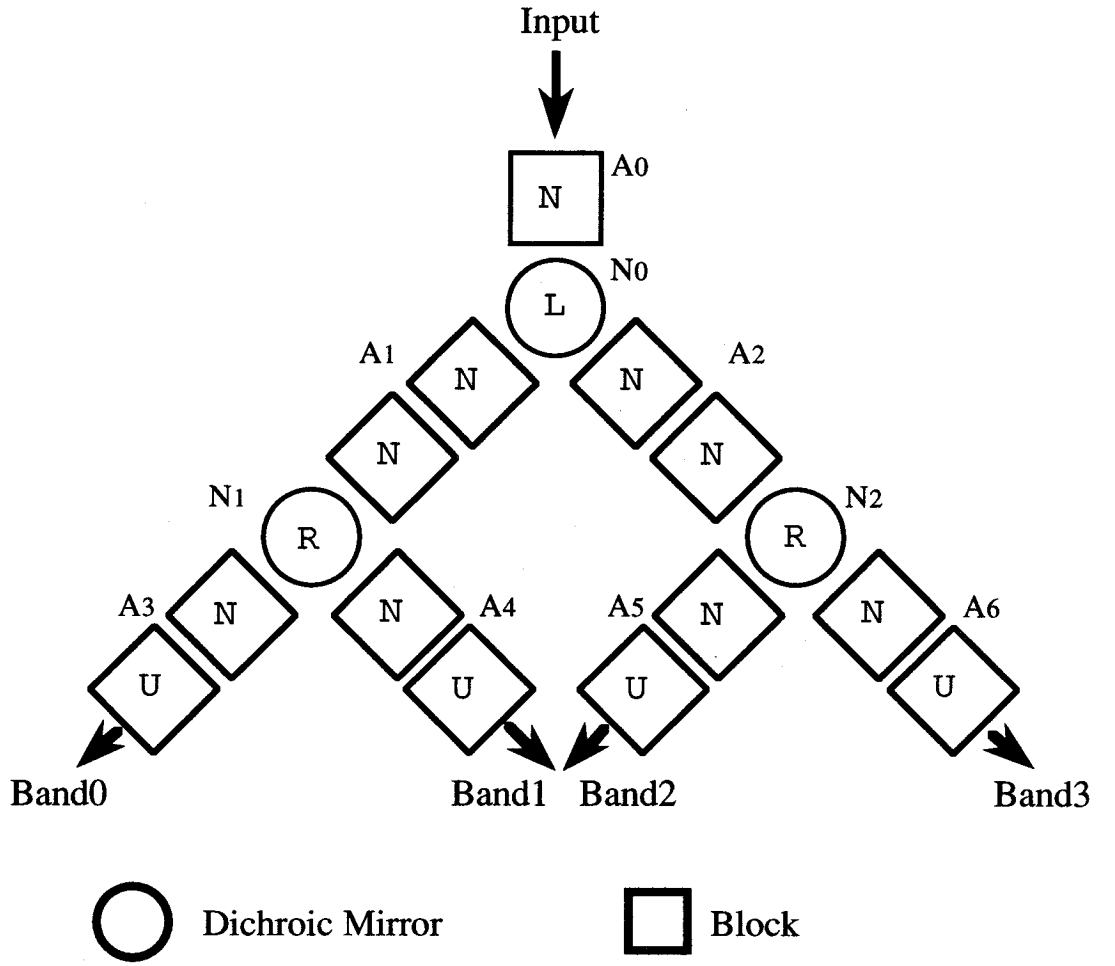


図4.5　木構造

4.4.2　全数検索による設計

図4.5で，A_0，N_0は全ての光に対して同じ作用をするので，一つの状態に固定して考えればよい．k帯域（$k=2^n, n$は整数）に分割する場合は，考えるべき節点の数は$(k\text{-}2)$，枝の数は$(2k\text{-}2)$となる．一本の枝当たりの最大ブロック数をmとすると，光学系が取りうる配置の数sは，

$$s=4^{k-2}\times 6^{m\,(2k-2)}=2^{m\,(2k-2)+2k-4}\times 3^{m\,(2k-2)}, \tag{4.1}$$

となる．例えば，$(k, m) = (4, 1)$では，$s=7.5\times 10^5$，$(4, 2)$では，$s=3.5\times 10^{10}$，$(8, 1)$では，$s=3.2\times 10^{14}$と，バンド数が増えるにつれて非常に大きくなる．以降の設計で用いたHP9000 model 712 (Hewlett-Packard)では，1分当たりに調べられる状態の数は，4

波長帯域分割の光学系の場合は10^5，8波長帯域分割の場合は1.5×10^4程度である．よって，実現可能な時間内で全数検索が可能なのは，たかだか $(k, m) = (4, 1)$ の場合までである．式 (4.1) では等価な状態が重複しているので，これらを除くことはできる．また，総光路長が等しくなるような各枝のブロック数の組み合わせをあらかじめ調べておけば，場合の数を減らすことはできる．しかし，この効果はあまり大きくなく，$(k, m) = (8, 1)$ の場合でsを2.7×10^{13}に減らす程度であり，全数検索は不可能である．

4.4.3　遺伝的アルゴリズムによる設計

遺伝的アルゴリズムでは，最適化問題の解候補を2値の1次元の配列で表し，生物の染色体（chromosome）とみなす．生物では特定の個数の染色体の集まりによって個体が決定されているが，遺伝的アルゴリズムでは，一つの染色体で個体を表現することが多い．図4.6に染色体の模式図を示す．生物の染色体は複数個の遺伝子（gene）の集まりにより構成されている．各遺伝子の置かれている位置を遺伝子座（locus）といい，その遺伝子座が取りうる遺伝子同士を，互いに対立遺伝子（allele）という．生物では，個体の特徴は，その個体の染色体が決めることになる．遺伝子の組み合わせ，すなわち染色体によって定まる個体の形質は表現型（phenotype）と呼ばれる．これに対して，その染色体の構造は遺伝子型（genotype）と呼ばれる．表現型が複数個の遺伝子座の影響を受けて，複雑な形で決定されることをエピスタシス（epistasis）という．生物学と遺伝的アルゴリズムの用語の対応を表4.1に示す．

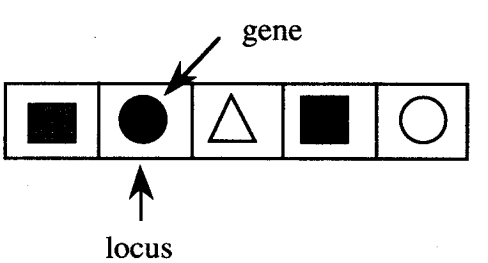


図4.6　染色体

表4.1　生物学と遺伝的アルゴリズムの用語の対応

Biology	Genetic Algorithm
individual（個体）	solution（解）
chromosome（染色体）	string（文字列）
gene（遺伝子）	element（文字列要素）
locus（遺伝子座）	string position（文字列内の位置）
allele（対立遺伝子）	solution（文字列要素候補）
genotype（遺伝子型）	structure（構造体）
phenotype（表現型）	parameter set（パラメータ集合）
epistasis（エピスタシス）	nonlinearity（非線形性）

遺伝的アルゴリズムの一般的な動作を図4.7に示し，簡単に説明する．

1．初期化

ランダムに多数の個体を発生させ，初期個体群とする．

2．評価

問題に応じて設定した評価関数により，各個体の評価値を求める．この評価値を適合度と呼ぶ．

3．選択・再生

適合度に依存した一定の規則で個体の選択を行う．個体の中で適合度が低いものは淘汰され，高いものは増殖することになる．このような自然淘汰に基づく選択規則の代表的な確率的選択モデルとして，適合度比例選択［99,101］が広く用いられている．適合度比例選択では，まず，個体群中の各個体の適合度と，その総和を求める．総和に対する適合度の割合を各個体の選択確率として，個体を選択する．この方法では，適合度の高い個体が次世代に残る確率が高い．しかし，適合度の低い個体でも次世代に残る可能性は残されており，個体群の多様性を維持し，局所解に陥るのを防ぐ．ところで，遺伝的アルゴリズムでは，後に述べるように，非常に適合度の高い個体が現れても，交叉や

突然変異という遺伝的操作によって消滅してしまうことがある．また，適合度が高くても，必ず次世代に残るとは限らない．このことは確率的な操作をする以上やむを得ないことであるが，現実的に，少ない計算時間で良い解を得たい場合には好ましくない．そこで,最も適合度の高い個体は無条件で次世代に残すという選択方法が提案されている．これをエリート保存選択と呼ぶ [99,101]．エリート保存選択では，探索のある時点で最も良い個体（エリート個体）は，交叉や突然変異により破壊されることなく残るという利点がある．しかし，エリート個体の遺伝子が個体群の中に急速に広がる可能性が高く，局所解に陥ることがある．そのため，エリート保存選択は他の選択方法と組み合わせて用いることが多い．

4．交叉

交叉とは，選択された個体間での染色体の組み替えの過程を指す．交叉は遺伝的アルゴリズムにおける最も重要な遺伝的操作である．個体群の中からランダムに2つの個体を選び，さらに，選ばれた個体の遺伝子中からランダムに選ばれた一つあるいは多数の遺伝子座で部分的に染色体を交換することにより新しい個体を生成する．交叉では，交叉を行う2個体を選ぶための交叉確率，交叉点の数，交叉の結果生じた新しい個体を個体群に加える割合が重要なパラメータである．交叉確率は，通常0.6～1程度の値が用いられる．

5．突然変異

突然変異は,染色体上のある遺伝子座の値を他の対立遺伝子に置き換えることにより，交叉だけでは生成できない個体を生成して，個体群の多様性を維持する働きをする．遺伝的アルゴリズムでは，突然変異は補助的な遺伝操作と考えられている．各遺伝子座毎の突然変異の起こる確率を突然変異率といい，通常0.001～0.01程度の値が用いられる．

6．終了判定

終了条件を満たしているかどうかを判断し，満たしていなければ3に戻る．終了条件には，世代数や個体群中の最大評価値，個体群の平均評価値などを採用する．

本手法では，図4.5の木構造を染色体として扱う．ダイクロイックミラー，部分光路中のブロックを遺伝子座とする．遺伝子は，ダイクロイックミラーではU, D, L, R，部分光路中のブロックではN, U, D, L, R, Tの値をとる．この木構造が個体の遺伝子型となる．

染色体の木構造から，図4.3のような実際の配置を求め，各波長帯域の出力画像の位置を求める．出力画像位置より，§4.3で述べた各評価項目の評価値を求める．これらの評価値の組が個体の表現型となる．各評価値に重みを付け，個体の評価値を決定する．染色体に対して選択，再生，交差，突然変異などの遺伝的操作を行う．本研究では，選択の方法として，エリート保存選択と適合度比例選択の組み合わせを用いた．

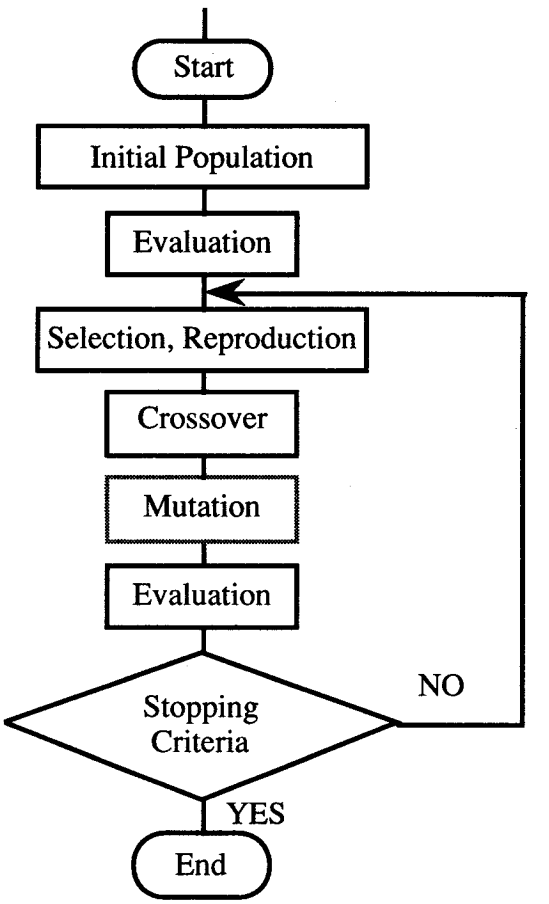


図4.7　遺伝的アルゴリズムの流れ図

4.4.4　進化戦略による設計

進化戦略［98,99,102］は，遺伝的アルゴリズムと同年代に提唱された進化的アルゴリズムの一つである．進化戦略も生物の進化の過程を模倣しているが，遺伝的アルゴリズムは交叉を主な遺伝的操作とするのに対し，進化戦略は突然変異を主な操作とする．進化戦略のアルゴリズムを図4.8に示す．

進化戦略のアルゴリズムは遺伝的アルゴリズムとほぼ同じである．まず，初期個体群をランダムに生成する．次に，この個体群を複製して突然変異という操作を加え，子の

個体群を作る．進化戦略においては，突然変異が主な操作で，交叉は補助的な操作とされる．各個体を評価し，選択により次世代の個体群を構成する．

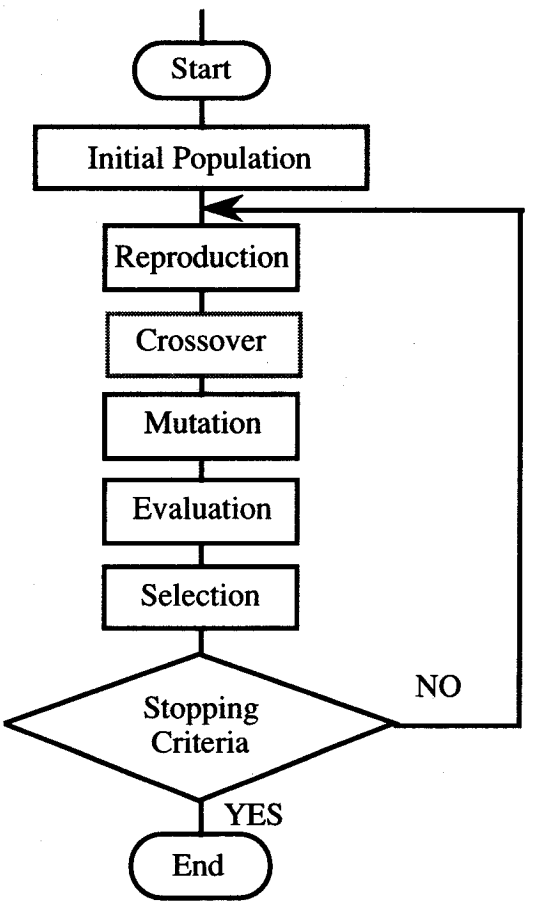


図4.8　進化戦略の流れ図

進化戦略が遺伝的アルゴリズムと異なるのは，解の表現方法と突然変異の方法，選択方法である．遺伝的アルゴリズムでは，個体は2値の配列で表現されるのに対し，進化戦略においては，個体は実数値の配列で表現される．そのため，突然変異の方法も遺伝的アルゴリズムとは異なり，親の染色体配列に，正規乱数値の要素を持つ配列を加える方法で行われる．選択方法は，遺伝的アルゴリズムでは確率的選択方法を用いるのに対し，進化戦略では決定論的選択を行う．つまり，適合度の高いものから順に選択され，次世代の個体群を構成する．選択する母集団の違いによって，次の2つの方法が提案されている［106］．今，親の個体数を μ，子の個体数を λ ($\mu \geq \lambda$) とする．

1．プラス選択

μ 個の親の個体と，λ 個の子の個体を合わせた集団の中で，優れた方から μ 個の個

体を選択して，次世代の個体群を構成する．この選択法は $(\mu+\lambda)$ 選択とも呼ばれる．従って，世代が進む際に個体群中の最大評価値，平均評価値が悪くならず，速く収束する．しかし，適応能力に劣り，局所解に陥りやすいという欠点がある．

2．コンマ選択

λ 個の子の個体の中だけから，優れた μ 個の個体を選択して次世代の個体群を構成する．この選択法は (μ, λ) 選択とも呼ばれる．この方法では，親の個体が全て消滅してしまうため，個体群中の最大評価値，平均評価値が下がることがあり，収束が遅い．しかし，局所解に陥りにくい．

本研究では，収束の速いプラス選択を採用した．さらに，収束を速めるために，探索途中で突然変異率を適応的に変化させる方法を考案した．最適化問題においては，初めは大域的に探索を行い，評価値が適当なしきい値を越えた段階から局所的な探索に切り換えると，より速く最適解に収束することが期待される．進化戦略では，主な遺伝的操作は突然変異であるため，突然変異率は，未知の解領域の探索能力に影響する最も重要なパラメータであるということができる．突然変異率が小さい場合には，親と良く似た子が生じる確率が高く，局所的探索になり，大きい場合には，親とかけ離れた子が生じる確率が高く，大域的探索を行うことになる．そこで，解の評価値があるしきい値を越えたとき，突然変異率を小さくするようにした．突然変異率の変化の方法は，個体を表す木構造の，最下段のダイクロイックミラーとブロックを除いた，他のダイクロイックミラーとブロックの突然変異率を小さくするようにした．これは，ダイクロイックミラー配置設計問題の解の構造に着目したものである．あるブロックで突然変異が起こったときの評価値に対する影響は，木構造中の節点や枝の位置により異なる．なぜなら，木の上部ほどその点を経る波長帯域数が多いため，木上部で突然変異が起これば，多くの波長帯域の光束の出力位置が変わる．そのため，解空間内で大きく異なった個体となる．このような大きな変化が起こる確率を小さくして，局所探索を行うために，木の上部の突然変異率を小さくする．

4.5　設計結果

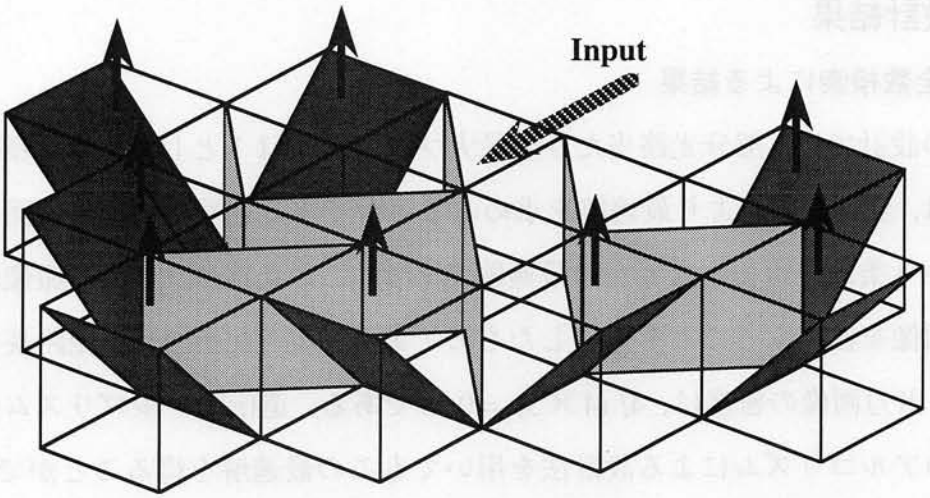
4.5.1　全数検索による結果

以下の設計では，部分光路当たりの最大ブロック数は1とした．4波長帯域に分割する場合は，全数検索により最適解を求めることができる．図4.3は，出力面の数を少なくするという条件を重視した場合の最適解である．この条件は，一つの撮像素子ですべての出力画像を検出することを想定したものである．この配置では，光路長は3ブロックであり，出力画像の密度は，4/ (4 × 3) =0.33である．遺伝的アルゴリズムと進化戦略のどちらのアルゴリズムによる設計法を用いてもこの最適解を得ることができた．

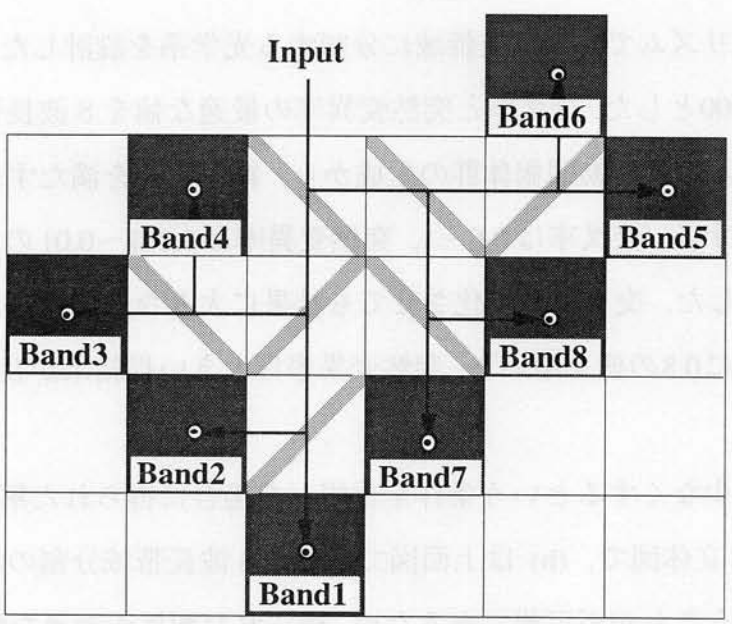
4.5.2　遺伝的アルゴリズムによる結果

遺伝的アルゴリズムで，8波長帯域に分割する光学系を設計した．個体数は50とし，最大世代数は6000とした．交叉率と突然変異率の最適な値を8波長帯域分割光学系の配置問題を用いて調べた．初期個体群の生成から，終了条件を満たすまでの最適化の過程を1回の試行とする．交叉率は0.6～1，突然変異率は0.001～0.01の範囲で変え，それぞれ5回ずつ試行した．交叉率を変化させても結果に大きな違いはなかったので，以降の設計では交叉率に0.8の値を用いた．突然変異率は大きい程結果が良かったので，以降は0.1にした．

出力面の数を少なくするという条件を重視した場合に得られた解の配置を図4.9に示す．図4.9 (a) は立体図で，(b) は上面図である．8波長帯域分割の場合は，適度な時間で全数検索を行うことが不可能であるため，得られた配置が最適な配置かどうかは確認できない．しかし，十分評価項目の条件を満たしているので，図4.9の配置を準最適配置，その評価値を準最適値と呼ぶことにする．以降，この配置を配置P^*とし，その評価値をV^*とする．この配置では，光路長は4ブロックであり，出力画像の密度は，8 / (5 × 6) =0.27である．異なる初期値を用いて10回試行した結果，1試行当たりの平均CPU時間は平均8048秒であった．10回の試行のうち，配置P^*が得られたのは1回であった．



(a)



(b)

図4.9　8波長帯域に分割する光学系：　(a)立体図　(b)上面図

4.5.3　進化戦略による結果

進化戦略における選択方法はプラス選択を採用した．選択の母集団の個体数を遺伝的アルゴリズムと合わせるため，親の個体数を10，子の個体数を40とした．親と子の個体数の比率は，8波長帯域分割光学系の設計を用いて調べ，最も評価値のばらつきが少なかったものを採用した．突然変異率は，0.1～0.9の範囲で変化させて調べた．その結果，0.4のとき最も平均の評価値が高かったので，以降の実行では，突然変異率は0.4とした．終了条件は世代数が6000となることとした．突然変異率を変化させる評価値のしきい値

は，すべての条件に対する評価値が満点であったときの総合評価値の90%とした．個体の評価値がしきい値を越えた場合に，木構造の最下段のダイクロイックミラーとブロックの突然変異率は，0.4のままで，これらを除いた他のダイクロイックミラーとブロックの突然変異率を0.2にした．

遺伝的アルゴリズムのときと同じく，出力面数が少ないという条件を重視した場合に得られた解の配置は，遺伝的アルゴリズムによる結果P*と同じであった (図4.9)．異なる初期値を用いて10回試行した結果，1回の試行に要する平均CPU時間は5830秒であった．また，配置P*が得られたのは10回中4回であった．

4.5.4　比較

4波長帯域または8波長帯域に分割するどちらの場合でも，遺伝的アルゴリズムによって得られた解配置と，進化戦略によって得られた解配置は同じものであった．4波長帯域に分割する場合の結果は，全数検索によって得られた最適配置と一致し，この規模の問題におけるこれらのアルゴリズムによる設計手法の有用性が示された．遺伝的アルゴリズムと進化戦略の設計過程における，個体群中の最大評価値の変化を図4.10に示す．図4.10では，それぞれ10回の試行の平均を示している．両手法で，1世代当たりの評価や，遺伝的操作にかかる計算時間が異なるため，CPU時間が異なる．進化戦略の方がより短いCPU時間でよりよい評価値を得ており，効率よく解の探索を行っていることが分かる．また，10回の試行結果のCPU時間と最終評価値の関係を図4.11に示す．この図からも進化戦略の方が，遺伝的アルゴリズムよりも短いCPU時間でよい評価値を得ていることが分かる．

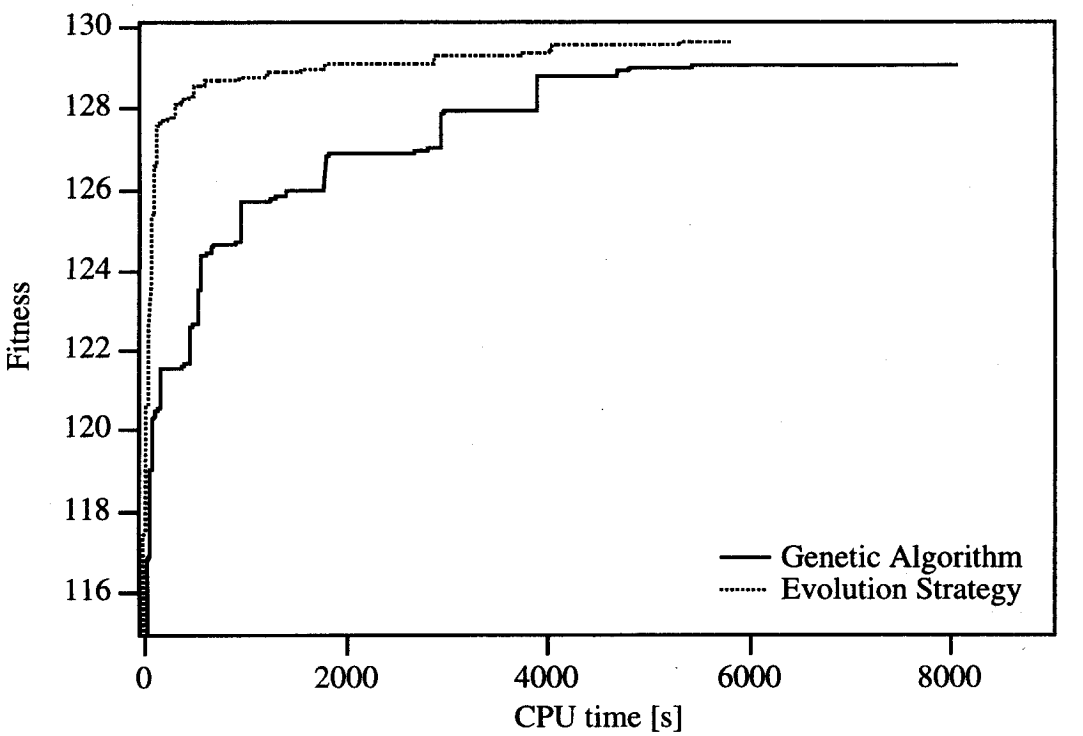


図4.10　個体群中の最大評価値の変化

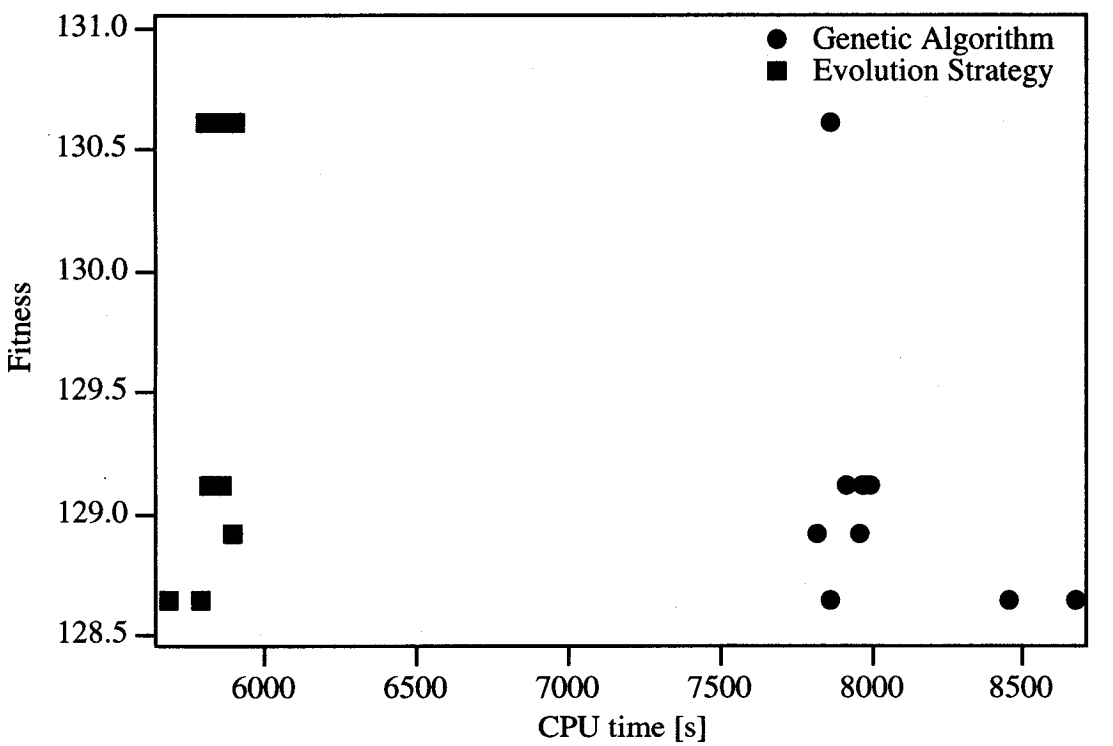


図4.11　計算時間と最大評価値

進化戦略の方が収束が速い理由は，まず，選択方法が決定論的であることが挙げられる．個体群中の最大評価値を与える個体は，交叉や突然変異で破壊されることなく，必ず次の世代に残る．局所解が多い問題の場合は，局所解に陥り大域解にたどり着けないこともあるが，本問題では解空間の構造が局所解の少ないものであったと思われる．また，途中で木上部の突然変異率を小さくしたことも収束の速い理由と思われる．図4.10からも分かるように，本問題では，世代の速いうちに評価値が大きく伸び，ある程度良い解が得られている．途中の解を見ると，大部分の帯域の出力画像は望ましい配置（本節で挙げた例では，等光路長で，1面に配置されている状態）になっているが，少数の出力画像が，条件を満たさない配置になっている場合が多かった．つまり，これら少数の帯域の画像の出力位置のみを変化させ，すでに条件を満たしている画像の位置は変化させないような，個体の突然変異を起こせば，効率よく解の探索を進めることができる．以上の理由から，適応的に突然変異率を変化させ，決定論的に選択を行う進化戦略の結果が良かったものと思われる．

4.6　試作

§4.5で設計された8バンドに分割する光学系を試作した．ダイクロイックミラーの分離波長は，400nmから800nmの領域を等間隔に8等分するようにした．図4.12に，実際に作製されたダイクロイックミラーの分光透過率，これらを組み合わせた結果の各出力の波長帯域を示す．ダイクロイックミラーを装着するブロックの写真を図4.13に示す．一つのブロックの一辺の長さは15mm，開口の直径は11mmである．装置全体の大きさは90mm × 75mm × 25mmで，重さは285gである．

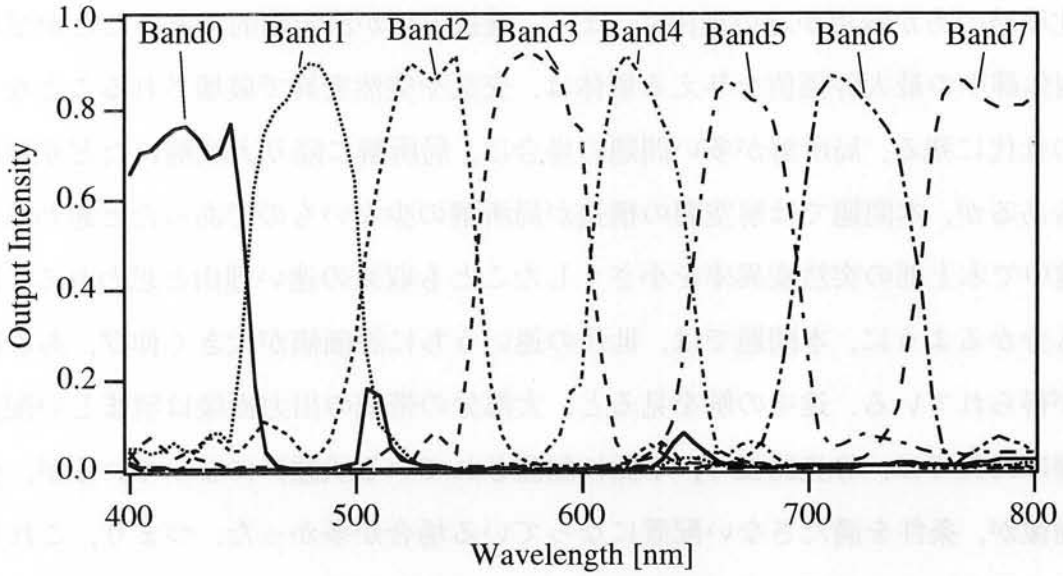


図 4.12　各出力画像の波長帯域

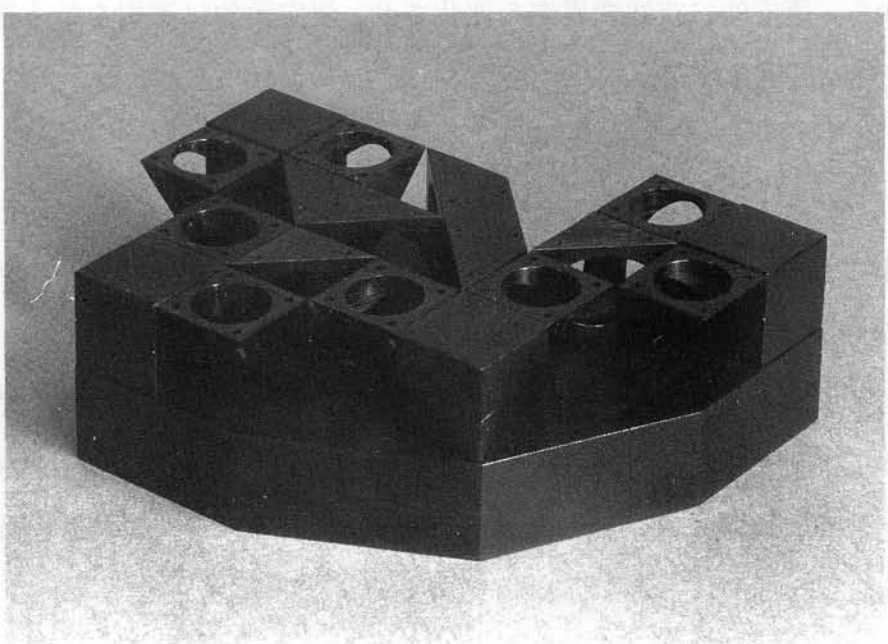


図 4.13　波長分割部分（ダイクロイックミラー装着前）

4.7　白色短パルス光の分光画像測定実験

4.7.1　白色短パルス光

本装置を用いて，超短パルスレーザーによって励起される白色短パルス光［107,108］の分光画像測定実験を行った．白色短パルス光は，フェムト秒オーダーの短パルスレーザーを水や重水中に集光すると発生する．発生した白色短パルス光は，非常にスペクトル帯域が広く，輝度が高い，高指向性の光で，物性計測や生物計測における新しい光源として近年注目されている［109,110］．その発生機構には大きく分けて２つの説がある．１つは自己位相変調によるというもの［111］で，カー効果により媒質の屈折率が変化し，自己収束した光の周波数が入射波長の長波長側及び短波長側に大きく広がるという説である．もう１つは，２個の光子が消滅し，新しく２個の光子が発生するパラメトリック４光子相互作用によるとする説［112］である．パラメトリック４光子相互作用がカスケード的に起こることにより，非常に周波数帯域の広い短パルス光が得られると考えられている．これらの説明が有力であるとされているが，白色短パルス光の発生機構は，現在までに十分解明されていない．そのスペクトルの空間分布や励起レーザーの強度依存性，パルス間の相関などを調べることは機構解明のためにも重要である．

4.7.2　実験系

まず，励起レーザーパルス光の集光点付近の分光画像を測定した．これをニアフィールドの分光画像と呼ぶ．観察光学系を図4.14に示す．アルゴンイオンレーザー（Coherent, I310）励起のチタンサファイアレーザー（MIRA900 Basic）の出力パルス光を，YAGレーザー励起チタンサファイア増幅装置（Continuum, TR-70）に入射する．増幅されたレーザーパルス光は，中心波長が780nm，パルス時間幅が約200fs，繰り返し周波数が10Hzである．焦点距離120mmのレンズで厚さ10mmの重水セル中に集光した．励起された白色パルス光は後ろ側のレンズによって，ダイクロイックミラーで構成された波長分割光学系を通してCCD検出器上に結像される．励起レーザー光をカットするために，長波長カットフィルターを挿入する．白色パルス光のビーム径が波長分割光学系の開口より大きいため，開口を挿入してビームの一部分を選択した．励起レーザーパルスに同期して，各波長帯域における画像を取り込んだ．

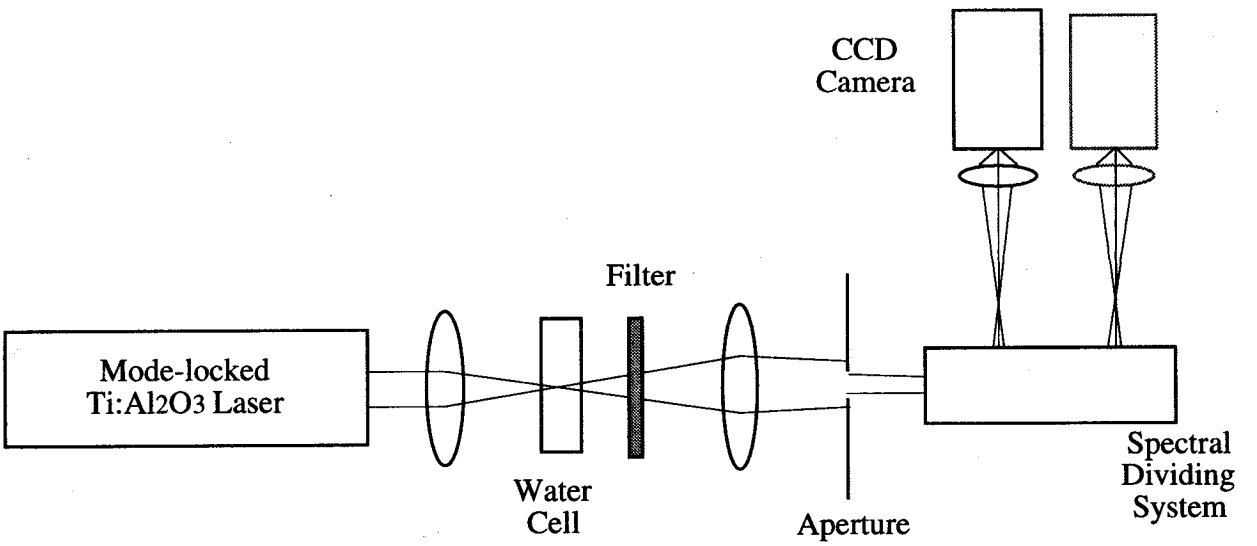


図4.14　ニアフィールド観察光学系

次に白色パルス光のファーフィールドの分光画像を測定した．観察光学系を図4.15に示す．白色パルス光を励起するところまでは，ニアフィールドの観測系と同様である．励起された白色パルス光は後ろ側のレンズによってコリメートされる．フーリエ面での分光画像を波長分割光学系を通してCCDカメラで観察する．図中に示すように，ファーフィールドの像は，中心付近はさまざまな色の小領域から構成されており，全体的に白く見え，周囲に行くに従って，黄色，緑色，青色に色づいて見える．開口を用いて，ビームの中心付近と端付近を選択し，分光画像を測定した．

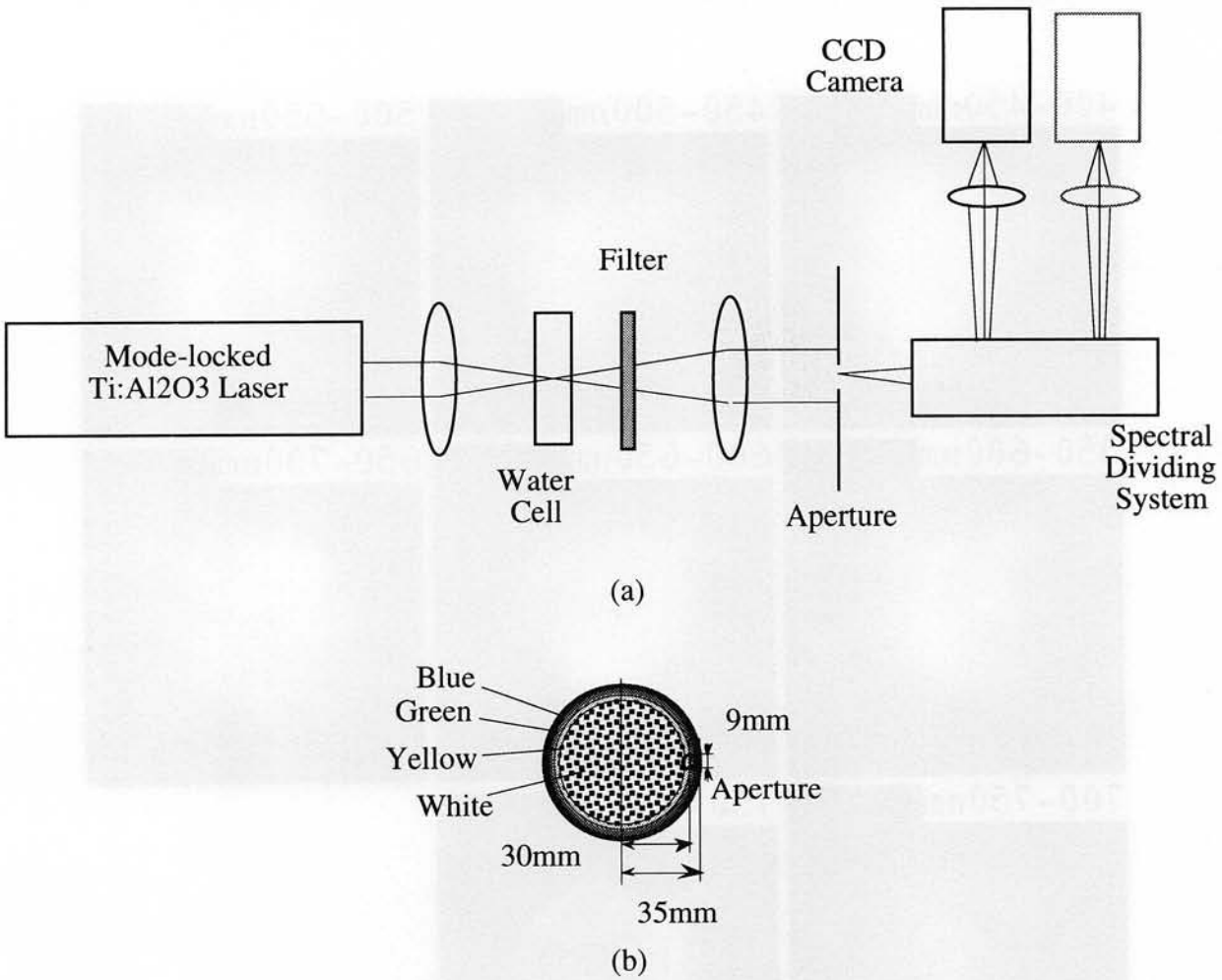


図4.15　ファーフィールド観察光学系：(a)　光学系，
(b)　ファーフィールドパターンと開口の位置

4.7.3　実験結果

測定されたニアフィールドの分光画像を図4.16に示す．図中に各画像の波長帯域を表す．空間分解点数は，296 × 292 点である．バンド 7 （750～800nm）では干渉縞がコントラスト良く見え，コヒーレンスが非常に高いことが分かる．このバンドには，カットしきれなかった励起レーザー光が多く含まれていることが分かる．バンド 0 ～ 5 までは，互いによく似た空間パターンが見て取れる．図4.17に，計算で求めた各バンドでの画像の 2 次元自己相関関数を示す．図 4.17 (a) に横方向の断面を，(b) に縦方向の断面を示す．この図からもバンド 7 の相関関数の形が他のバンドと異なることが分かる．他のバンドは，バンド 3 のスケールが異なる他は，同じ形であることが分かる．

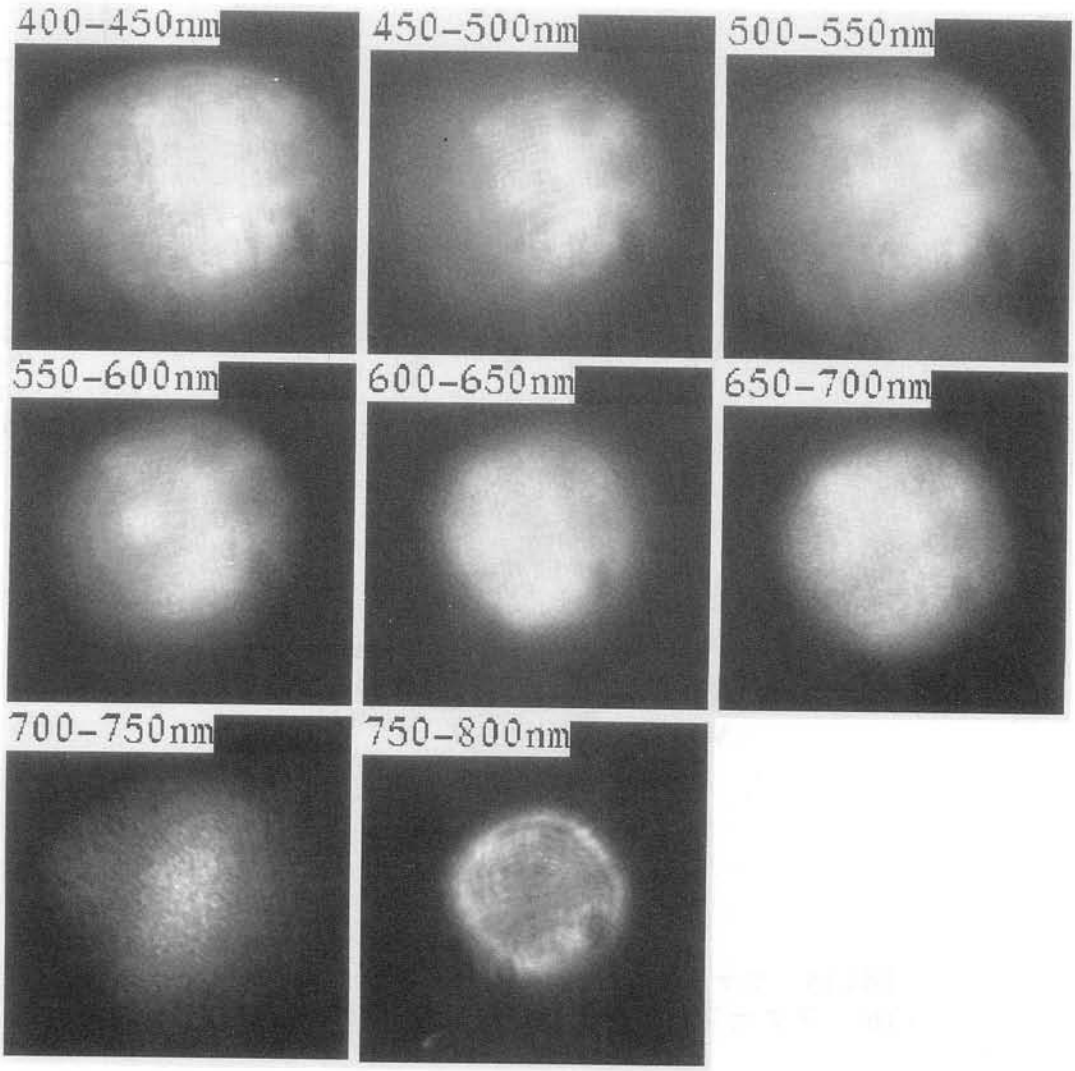


図4.16　ニアフィールドの分光画像

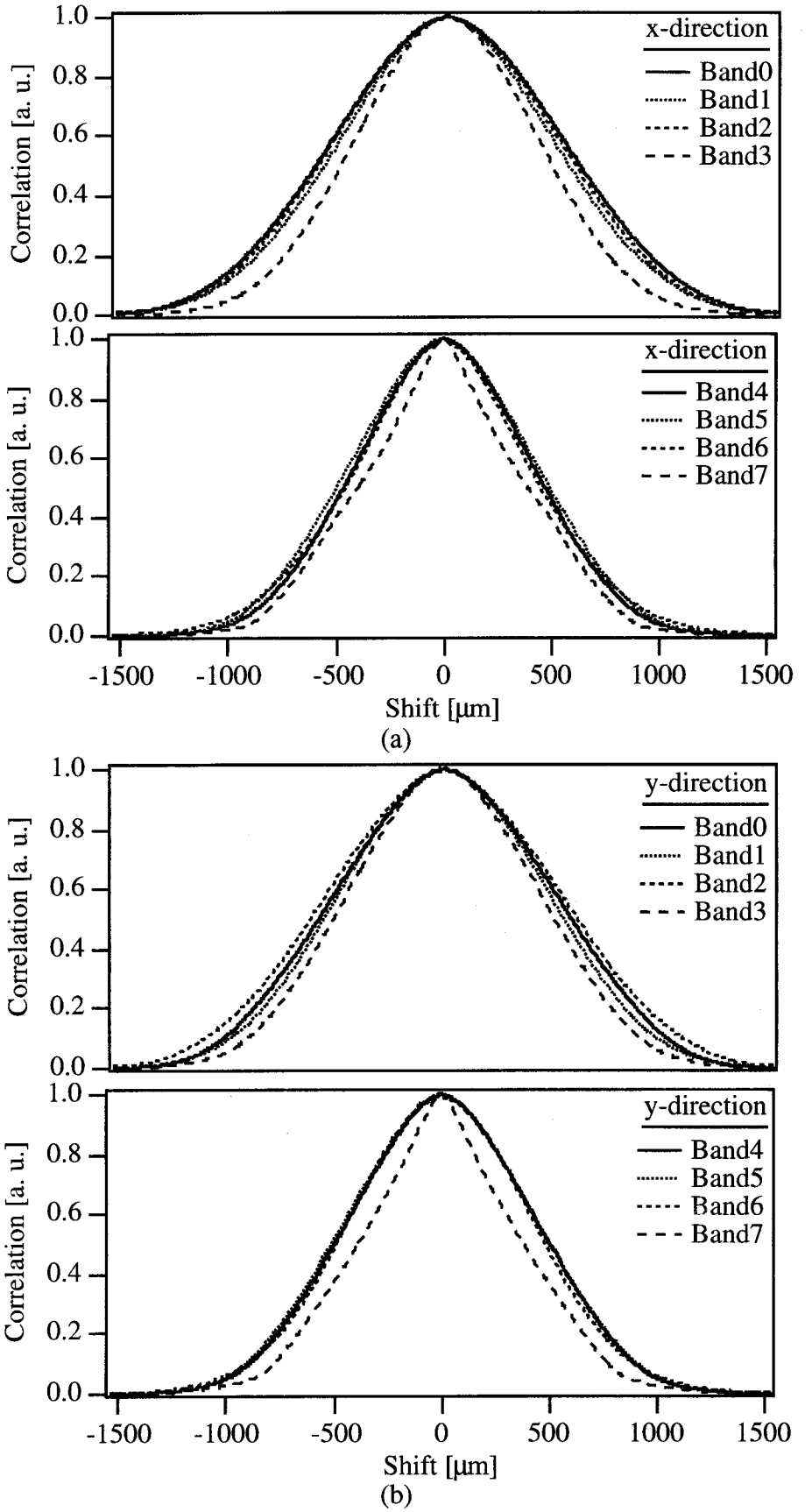


図4.17　ニアフィールドの分光画像の2次元相関関数：
(a) 横方向の断面 (b) 縦方向の断面

ファーフィールドの中心付近の分光画像を図4.18に示す．空間分解点数は，380×380点である．バンド0～2の画像で像が二重に見えるのは，ダイクロイックミラー裏面の反射防止膜が不完全なため，裏面反射光が除かれていなかったことが原因と考えられる．各波長帯域とも，スペックル状のパターンが見える．図4.19に自己相関を示す．ここでもバンド7の形が異なることが分かる．

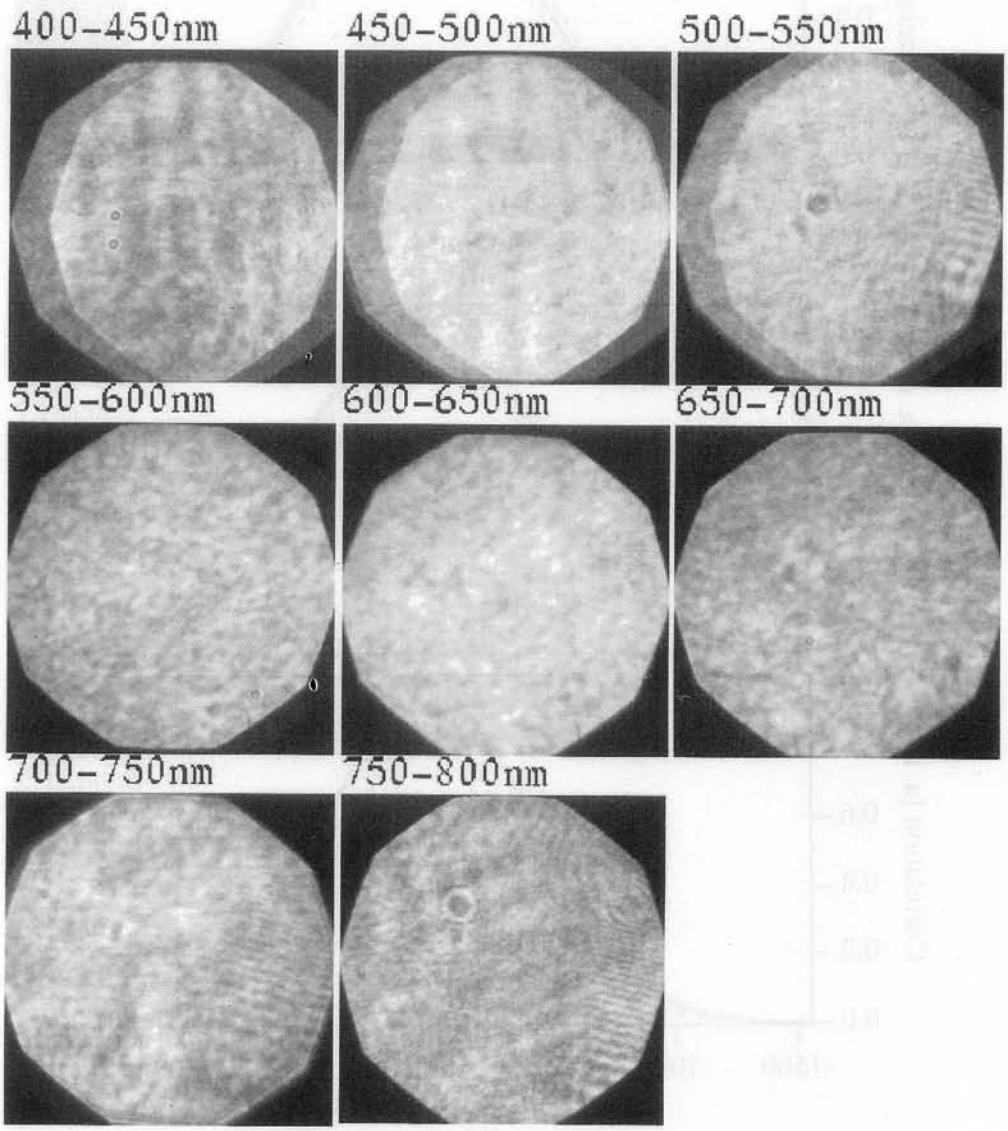


図4.18　ファーフィールドの中心付近の分光画像

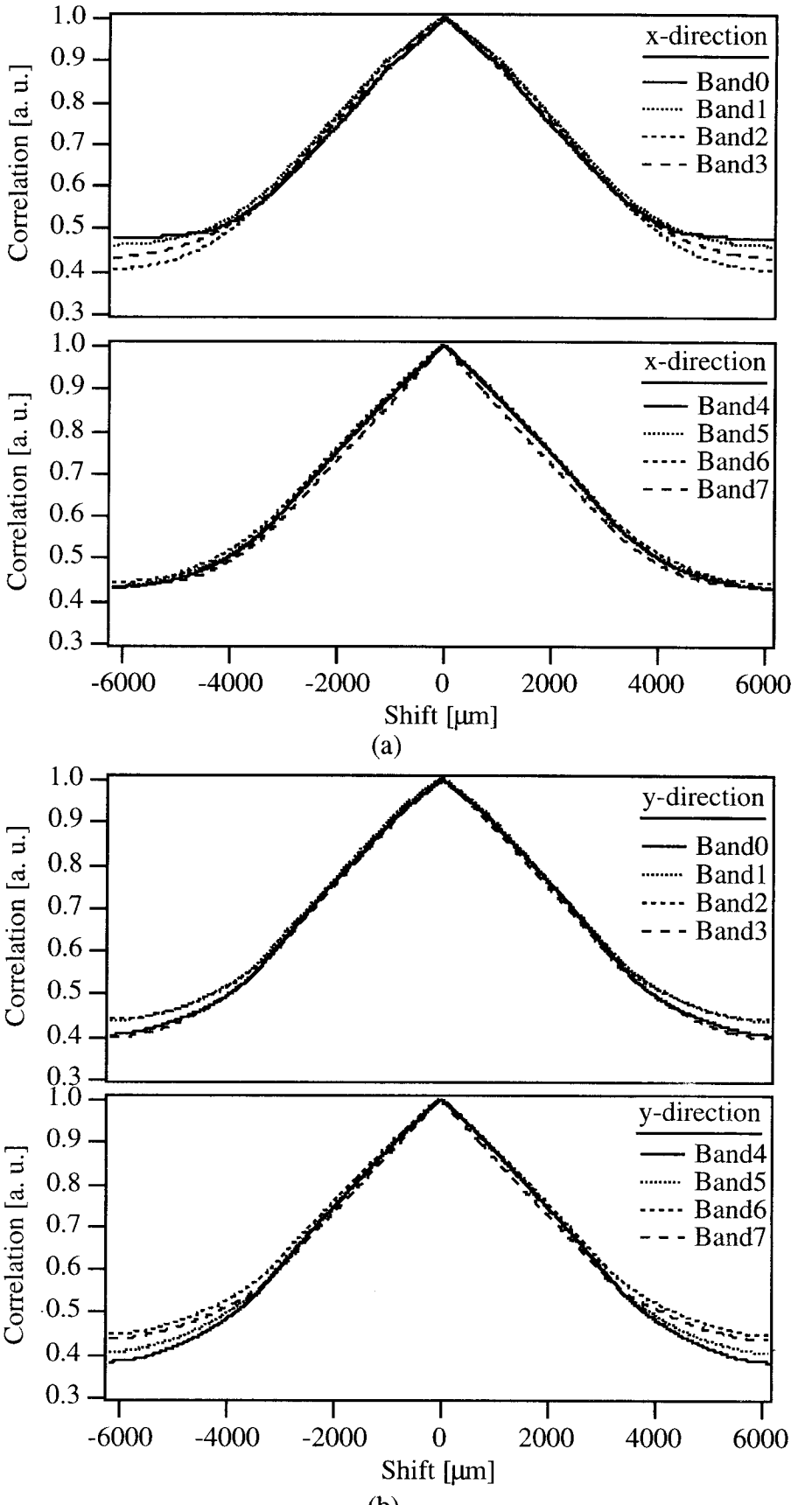


図4.19　ファーフィールドの中心付近の分光画像の2次元相関関数：
(a) 横方向の断面 (b) 縦方向の断面

ファーフィールドの端付近の分光画像を図4.20に示す．空間分解点数は，380×400点である．青色に色づいている部分を選択しているため，波長帯域によって画像が異なる．各バンドとも，スペックル状のパターンが見える．図4.21に自己相関を示す．ここでもバンド7の形が異なることが分かる．

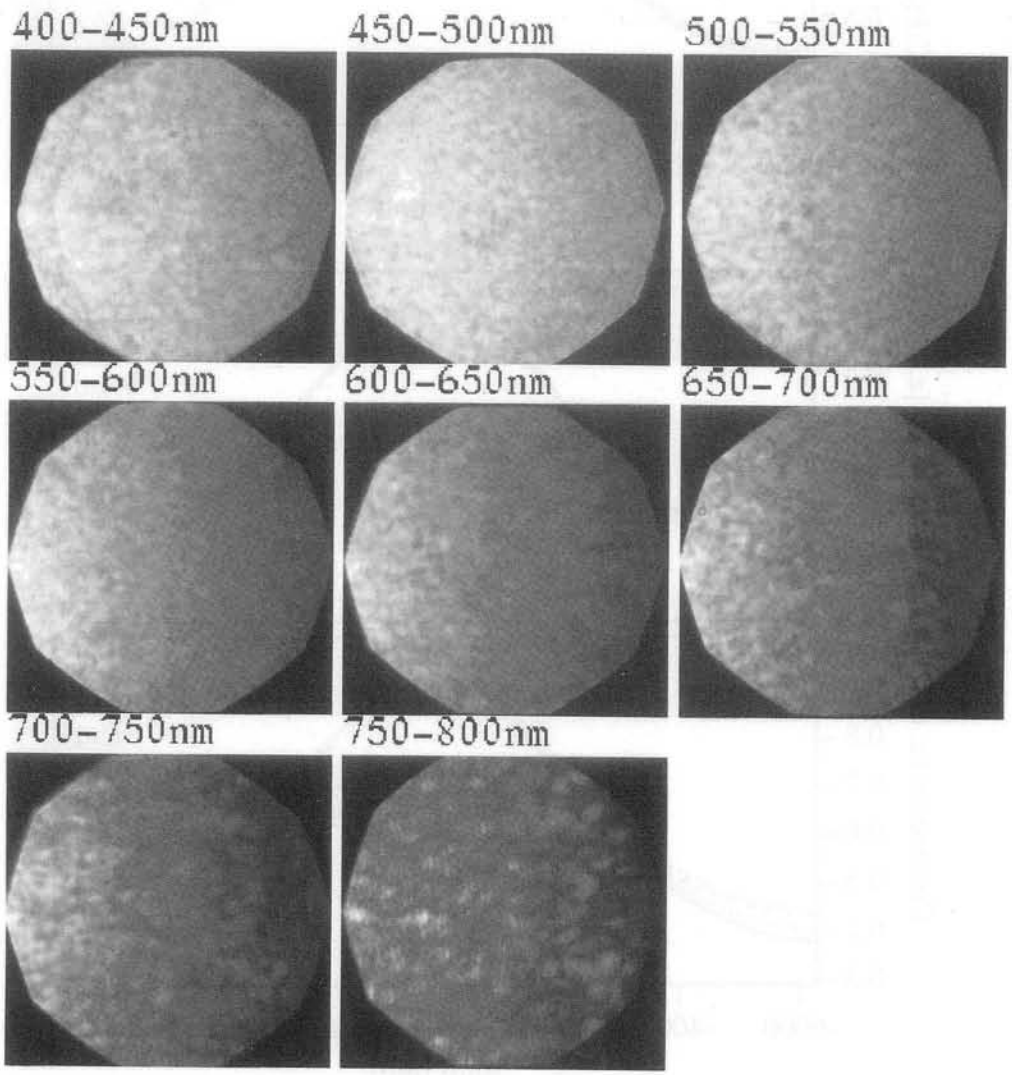


図4.20　ファーフィールドの端付近の分光画像

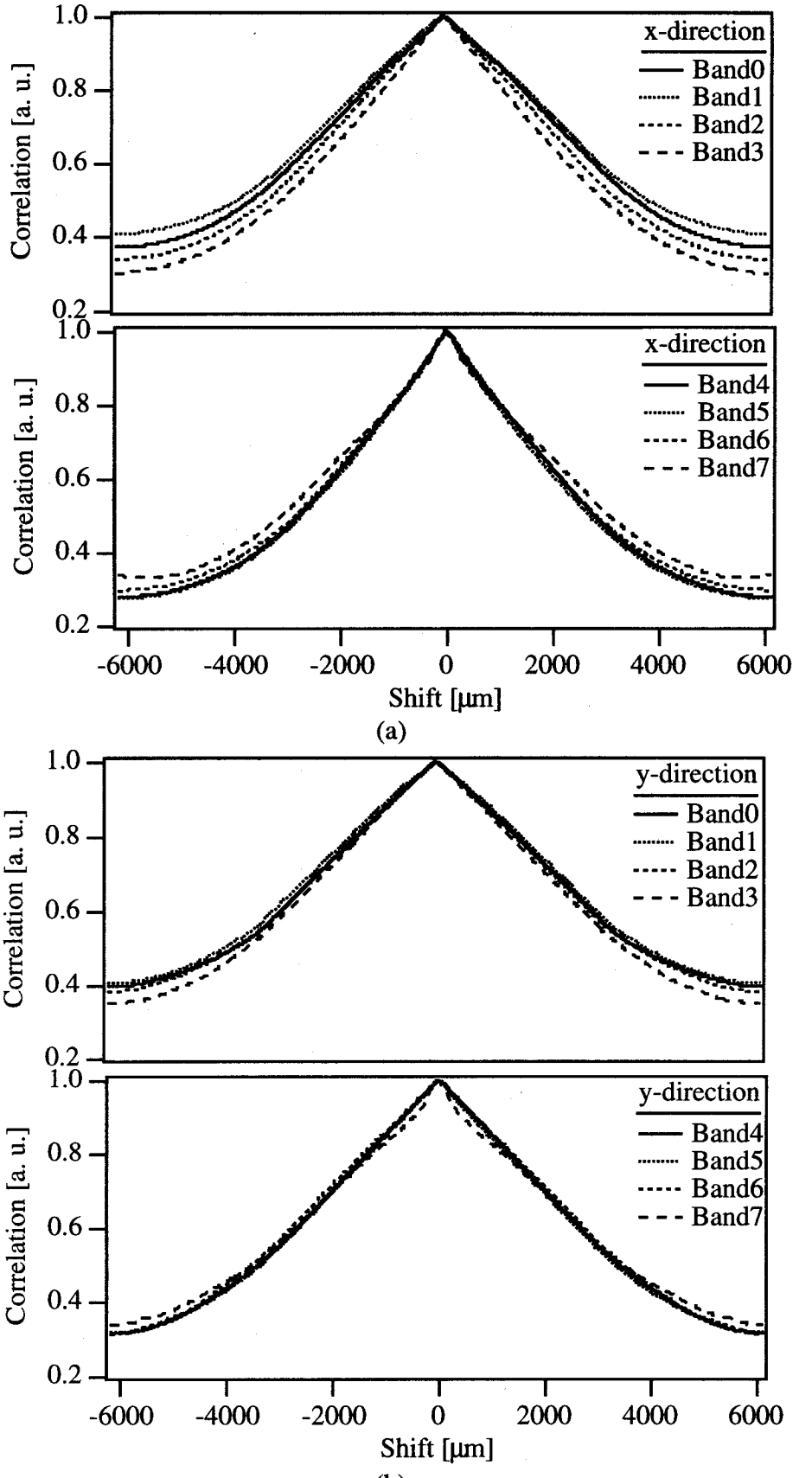


図4.21　ファーフィールドの端付近の分光画像の2次元相関関数：
(a) 横方向の断面 (b) 縦方向の断面

次に，パルス毎のパターンの変化を調べるために，各測定において，励起レーザーパルスと同期して複数枚の画像を測定した．異なるパルスの画像間の規格化相互相関値を計算すると，パルスの組み合わせによる違いは，どのバンドにおいても1%程度であった．各バンドで規格化相互相関値の平均を求め，図4.22に示す．図より，どの画像についても相互相関値は0.98以上となり高いことが分かる．ニアフィールドにおいては，励起レーザー光が含まれていると考えられるバンド7の相互相関値が高く，パルス毎のパターン変化は小さいと言うことができる．ファーフィールドの中心付近においては，どのバンドの相互相関値も高いことが分かる．一方ファーフィールドの端付近での相互相関値は，短波長側ほど高く，長波長側ほど低いことが分かる．つまり，短波長側の空間パターンはパルス毎の変化が小さく，長波長側のパルス毎の変化は大きいということができる．ビームの端付近の光は，短波長側の光が安定して発生するような機構に由来していると推測できる．

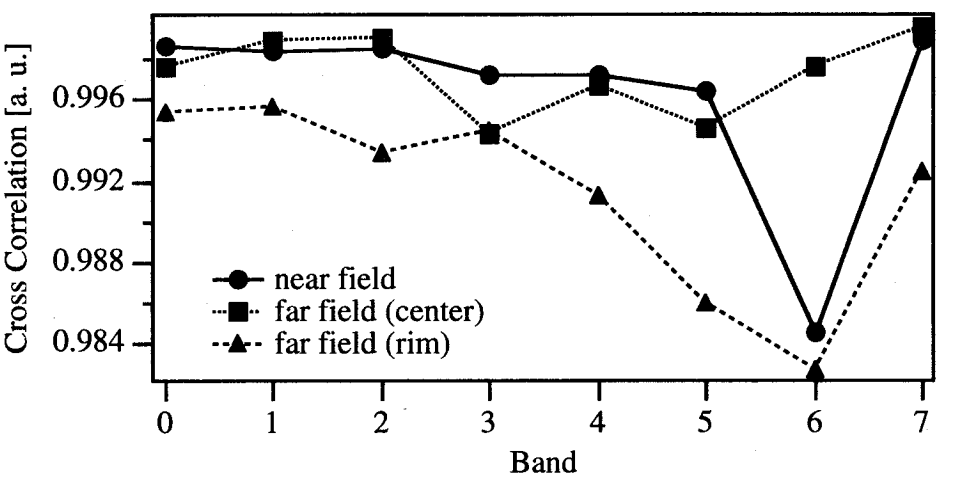


図4.22　相互相関値

4.8　結言

本章では，ダイクロイックミラーで構成されたマルチチャネル分光映像システムを提案し，波長帯域を分割する光学系を設計した．設計には，最適化アルゴリズムである遺伝的アルゴリズムと進化戦略を用いた．より短いCPU時間でよい結果を得るために，進化戦略を改良し，適応的に突然変異率を変化させる適応化進化戦略を提案し，それぞれのアルゴリズムによる光学系の設計結果を比較した．どのアルゴリズムでも解は同じものが得られたが，進化戦略の方が遺伝的アルゴリズムよりも速くよい結果に収束した．最後に，本手法で得られた8波長帯域分割装置を用いて，白色短パルス光の分光画像測定実験を行い，本手法が短時間に起こる現象の解明に有用であることを確認することができた．

本章では，8波長帯域分割装置の設計にとどまったが，高速現象が対象で，さらに多くの波長帯域を持つ分光画像を必要とする分野もある．本手法で波長帯域数に制限を与えているものは，ダイクロイックミラーの配置設計の困難さと，ダイクロイックミラーの光学的性能の限界である．現在，ダイクロイックミラーの反射率，透過率特性の立ち上がり幅は20～30nmが限界といわれているため，波長帯域数は16から32程度が上限である．また，波長帯域数が大きい場合には，非常に複雑になる配置設計問題に対して，より効率良く最適化を行う強力な最適化アルゴリズムが必要となる．１６波長帯域分割光学系の設計に対しては，本研究で扱った遺伝的アルゴリズム，進化戦略，及び適応化進化戦略の適用を試みた．ほとんどの出力画像が1面に出力され，残りの数枚の画像が他の面に出力される系が設計できた．この系に対して，一部の鏡の向きを変えるなどのわずかな変更を加えることで，全ての出力画像が1面に出力される系が設計できたが，出力画像密度や総光路長の評価項目で8波長帯域分割光学系ほど良い結果は得られなかった．出力画像密度を上げるためには，複数の大きさのブロックを組み合わせるなどの工夫が必要である．また，鏡やレンズも組み入れることができれば，より条件にあった波長分割光学系が作製できるであろう．そのような複雑な波長分割光学系の最適な配置を適度な時間で求めることができるようになれば，より多くの波長帯域数に分割する光学系も設計できるであろう．

第5章　並列型高速分光映像法の信号対雑音比

5.1　緒言

本章では,本研究で提案した二種類の並列型高速分光映像法の信号対雑音比を考察し,レンズアレイと干渉フィルタアレイを組み合わせた標準的な手法と比較する[63].計測時間に制限のない一部の計測においては,計測時間を十分長く取ることにより信号対雑音比を上げることができる.しかし,一般に計測時間に制限が加わることは多く,特に高速現象を短時間で計測する場合には,計測時間が非常に短く限られるため,信号対雑音比の高い手法を用いる必要がある.

本章においても,第1章における従来の分光映像法の信号対雑音比解析手法と同様に,光子雑音が支配的な測定と,検出器雑音が支配的な測定の場合のみを考える.比較のため,雑音に関する仮定と,分光画像の測定条件も第1章と同じとする.ただし,本章で考察する高速分光映像法は,どれも走査が不必要で,各画素とも全観測時間をかけて観測できるので,1画素あたりの観測時間は,全観測時間Tとなる.本研究で提案した高速分光映像法と比較するために,まず,標準的な従来の手法として,波長帯域選択フィルターを並列に並べた多重像波長帯域選択型分光映像法を§5.2において取り上げ,その信号対雑音比を求める.次に,多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比(§5.3)と,ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比(§5.4)を導出する.§5.5において,それぞれの比較を行い,§5.6では,多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法,ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比を実験的に比較する.

5.2　多重像帯域選択型分光映像法の信号対雑音比

多重像帯域選択型分光映像法は,帯域選択型分光映像法を基本とした,高速計測が可能な分光映像法である.第1章と同様に,分光画像の測定は,空間方向,波数方向にそ

れぞれN_ξ, N_η, N_ν点のサンプリングを行うと考える．測定物体の分光画像はそれぞれM_ξ, M_η, M_ν点からなる直方体の領域内で一様なパワースペクトル密度を持ち，それ以外の領域でのパワースペクトル密度はゼロとする．光学系の瞳に入射する単位時間当たりの平均光子数をPとする．全ての場合について，Pが一定であるものとして，信号対雑音比を比較する．図5.1に，多重像帯域選択型分光映像法の光学系を示す．多重像帯域選択型分光映像法では，レンズアレイの後ろに帯域選択フィルターをアレイ状に並べ，物体の多重像を各フィルターに入射させる．まず，入射光束は，N_ν個の多重像に分配され，それぞれの$1/M_\nu$の光量がフィルターを透過して検出器に到達し，さらに$M_\xi M_\eta$個の検出器要素に広がる．光学系の強度透過率をt_{MB}，検出器の量子効率をαとすると，光学像が存在する領域での単位時間当たりの平均検出光電子数は，

$$I_0[\mathrm{MB}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{MB}} P}{M_\xi M_\eta M_\nu N_\nu}, \tag{5.1}$$

となる．

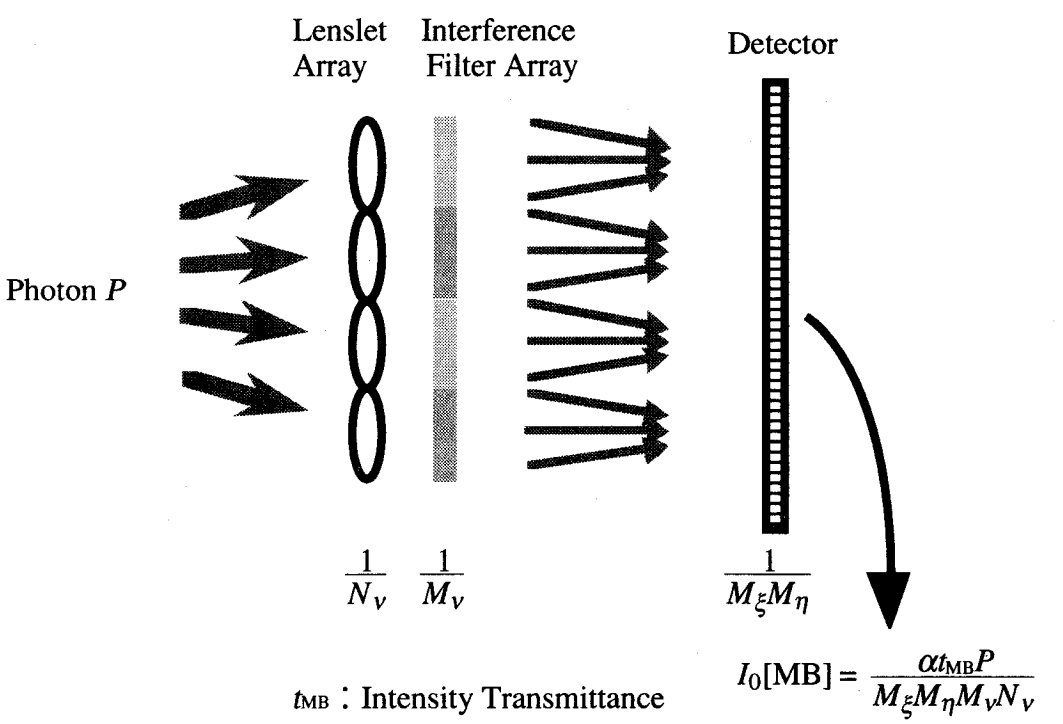


図5.1　多重像波長帯域選択型分光映像法

A　光子雑音が支配的な場合

光子雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比は，式 (1.2) ，(5.1) から，

$$\rho_{\mathrm{p}}[\mathrm{MB}] = \sqrt{\frac{\alpha t_{\mathrm{MB}} PT}{M_\xi M_\eta M_\nu N_\nu}}, \tag{5.2}$$

と求められる．

B　検出器雑音が支配的な場合

検出器雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比は，式 (1.3) ，(5.1) から，

$$\rho_{\mathrm{d}}[\mathrm{MB}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{MB}} P\sqrt{T}}{n_0 M_\xi M_\eta M_\nu N_\nu}, \tag{5.3}$$

と求められる．

5.3　多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比

多重像フーリエ分光映像法において，両側インターフェログラムを用いて，スペクトルチャネル数N_νの分光画像を計測する場合には，インターフェログラムのサンプリング点数は$2N_\nu$点必要である．図5.2に，多重像フーリエ分光映像法の光学系を示す．検出器まで到達した光束は，$2N_\nu$個の多重像に分配され，さらに，それぞれが$M_\xi M_\eta$個の検出器要素に一様に広がる．光学系の強度透過率をt_{MF}とすると，光学像が存在する領域での単位時間当たりの平均検出光電子数は，

$$I_0[\mathrm{MF}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{MF}} P}{2M_\xi M_\eta N_\nu}, \tag{5.4}$$

となる．

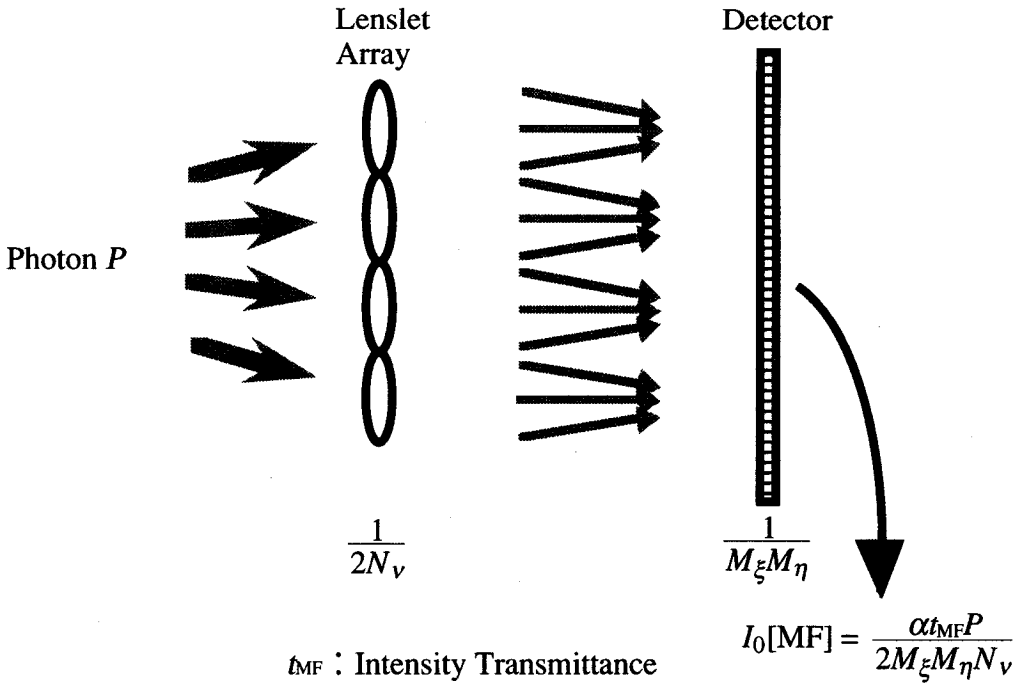


図5.2　多重像フーリエ分光映像法

A　光子雑音が支配的な場合

光子雑音が支配的な場合のインターフェログラム画像の信号対雑音比は，式 (1.2)，(5.4) から，

$$\rho_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{i})}[\mathrm{MF}] = \sqrt{\frac{\alpha t_{\mathrm{MF}} PT}{2M_\xi M_\eta N_\nu}}, \tag{5.5}$$

となる．分光画像の信号対雑音比は，これを式 (1.4) に代入して，

$$\rho_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})}[\mathrm{MF}] = \frac{\sqrt{\alpha t_{\mathrm{MF}} PT}}{M_\nu \sqrt{2M_\xi M_\eta}}, \tag{5.6}$$

と求められる．

B　検出器雑音が支配的な場合

検出器雑音が支配的な場合のインターフェログラム画像の信号対雑音比は，式 (1.3)，(5.4) から，

$$\rho_{\mathrm{d}}^{(\mathrm{i})}[\mathrm{MF}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{MF}} P\sqrt{T}}{2n_0 M_\xi M_\eta N_\nu}, \tag{5.7}$$

となる．分光画像の信号対雑音比は，これを式 (1.4) に代入して，

$$\rho_{\mathrm{d}}^{(\mathrm{s})}[\mathrm{MF}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{MF}} P\sqrt{T}}{2n_0 M_\xi M_\eta M_\nu \sqrt{N_\nu}}, \tag{5.8}$$

と求められる．

5.4　ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比

ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法では，各波数帯域での画像が異なる位置に配置され，同時に検出される．図5.3に，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の光学系を示す．入射光子は，多段に組み合わされたダイクロイックミラーによって，N_ν個の帯域に分割される．パワースペクトル密度が存在するM_ν個の波数帯域における光子は，それぞれの帯域の出力面のみに到達し，さらに，それぞれが検出器上で$M_\xi M_\eta$個の物体像画素に広がる．測定波数域にわたる光学系の平均透過率をt_{DM}とすると，光学像が存在する領域での単位時間当たりの平均検出光電子数は，

$$I_0[\mathrm{DM}] = \frac{\alpha t_{\mathrm{DM}} P}{M_\xi M_\eta M_\nu}, \tag{5.9}$$

となる．

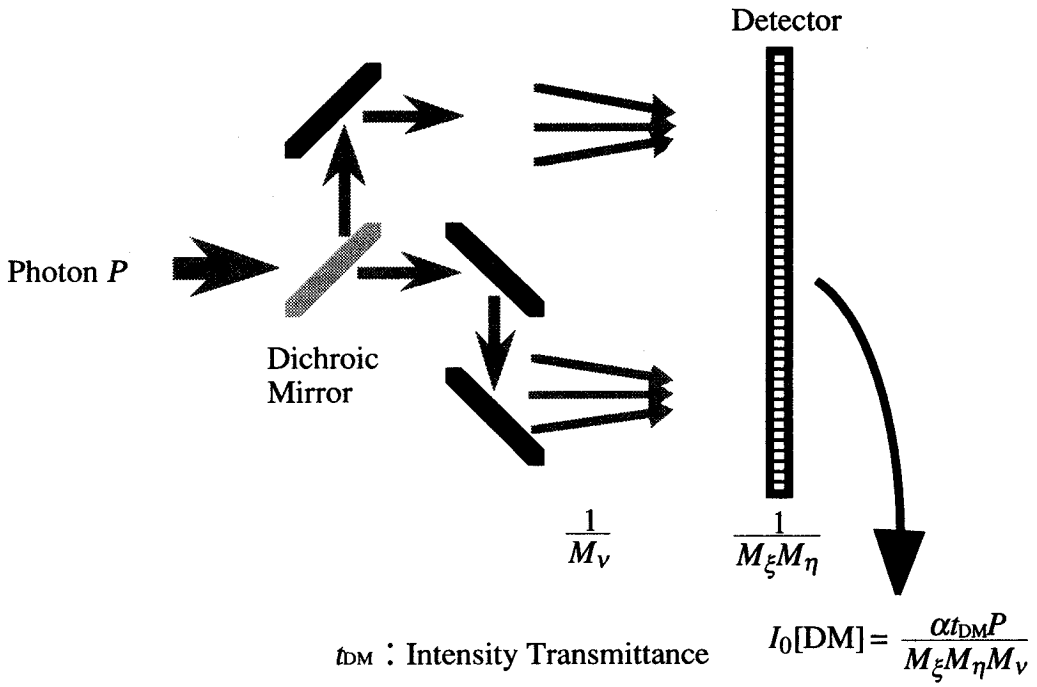


図5.3　ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法

A　光子雑音が支配的な場合

式 (1.2) , (5.9) から，光子雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比は，

$$\rho_p[\mathrm{DM}] = \sqrt{\frac{\alpha t_{DM} PT}{M_\xi M_\eta M_\nu}}, \tag{5.10}$$

と求められる．

B　検出器雑音が支配的な場合

式 (1.3) , (5.9) から，検出器雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比は，

$$\rho_d[\mathrm{DM}] = \frac{\alpha t_{DM} P\sqrt{T}}{n_0 M_\xi M_\eta M_\nu}, \tag{5.11}$$

と求められる．

5.5　信号対雑音比の比較

光子雑音が支配的な場合と，検出器雑音が支配的な場合における，並列画像型高速分光映像法の信号対雑音比を表5.1に示す．比較のために，多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比が1となるように規格化してある．簡単のために，検出器の量子効率αは1とした．

表5.1　各高速分光映像法の信号対雑音比

Dominant Noise	Multiple-Image Band-Selective Spectral Imaging	Multiple-Image Fourier Transform Spectral Imaging	Multichannel Spectral Imaging Using Dichroic Mirrors
Photon Noise	1	$\sqrt{\frac{t_{MF}N_v}{2t_{MB}M_v}}$	$\sqrt{\frac{t_{DM}N_v}{t_{MB}}}$
Detector Noise	1	$\frac{t_{MF}\sqrt{N_v}}{2t_{MB}}$	$\frac{t_{DM}N_v}{t_{MB}}$

A　光子雑音が支配的な場合

光子雑音が支配的な場合は，$N_v > \sqrt{\frac{t_{MB}}{t_{DM}}}$かつ$M_v > \frac{t_{MF}}{2t_{DM}}$のとき，ダイクロイックミラー型分光映像法の信号対雑音比が一番高い．多重像フーリエ分光映像法の光学系の強度透過率t_{MF}を0.5，その他の分光映像法の光学系の強度透過率を1とした理想的な場合を考えると，$N_v > 1$，$M_v > 1/4$の場合にダイクロイックミラー型の信号対雑音比が一番高い．つまり，測定波数チャネル数が1以上で，物体光のスペクトルチャネル数が1以上の通常の計測においては，ダイクロイックミラー型の信号対雑音比が一番高い．次に，多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法とを比較すると，$N_v/M_v > 4$の場合は，多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比の方が高い．つまり，物体光のスペクトル幅が観測帯域幅に比べて狭い場合には，多重像フーリエ分光映像法が，広い場合には，多重像波長帯域選択型分光映像法が有利である．

B　検出器雑音が支配的な場合

検出器雑音が支配的な場合は，$N_\nu > \frac{t_{MB}}{t_{DM}}$かつ$N_\nu > \left(\frac{t_{MF}}{2t_{DM}}\right)^2$のとき，ダイクロイックミラー型分光映像法の信号対雑音比が一番高い．多重像フーリエ分光映像法の光学系の強度透過率t_{MF}が0.5，その他の分光映像法の光学系の強度透過率が1である理想的な場合を考えると，$N_\nu > 1$の場合にダイクロイックミラー型の信号対雑音比が一番高い．つまり，検出器雑音が支配的な場合においても，通常の計測ではダイクロイックミラー型の信号対雑音比が一番高い．多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法とを比較すると，$N_\nu > 16$の場合は，多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比が高い．つまり，観測波長チャネル数が多い計測の場合は多重像フーリエ分光映像法が，少ない場合は多重像波長帯域選択型分光映像法が有利である．

最後に，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の光学系の強度透過率を検討する．光学系の強度透過率t_{DM}は，主にダイクロイックミラーの透過率と反射率によって決まり，理想的には1であるが，実際は1よりも小さな値である．ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法では，光は多数のダイクロイックミラーを通過するため，それぞれのダイクロイックミラーの強度透過率と反射率が累積されて全体の強度透過率に影響を及ぼす．各ダイクロイックミラーの，透過波長帯域の光に対する強度透過率をtとする．簡単のために，反射波長帯域の光に対する強度反射率もtであるとする．N_ν点のスペクトル帯域に分割されるために光が透過または反射するダイクロイックミラーの枚数は$\log_2 N_\nu$枚であるので，

$$t_{DM} = t^{\log_2 N_\nu} = N_\nu^{\log_2 t}, \tag{5.12}$$

の式が成り立つ．例として，$N_\nu = 16$の場合を考える．$t = 0.9$のときには，$t_{DM} = 0.73$，$t = 0.95$のときには，$t_{DM} = 0.81$となる．$N_\nu = 16$，$t_{MB} = 0.9$，$t_{MF} = 0.5$，$t_{DM} = 0.73$の場合で，各分光映像法の信号対雑音比を比較する．光子雑音が支配的な場合は，$M_\nu > 0.38$のとき，検出器雑音が支配的な場合はつねに，ダイクロイックミラー型分光映像法の信号対雑音比が一番高い．つまり，現実に実現可能なダイクロイックミラーの強度透過率を考慮した

場合でも，ほとんどの場合にダイクロイックミラー型分光映像法の信号対雑音比が高いことになる．

5.6　信号対雑音比の比較実験

次に，信号対雑音比を調べる実験を行った．まず，多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法とを，可視光領域の中央付近にあたる波長550nmでの画像の信号対雑音比で比較した．測定対象物体は，黄緑色の折り紙の23mm × 23mmの領域をタングステンハロゲンランプで一様に照明したものである．

A　光子雑音が支配的な場合

まず始めに検出器の雑音特性を調べた．検出器は画素数1035 × 1320点の濃度階調12bitsのCCDディジタルカメラ（Xillix社，MicroImager 1400）を用いた．同じ入射光強度で100枚の画像を測定し，その標準偏差を調べ雑音成分とした．ND (Neutral Density) フィルターを用いて入射光強度を変化させ，それぞれの入射光強度での標準偏差を調べた．その結果を図5.4に示す．図中の点線は$n \propto \sqrt{I}$の直線（ここで，nは雑音成分，Iは入力光強度）である．図より，入射光強度が小さいところを除いて，標準偏差は入射光強度の平方根にほぼ比例していることが分かる．このことから，この検出器は光子雑音が支配的とみなすことができる．この検出器を用いて，多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法の2つの手法を用いて，物体の分光画像を20枚測定した．多重像波長帯域選択型分光映像法は，550nm付近での波長分解能が多重像フーリエ分光映像法とほぼ等しい干渉フィルターを用い，このフィルターを透過した多重像のうちの一つを，3次元データとしての分光画像の550nmにおける2次元の断面と想定した．波長550nmでの各空間画素において，20回の測定の平均強度を信号成分とし，その標準偏差を雑音成分として信号対雑音比を求めた．物体上で21 × 21点の領域内の各点における信号対雑音比のヒストグラムを，図5.5に示す．多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比の平均は49.1，多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比の平均は38.9となり，多重像フーリエ分光映像法の方が約1.26倍高いことが分かった．この測定の条件下では，$N_\nu = 40$，$M_\nu = 12$，t_{MF} / t_{MB}=0.86であり，表5.1からは，多重像フーリエ分光映像

法の信号対雑音比は，多重像波長帯域選択型分光映像法の1.20倍になるはずである．実験の結果は，この値にほぼ等しいということができる．

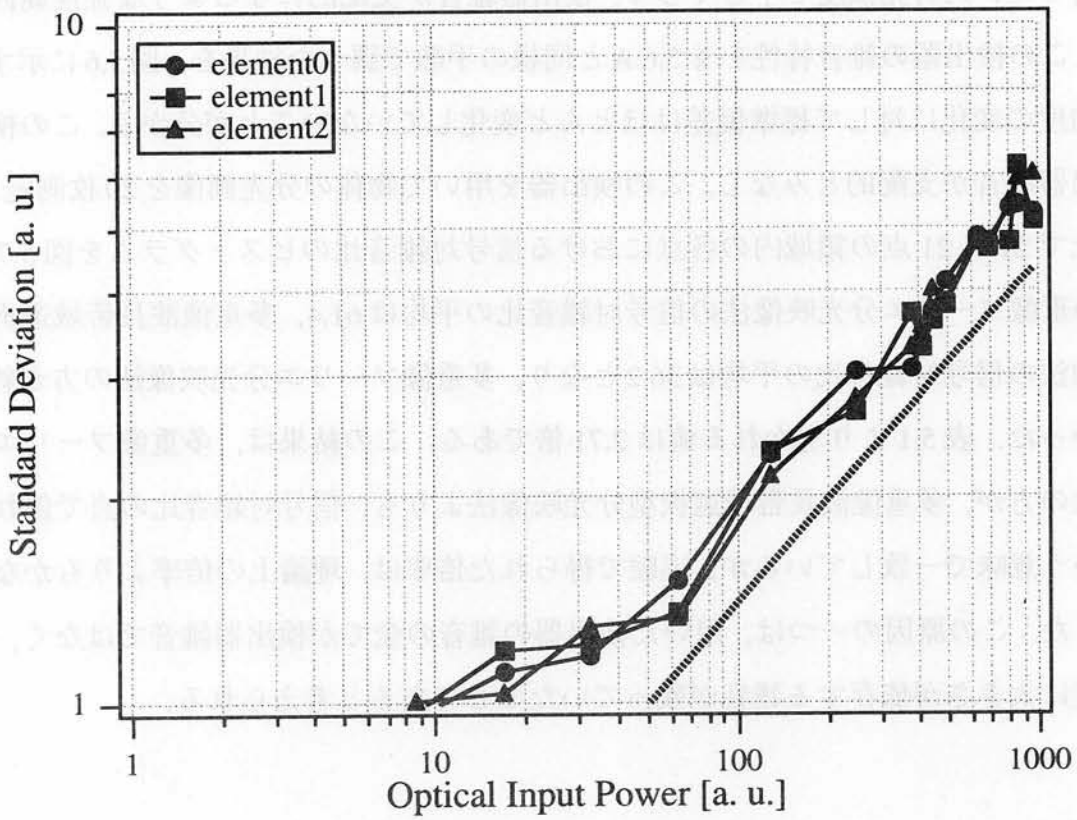


図5.4　検出器の雑音特性

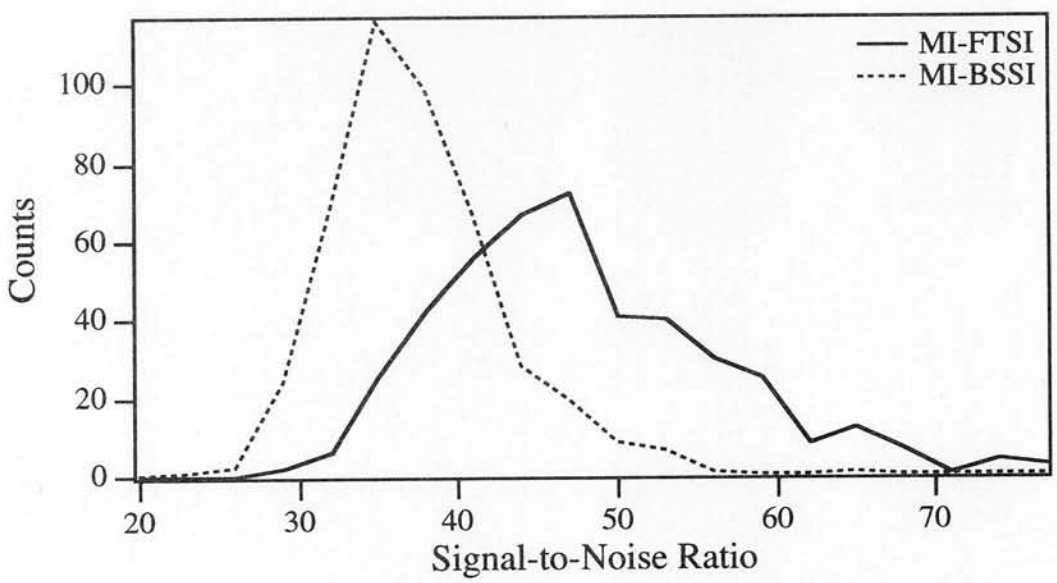


図5.5　光子雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比のヒストグラム

B　検出器雑音が支配的な場合

次に，異なるCCDカメラ（NEC，TI-22P）を用いて，検出器雑音が支配的な場合の測定を行った．入射光強度を小さくして，検出器雑音が支配的になるような強度範囲で用いた．この検出器の雑音特性を§ 5.6.Aと同様の手順で調べた結果を，図5.6に示す．入射光強度の変化に対して標準偏差はほとんど変化していないことが分かる．この検出器は検出器雑音が支配的とみなし，この検出器を用いて物体の分光画像を20枚測定した．物体上で21 × 21点の領域内の各点における信号対雑音比のヒストグラムを図5.7に示す．多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比の平均は61.4，多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比の平均は36.2となり，多重像フーリエ分光映像法の方が約1.70倍高かった．表5.1より導かれる値は2.71倍である．この結果は，多重像フーリエ分光映像法の方が，多重像波長帯域選択型分光映像法よりも，信号対雑音比の点で優れているという意味で一致しているが，実験で得られた倍率は，理論上の倍率よりもかなり小さかった．この原因の一つは，用いた検出器の雑音の全てが検出器雑音ではなく，入射光強度に大きさが依存する雑音が残っていたことであると考えられる．

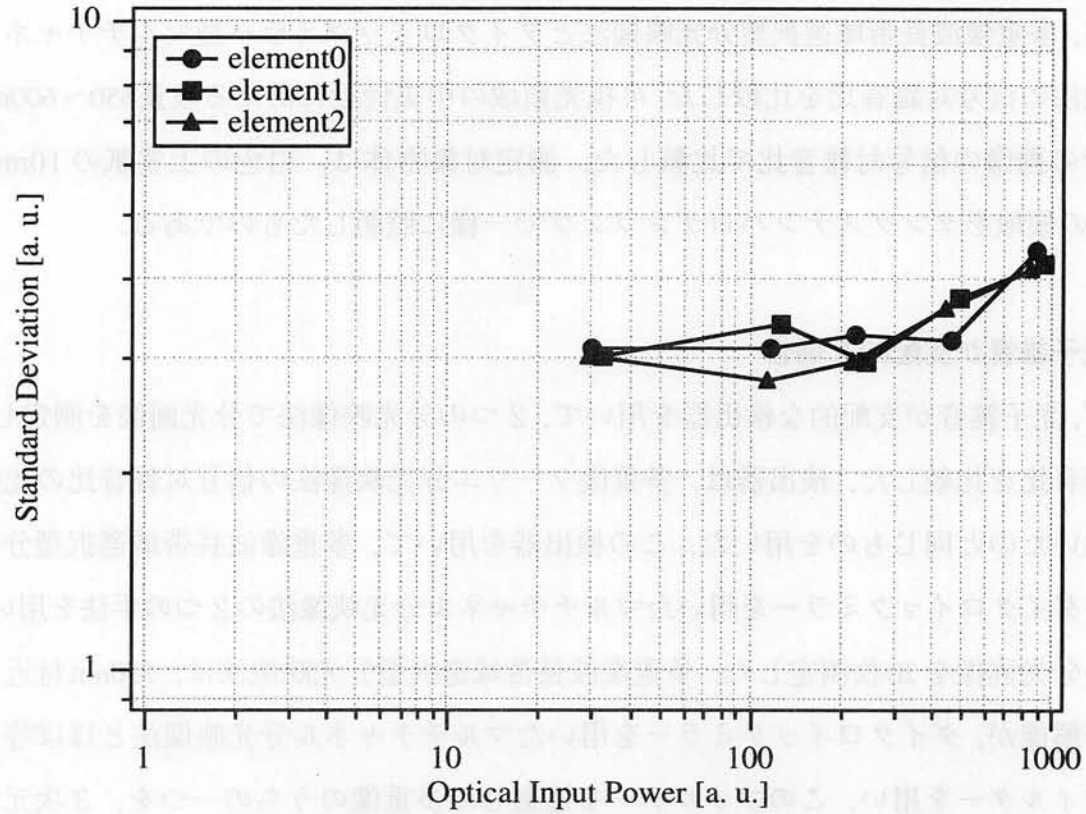


図 5.6　検出器の雑音特性

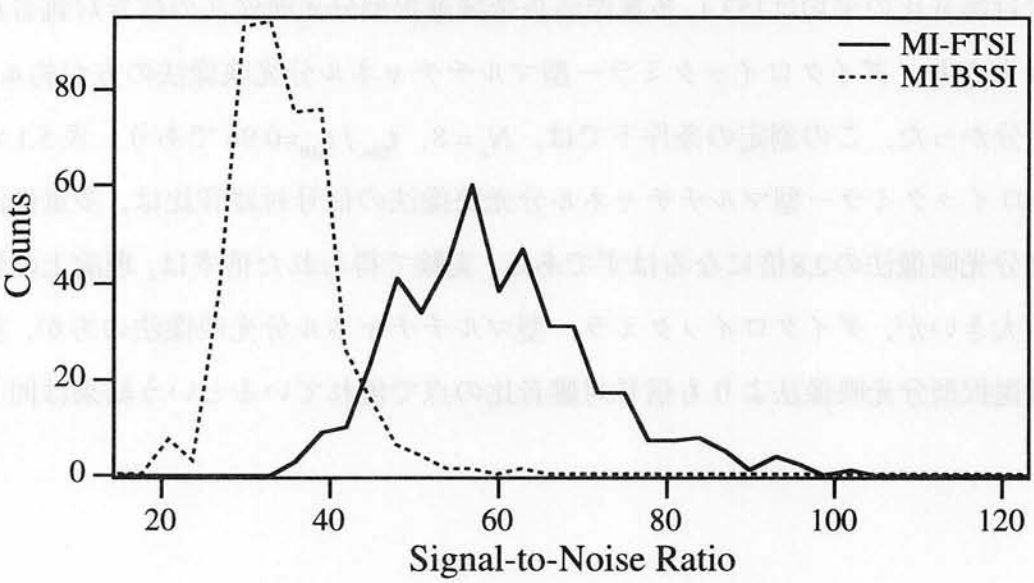


図 5.7　検出器雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比のヒストグラム

次に，多重像波長帯域選択型分光映像法とダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比を比較した．可視光領域の中央付近にあたる波長550～600nmの帯域での画像の信号対雑音比で比較した．測定対象物体は，白色の上質紙の10mm×10mmの領域をタングステンハロゲンランプで一様に照明したものである．

A　光子雑音が支配的な場合

まず，光子雑音が支配的な検出器を用いて，2つの分光映像法で分光画像を測定し，信号対雑音比を比較した．検出器は，多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比の比較実験で用いたのと同じものを用いた．この検出器を用いて，多重像波長帯域選択型分光映像法とダイクロイックミラーを用いたマルチチャネル分光映像法の2つの手法を用いて，物体の分光画像を20枚測定した．多重像波長帯域選択型分光映像法は，550nm付近での波長分解能が，ダイクロイックミラーを用いたマルチチャネル分光映像法とほぼ等しい干渉フィルターを用い，このフィルターを透過した多重像のうちの一つを，3次元データとしての分光画像の550～600nmにおける2次元の断面と想定した．波長550～600nmでの各空間画素において，20回の測定の平均強度を信号成分とし，その標準偏差を雑音成分として信号対雑音比を求めた．物体上で21×21点の領域内の各点における信号対雑音比のヒストグラムを，図5.8に示す．ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比の平均は153.1，多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比の平均は36.4となり，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の方が約4.2倍高いことが分かった．この測定の条件下では，$N_v = 8$，t_{DM} / t_{MB}=0.96であり，表5.1からは，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比は，多重像波長帯域選択型分光映像法の2.8倍になるはずである．実験で得られた倍率は，理論上の倍率よりも若干大きいが，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の方が，多重像波長帯域選択型分光映像法よりも信号対雑音比の点で優れているという結果は同じである．

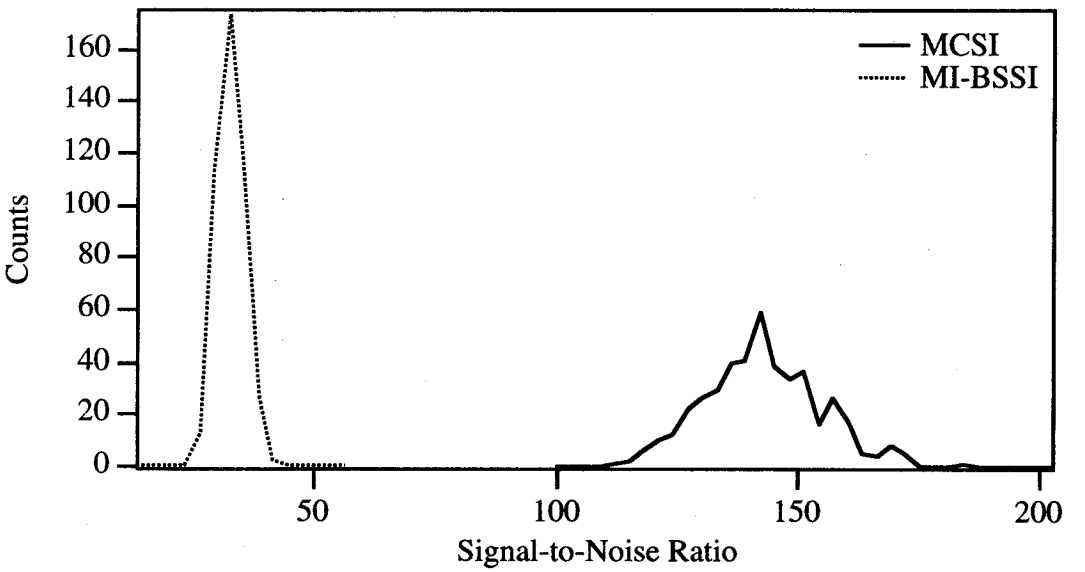


図5.8　光子雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比のヒストグラム

B　検出器雑音が支配的な場合

次に，検出器雑音が支配的な検出器を用いて，検出器雑音が支配的な場合の分光画像の信号対雑音比を測定した．検出器は，多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比の比較実験で用いたのと同じものを用いた．この検出器を用いて物体の分光画像を20枚測定した．ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比の平均は326.6となった．多重像波長帯域選択型分光映像法では，強度が非常に弱かったため，信号対雑音比の測定は行えなかった．表5.1より導かれる信号対雑音比の倍率は7.7倍である．この値と実験結果の値とを比較することはできないが，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の方が，多重像波長帯域選択型分光映像法よりも，信号対雑音比の点で優れているということはいえる．

5.7　結言

本章では，並列型高速分光映像法の信号対雑音比を導出し，比較した．その結果，光子雑音が支配的な場合と，検出器雑音が支配的な場合のどちらでも，測定スペクトルチャネル数が1以上の通常の計測の場合，ダイクロイックミラー型分光映像法の信号対雑音比が一番高いことが分かった．光子雑音が支配的な場合は，物体光のスペクトル幅が観測帯域幅に比べて狭い場合には，多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比が，広

い場合には，多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比が2番目に高く，検出器雑音が支配的な場合は，観測スペクトルチャネル数が多い計測の場合は多重像フーリエ分光映像法が，少ない場合は多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比が2番目に高いことを示した．また，多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フーリエ分光映像法，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比を実験的に比較し，それぞれ，多重像フーリエ分光映像法，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比の方が多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比よりも高いことを示した．

総括

本論文では，信号対雑音比の高い高速分光画像計測を目的として，画像を複製し，並列に処理する新しい分光映像法とその実現方法を提案し，試作した分光映像装置を用いて高速現象の分光画像計測に適用し，その有用性を確かめた．提案した並列型高速分光映像法の信号対雑音比を導出し，従来の高速分光映像法の信号対雑音比との比較を行うことにより，提案した並列型高速分光映像法の優位性の根拠を示し，実験によりその確認を行った．以下，本研究で得られた成果を各章毎に総括し，今後の研究課題について述べる．

第1章では，従来の分光映像法を概観した．代表的な分光映像法の原理を述べ，それぞれの信号対雑音比を示し，各分光映像法の信号対雑音比を互いに比較した．従来の分光映像法では，計測時に走査を行う必要があるため，多くの場合，高速現象の分光画像測定が不可能であることを指摘した．

第2章では，高速な分光画像計測が可能な手法として，多重像フーリエ分光映像法を提案した．マイケルソン干渉計を用いたシステムの例を用いて原理を説明し，空間分解能及びスペクトル分解能の理論限界を示した．分光画像の空間チャネル数とスペクトルチャネル数との積はレンズの個数には依存せず，撮像素子の全要素数によって決まることを示した．次に，光学素子の製造誤差等により，干渉信号に光路差誤差が含まれる場合の，分光画像の再構成法を提案した．原理確認実験と高速回転物体の分光画像測定実験を行い，空間チャネル数が36 × 52，スペクトルチャネル数が32，波数間隔と時間幅が各々357cm^{-1}と1μsの分光画像を測定することができることを確認した．測定された分光画像が正しいことを確認するために，物体を静止させた状態で，像面フーリエ分光映像法により分光画像を計測し，多重像フーリエ分光映像法により計測された分光画像とよく一致することを示した．

第3章では，くさび形液晶偏光干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像法を考案した．

従来のマイケルソン干渉計を用いる手法よりも液晶偏光干渉計を用いる方が，容易に大口径の装置を高精度に作成することが可能である．このシステムを液体のレーザーアブレーションの分光画像の測定に適用した実験結果についても述べた．本手法によって，空間チャネル数が60 × 56，スペクトルチャネル数が40，波数間隔と時間幅が各々538cm^{-1}と1μsの分光画像を測定することができた．測定された時間分解分光画像から，プルームの形態変化や位置によるスペクトルの違いを同時に知ることができ，フェナントレン／エタノール溶液におけるレーザーアブレーションでは，光熱過程が支配的であるという説を支持する結果を得た．

第4章では，信号対雑音比の高い高速分光映像法として，多数のダイクロイックミラーを多段に組み合わせたマルチチャネル分光映像法を提案した．まず初めに原理を述べ，進化的アルゴリズムを用いて，使用目的，環境に対して最適なダイクロイックミラーの配置を設計する方法について説明した．進化的アルゴリズムのうち，遺伝的アルゴリズムと進化戦略を用いて設計した結果を示し，解の評価と設計時間の比較を行った．最後に，本手法で得られた8波長帯域分割装置を試作し，白色短パルス光の分光画像測定実験を行い，空間チャネル数が300 × 300，時間幅200 fsの分光画像を測定することに成功した．これにより，白色短パルス光のニアフィールド分光画像の知見を初めて得ることができた．

第5章では，本研究で提案した並列型高速分光映像法の信号対雑音比を導出し，従来の標準的高速分光映像法である多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比との比較を行った．光子雑音が支配的な場合と，検出器雑音が支配的な場合について比較を行い，観測スペクトルチャネル数が1以上の通常の計測の場合，常にダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比が一番高いことを明らかにした．光子雑音が支配的な状況下では，物体光のスペクトル幅が観測帯域幅に比べて狭い場合には多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比が，逆に広い場合には，多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比が，各々2番目に高いことを示した．検出器雑音が支配的な状況では，観測スペクトルチャネル数が多い計測の場合は多重像フーリエ分光映像法の信号対雑音比が，少ない場合は多重像波長帯域選択型分光映像法の信号対雑音比が，各々2番目に高いことを示した．また，多重像波長帯域選択型分光映像法と多重像フー

リエ分光映像法，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比を実験的に比較し，理論通り，多重像フーリエ分光映像法，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比の方が高いことを示した．多重像波長帯域選択型分光映像法とダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比も実験的に比較し，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法の信号対雑音比の方が高いことを示した．

本研究で提案した分光映像法は，いずれも分光画像の再構成に必要な全てのデータを瞬時に取得するため，高速現象の分光画像測定が可能である．測定の時間分解能は照明光や検出器の時間分解能によって制限される．提案された３種類の分光映像装置の特徴を以下に列記する．

１．マイケルソン干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像装置は，ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法よりもスペクトル分解能，あるいは波数分解能の高い測定の実現が容易である．光路差のサンプリング間隔は，鏡の傾き角を変化させればよいので，測定可能な最大波数を柔軟に変化させることができる．しかし，大口径の光学素子を必要とするという欠点がある．大口径で高精度の光学素子，特に，ビームスプリッタの作製は困難とされており，ビームスプリッタの製造誤差が大きい場合には，スペクトルを正しく再生することができない．また，レンズアレイを構成する個々のレンズによる像が合同でなければならないため，レンズ間に視差が生じるような奥行きのある物体の測定は難しい．

２．くさび型液晶偏光干渉計を用いた多重像フーリエ分光映像装置は，共通光路型の干渉計を用いているため，光学素子の作製精度に対する許容度は高い．加えて，液晶偏光干渉計はマイケルソン干渉計よりも高い精度で作製することが容易であり，大口径化し易く，光路差誤差が小さいため，再生スペクトルの精度が高い．しかし，本装置でもレンズアレイを用いているため，マイケルソン干渉計を用いた装置と同様に視差の問題が存在する．また，液晶の欠陥や劣化があると，液晶層が白濁して光量が落ちる．欠陥が不均一な場合には，再生分光画像の精度に影響が出る．

３．ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像装置は，信号対雑音比が非常に高いため，入射光量の少ない測定に適している．分光画像再生に複雑な計算が必要なく，

計測が簡便に行える．さらに，光の入射部分が１つの開口に限定されているため，各波長帯域の画像間に視差がなく，奥行きのある物体の測定も可能である．しかし，配置設計の困難さと，ダイクロイックミラーの分離波長における反射率，透過率の立ち上がり幅の製造上の限界のため，スペクトル分解能の高い装置の作製は難しい．実際にダイクロイックミラーを作製する際には，分離波長の精度は±2.5nm程度，反射率，透過率特性の立ち上がり幅は20～30nmが限界といわれているため，可視光領域を等間隔に分割する場合，現時点では16帯域か，32帯域程度が分割数の上限となる．

今後の課題としては，まず，空間・波数分解能の向上が残されている．本研究では，３次元情報である分光画像の計測に必要な全てのデータを，２次元検出器を用いて瞬時に測定するために，画像を複製し，それぞれに異なる情報を持たせて並列に検出する方法を２つ提案した．そのため，提案されたどちらの手法でも，空間分解能と波数分解能との積は，検出器の要素数により制限される．空間・波数分解能の高い分光画像を測定するために，より高い空間分解能，量子効率を持つ検出器製造技術の進歩が期待される．ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法では，高波数分解能化につれて設計，製作の困難さの問題も生じる．本研究では，８波長帯域分割装置の設計にとどまったが，さらに多くの波長帯域数に分割する装置が要求される応用分野も存在する．分割数が多くなるほど問題の解空間は広く，複雑になる．また，出力画像密度を上げるために，複数の大きさのブロックを組み合わせたり，レンズも組み入れることが効果的と考えられる．このような他種類の要素の組み合わせとなる複雑な配置設計問題に対して，より効率良く最適化を行う強力な最適化アルゴリズムが望まれる．また，分光画像の測定精度を向上させるために，高精度の光学部品製造技術が不可欠である．多重像フーリエ分光映像法においては，干渉を利用するため，再生分光画像の精度に対する光学部品の製造精度の影響が大きい．ダイクロイックミラー型マルチチャネル分光映像法では，ダイクロイックミラーの分光強度透過率，反射率の立ち上がり幅が分解能の限界に影響を与える．より波長分解能と信号対雑音比の高い計測を行うためには，分光強度透過率や反射率のエッジが急峻で，透過・反射損失の少ないダイクロイックミラーの製造技術の開発が必要である．さらに，測定法の高速性を存分に発揮するために，高速検出器や，高速光シャッター，白色短パルス光の生成・制御技術の発展も望まれる．

謝辞

本研究は，大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻において，伊東一良教授，一岡芳樹教授の御指導の下に行ったものである．終わりに臨み，終始懇切なる御指導と御助言を賜りました伊東，一岡両教授に深く感謝の意を表すと共に厚く御礼申し上げます．

本学大学院工学研究科増原宏教授，ならびに河田聡教授には，本論文作成にあたり細部にわたり御検討頂き，貴重な御意見を頂きました．ここに深く御礼申し上げます．

本学大学院工学研究科谷田純助教授には，貴重な御指導，御助言を頂きました．深く感謝致します．

井上卓博士（現浜松ホトニクス株式会社）には，応用物理学専攻在任中に親切な御指導，貴重な御指摘を頂きました．特に，実験の遂行や電子計算機に関して，親身に御指導を頂きました．深く感謝の意を表します．

本学大学院工学研究科助手小西毅博士には，日頃から温かい御助言を頂きました．心から御礼申し上げます．

本研究室の卒業生である吉森久博士（現古野電気株式会社），谷口正樹博士（現大阪工業技術研究所），長谷川玲博士（現 R2 Technology Inc.），津村徳道博士（現千葉大学工学部），的場修博士（現東京大学生産技術研究所）には，有益な御助言，御指導を頂きました．各氏に深く感謝致します．

第３章の実験を共に行った，坪井泰之博士（現京都工芸繊維大学助手）には，実験に多大な御協力を頂いただけでなく，常に温かく励まして頂きました．深く感謝致します．第４章の装置設計に関して，本研究室卒業生の橋本眞知子氏（現鉄道情報システム株式会社）には多大なる御協力を頂きました．心から感謝致します．また，本学大学院工学研究科助手朝日剛博士には，第４章の実験において御協力を頂きました．ここに深く感謝いたします．

６年間にわたる研究生活において，良き同輩として御助言をいただき，励ましていた

だいた粟辻安浩氏に心から感謝致します．

渡辺歴氏，池澤広一氏，坂本信幸氏，香川景一郎氏，佐々木亨氏，古谷祥雄氏には，本論文作成にあたり貴重な御意見と御協力を頂きました．各氏に感謝致します．

レンズアレイの作製にあたり，ミノルタ株式会社の升本久幸氏に御協力頂きました．液晶偏光干渉計の作製にあたり，シャープ株式会社の船田文明氏から，液晶材料の提供等多大な御協力を頂きました．ミノルタ株式会社の奥村勝氏には，ダイクロイックミラーの作製にあたり，貴重な御助言を頂きました．各氏に厚く御礼申し上げます．

本研究の遂行にあたって，日本育英会より奨学金を，日本学術振興会より研究奨励金を，文部省より科学研究費補助金を受けました．ここに深く感謝致します．

最後に，６年間の研究生活の中で，様々な形で御協力，御援助を頂いた研究室内外の皆様に深く感謝致します．

参考文献

[1] 黒田泰弘，江森康文，西村蹊二，奈須紀幸，竹内均，中島巌，沼田真，久居宣夫，*人工衛星写真リモートセンシング－地球資源探査の解析と応用－*（朝倉書店，東京，1977）.

[2] A.P. Cracknell, *Remote Sensing in Meteorology, Oceanography and Hydrology* (Ellis Horwood, 1981) .

[3] 會沢勝夫，”光感受性物質による病態部位の画像解析，” O plus E，No. 160, 75-82 (1993) .

[4] S. Andersson-Engels, J. Johansson, and S. Svanberg, "Medical diagnostic system based on simultaneous multispectral fluorescence imaging," Appl. Opt., **33**, 8022-8029 (1994) .

[5] S. Kikuchi and N. Ohyama, "Statistical spectrum discrimination for endoscopic imaging," Bioimaging, **3**, 25-34 (1995) .

[6] WM. H. Smith and K.M. Smith, "A polarimetric spectral imager using acousto-optic tunable filters," Experimental Astronomy, **1**, 329-343 (1991) .

[7] D.A. Glenar, J.J. Hillman, B. Saif, and J. Bergstralh, "Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing," Appl. Opt., **33**, 7412-7424 (1994) .

[8] L.W. Brown, B.E. Woodgate, M.M. Ziegler, P.J. Kenny, and R.J. Oliversen, "Goddard Space Flight Center astronomical Fabry-Perot imaging camera," Rev. Sci. Instrum., **65**, 3611-3615 (1994) .

[9] M. Pietikäinen, "Segmentation of color images using edge-preserving filters," *Advances in Image Processing and Pattern Recognition* (North-Holland, Amsterdam, 1986) .

[10] 眞鍋佳嗣，佐藤宏介，井口征士，”物体認識のためのスペクトル画像による材質の判別，” 信学論 D-II，**J79-D-II**, 36-44 (1996) .

[11] 中野恵一，小宮康宏，”マルチスペクトルカメラを用いた物体識別，” 応用物理，**65**，496-499（1996）.

[12] T.J. Manning and J.D. Winefordner, "A variable bandpass filter for ultraviolet/visible Fourier transform spectroscopy," Rev. Sci. Instrum., **61**, 1554-1557 (1990) .

[13] G. Vane, "First results from the Airborne Visible/Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS) ," Proc. SPIE, **834**, 166-174 (1987) .

[14] W.M. Porter and H.T. Enmark, "A system overview of the Airborne Visible/Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS) ," Proc. SPIE, **834**, 22-31 (1987) .

[15] M. Herring, J.E. Duval, and S.A. Macenka, "Development of the imaging spectrometer :

technical challenges and solutions," Proc. SPIE, **810**, 100-111 (1987) .

[16] V.V. Salomonson, W.L. Barnes, P.W. Maymon, H.E. Montgomery, and H. Ostrow, "MODIS : advanced facility instrument for studies of the earth as a system," IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing, **27**, 145-153 (1989) .

[17] 寺久保明久，安田嘉純，江森康文，" イメージングスペクトルメータの光学系，" 光学，**18**，693-699（1989）.

[18] N.A. Page, S.T. Smith, C.A. Sepulveda, and M.L. White, "Shuttle imaging spectrometer optics," Proc. SPIE, **810**, 112-116 (1987) .

[19] H.C. Borough, M. Wilke, "Wide band imaging spectrometer," Proc. SPIE, **1157**, 410-417 (1989) .

[20] T. Yokota, S. Sasaki, N. Kawashima, M. Hoshi, and S. Teii, "Development of a spectroscopically resolved multichannel image camera for a sounding rocket and satellite," Rev. Sci. Instrum., **59**, 2232-2234 (1988) .

[21] R. Burns, C.L. Baw, and V. Duval, "Lunar scout infrared detector (LSIRD) : simple low-cost imaging spectrometer," Proc. SPIE, **1874**, 164-175 (1993) .

[22] K. Itoh and Y. Ohtsuka,"Holographic spectral imaging," J. Opt. Soc. Am. A, **3**, 1239-1242 (1986) .

[23] W.A. Gault and G.G. Shepherd, "WAMDII - a wide angle Michelson Doppler imaging interferometer for Spacelab," Adv. Space Res., **2**, 111-114 (1983) .

[24] R.L. Hilliard and G.G. Shepherd, "Wide-angle Michelson interferometer for measuring doppler line widths," J. Opt. Sec. Am., **56**, 362-369 (1966) .

[25] G.G. Shepherd, W.A. Gault, D.W. Miller, Z. Pasturczyk, S.F. Johnston, P.R. Kosteniuk, J.W. Haslett, D.J. W. Kendall, and J.R. Wimperis, "WAMDII : wide-angle Michelson Doppler imaging interferometer for Spacelab," Appl. Opt., **24**, 1571-1584 (1985) .

[26] T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka,"Fourier-transform spectral imaging near the image plane," Opt. Lett., **16**, 934-936 (1991) .

[27] D.J. Lanteigne,"Imaging spectrometer based on white-light interferometry," Proc. SPIE, **1772**, 369-373 (1992) .

[28] K. Itoh, T. Inoue, T. Ohta, and Y. Ichioka,"Liquid-crystal imaging Fourier-spectrometer array," Opt. Lett., **15**, 652-654 (1990) .

[29] 太田隆志，井上卓，伊東一良，一岡芳樹，" 3層型液晶偏光干渉計による像面フーリエ分光映像法，" 第22回画像工学コンファレンス論文集，219-223（1991）

[30] P. Vermande, C. Buil, and F. Delbru,"Interferometric spectro-imager system (ISIS) ," Proc. SPIE, **810**, 117-124 (1987) .

[31] M. Harwit and N.J.A. Sloane, *Hadamard Transform Optics* (Academic Press, New York, 1979) .

[32] H. Sakai, "Doubly multiplexed Fourier Spectroscopy," J. Opt. Soc. Am., **73**, 1947 (1983) .

[33] M.D. Schaeberle, J.F. Turner II, P.J. Treado, "Multiplexed acousto-optic tunable filter (AOTF) spectral imaging microscopy," Proc. SPIE, **2173**, 11-20 (1994) .

[34] C.D. Tran and R.J. Furlan, "Acousto-optic tunable filter as a polychromator and its application in multidimensional fluorescence spectrometry," Anal. Chem., **64**, 2775-2782 (1992) .

[35] F.V. Bulygin, G.N. Vishnyakov, G.G. Levin, and D.V. Karpukhin, "Spectrotomography - a new method of obtaining spectrograms of 2-D objects," Opt. Spectrosc., **71**, 561-563 (1991) .

[36] T. Okamoto and I. Yamaguchi, "Simultaneous acquisition of spectral image information," Opt. Lett., **16**, 1277-1279 (1991) .

[37] Y. Bétrémieux, T.A. Cook, D.M. Cotton, S. Chakrabarti, "SPINR : two-dimensional spectral imaging through tomographic reconstruction," Opt. Eng., **32**, 3133-3138 (1993) .

[38] J.M. Davila and W.T. Thompson, "A rotating tomographic imager for solar extreme-ultraviolet/soft X-ray," The Astrophysical Journal, **389**, L91-L93 (1992) .

[39] T. Okamoto, A. Takahashi, and I. Yamaguchi, "Simultaneous acquisition of spectral and spatial intensity distribution," Appl. Spectrosc., **47**, 1198-1202 (1993) .

[40] M. Descour and E. Dereniak, "Computed-tomography imaging spectrometer : experimental calibration and reconstruction results," Appl. Opt., **34**, 4817-4826 (1995) .

[41] P.A. Bernhardt, "Direct reconstruction methods for hyperspectral imaging with rotational spectrotomography," J. Opt. Soc. Am. A, **12**, 1884-1901 (1995) .

[42] M. Gottlieb, J.D. Feichtner, J. Conroy, "Programmable acousto-optic filter - a device for multispectral optical processing," Proc. SPIE, **232**, 33-41 (1980) .

[43] I. Kurtz, R. Dwelle, and P. Katzka, "Rapid scanning fluorescence spectroscopy using an acousto-optic tunable filter," Rev. Sci. Instrum., **58**, 1996-2003 (1987) .

[44] T.-H. Chao, J. Yu, L.-J. Cheng, and J. Lambert, "Acousto-optic tunable filter (AOTF) imaging spectrometer for NASA applications : Breadboard demonstration," Proc. SPIE, **1347**, 655-663 (1990) .

[45] L.-J. Cheng, T.-H. Char, M. Dowdy, C.L. Baw, C. Mahoney, and G. Reyes, "Multispectral imaging systems using acousto-optic tunable filter," Proc. SPIE, **1874**, 224-231 (1993) .

[46] G.-H. Gao and Z. Lin, "Acousto-optic supermultispectral imaging," Appl. Opt., **32**, 3081-3086 (1993) .

[47] 内田龍男,” 液晶を用いた波長可変フィルター,” 応用物理, **64**, 451-456 (1995) .

[48] S.E. Harris and R.W. Wallace, "Acousto-optic tunable filter," J. Opt. Soc. Am., **59**, 744-747 (1969) .

[49] T. Yano and A. Watanabe, "Acoustooptic TeO_2 tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction," Appl. Opt., **15**, 2250-2258 (1976) .

[50] P.A. Gass and J.R. Sambles, "Accurate design of a noncollinear acousto-optic tunable

filter," Opt. Lett., **16**, 429-431 (1991) .

[51] R.W. Dixon, "Acoustic diffraction of light in anisotropic media," IEEE J. Quantum Electron., **QE-3**, 85-93 (1967) .

[52] I.C. Chang, "Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture," Appl. Phys. Lett., **25**, 370-372 (1974) .

[53] 田中文雄，金山光一，" 超音波偏向器とその使用法，" OPTRONICS, No.8, 38-45 (1982) .

[54] M.A. Sturgeon, Li-Jen Cheng, P.A. Durkee, M.K. Hamilton, J.F. Huth, C. Mahoney, R.C. Olsen, and G. Reyes, "Spectral and polarimetric analysis of hyperspectral data collected by an acousto-optic tunable filter system," Proc. SPIE, **2231**, 167-176 (1994) .

[55] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1975) .

[56] L. Mertz, *Transformations in Optics* (John Wiley and Sons, New York, 1965) .

[57] G. A. Vanasse and H. Sakai, *Progress in Optics VI*, ed. E. Wolf (North-Holland, New York, 1967) .

[58] 阪井清美，藤田茂，"「分光機器」第 2 講　干渉分光法，" 分光研究，34, 122-139 (1985) .

[59] T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Signal-to-noise ratios of Fourier-transform spectral-imaging in the image plane and pupil plane," Optik, **98**, 175-180 (1995) .

[60] E. Ribak, C. Roddier, F. Roddier, and J.B. Breckinridge, "Signal-to-noise limitations in white light holography," Appl. Opt., **27** 1183-1186 (1988) .

[61] A. Hirai, T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Application of parallel multipe-image Fourier transform spectral imaging to measurement of fast phenomena," Opt. Rev. **1**, 205-207 (1994) .

[62] 平井亜紀子，伊東一良，一岡芳樹，" 多重像フーリエ分光映像法とその時系列分光画像計測への応用，" 光学，**25**, 161-168 (1996) .

[63] E.E. Bell and R.B. Sanderson, "Spectral errors resulting from random sampling-position errors in Fourier spectroscopy," Appl. Opt., **11**, 688-689 (1972) .

[64] A. Zachor, "Drive nonlinearities : their effects in Fourier spectroscopy," Appl. Opt., **16**, 1412-1424 (1977) .

[65] R. Meynart, "Sampling jitter in Fourier-transform spectrometers : spectral broadening and noise effects," Appl. Opt., **31**, 6383-6388 (1992) .

[66] M. Forman, W.H. Steel, and G.A. Vanasse, "Correction of asymmetric interferograms obtained in Fourier spectroscopy," J. Opt. Soc. Am., **56**, 59-63 (1966) .

[67] L. Mertz, "Auxiliary computation for Fourier spectrometry," Infrared Phys., **7**, 17 (1967) .

[68] 武者利光，岡本良夫，*逆問題とその解き方*（オーム社，東京，1992).

[69] G. Strang, *Linear Algebra and its Applications* (Academic Press, New York, 1976) .
和訳　井上昭，*線形代数とその応用*（産業図書，東京，1978).

[70] OPTICAL GLASS カタログ，(住田光学).

[71] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," J. Opt. Soc. Am., **72**, 156-160 (1982) .

[72] T. Inoue, A. Hirai, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Compact spectral imaging system using liquid crystal for fast measurement," Opt. Rev., **1**, 129-131 (1994) .

[73] A. Hirai, Y. Tsuboi, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Interferometric spectral imaging of liquid in laser ablation," Rev. Sci. Instrum. (in press) .

[74] 辻内順平，*光学概論 I* (朝倉書店，東京，1989) .

[75] R. Srinivasan and W.J. Leigh, "Ablative photodecomposition : action of far-ultraviolet (193nm) laser radiation on poly (ethylene terephthalate) films," J. Am. Chem. Soc., **104**, 6784-6785 (1982) .

[76] R. Srinivasan and B. Braren, "Ultraviolet laser ablation and etching of polymethyl methacrylate sensitized with an organic dopant," Appl. Phys. A, **45**, 289-292 (1988) .

[77] D. Bäuerle, "Laser-induced formation and surface processing of high-temperature superconductors," Appl. Phys. A, **48**, 527-542 (1989) .

[78] M. Haruna, J. Tsutsumi, Y. Segawa, and H. Nishihara, "Epitaxial growth of $LiNbO_3$ optical-waveguide films by excimer laser ablation," Proc. SPIE, **2045**, 133-140 (1994) .

[79] T. Uchida, H. Sugimura, K. Kemnitz, N. Shimo, and H. Masuhara, "Fluorescent micropattern formation on polymer surface by laser ablation," Appl. Phys. Lett., **59**, 3189-3190 (1991) .

[80] 福村裕史，" レーザーによるポリマー表面の改質，" Petrotech, **17**, 390-395 (1994) .

[81] G.J. Jako, "Microscopic and endoscopic laser surgery," Med. Instrum., **17**, 407-408 (1983) .

[82] M.L. Wolbarsht, "Laser surgery : CO_2 or HF," IEEE J. Quantum Electron., **QE-20**, 1427-1432 (1984) .

[83] H. Loertscher, W.Q. Shi, and W.S. Grundfest, "Tissue ablation through water with erbium : YAG lasers," IEEE Trans. Biomed. Eng., **39**, 86-88 (1992) .

[84] J.T.C. Yeh, "Laser ablation of polymers," J. Vac. Sci. Technol. A, **4**, 653-658 (1986) .

[85] R. Srinivasan, "Ablation of polymers and biological tissue by ultraviolet lasers," Science, **234**, 559-565 (1986) .

[86] H. Masuhara and H. Fukumura, "Molecular and dynamic studies on laser ablation of doped polymer systems," Polymer News, **17**, 5-10 (1991) .

[87] D. Albagli, M. Dark, L. T. Perelman, C. von Resenberg, I. Itzkan, and M. S. Feld, "Photomechanical basis of laser ablation of biological tissue," Opt. Lett., **19**, 1684-1686 (1994) .

[88] Y. Tsuboi, H. Fukumura, and H. Masuhara, "Nanosecond imaging study on laser ablation of liquid benzene," Appl. Phys. Lett., **64**, 2745-2747 (1994) .

[89] M. Autric, P. Vigliano, D. Dufresne, J. P. Caressa, and Ph. Bournot, "Pulsed CO_2 laser-induced effects on water droplets," AIAA J., **26**, 65-71 (1988) .

[90] P. Kafalas, A. P. Ferdinand, Jr., "Fog droplet vaporization and fragmentation by a 10.6μm laser pulse," Appl. Opt.., **12**, 29-33 (1973) .

[91] A. S. Kwok, C. F. Wood, and R. K. Chang, "Fluorescence imaging of CO_2 laser-heated droplets," Opt. Lett., **15**, 664-666 (1990) .

[92] Y. Tsuboi, H. Fukumura, and H. Masuhara, "UV laser-induced jet formation from liquid surface as revealed by nanosecond time-resolved imaging and spectroscopic studies," J. Phys. Chem., **99**, 10305-10312 (1995) .

[93] Y. Tsuboi, K. Hatanaka, H. Fukumura, and H. Masuhara, "The 248nm excimer laser ablation of liquid Benzene derivatives : a relation between ablation threshold and molecular photochemical reactivity," J. Phys. Chem., **98**, 11237-11241 (1994) .

[94] 山口留美子，佐藤進，" ネマチック液晶における屈折率分散特性，" 電子情報通信学会論文誌 C，**J71-C**, 1241-1247 (1988) .

[95] J. B. Birks, *Photophysics of aromatic molecules* (John Wiley and Sons, London, 1970) .

[96] H. Fukumura, N. Mibuka, S. Eura, and H. Masuhara, "Porphyrin-sensitized laser swelling and ablation of polymer films," Appl. Phys. A, **53**, 255-259 (1991) .

[97] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters* (Adam Hilger, Bristol, 1969) .

[98] D. B. Fogel,"An introduction to simulated evolutionary optimization," IEEE Trans. Neural Networks, **5**, 3-14 (1994) .

[99] 坂和正敏，田中雅博，*遺伝的アルゴリズム*（朝倉書店，東京，1995）.

[100] J.H. Holland and J.S. Reitman, *Adaptation in Natural and Artificial Systems* (MIT Press, 1992) .

[101] 北野宏明 編，*遺伝的アルゴリズム*（産業図書，東京，1993）.

[102] T. Bäck, F. Hoffmeister, and H.-P. Schwefel, "A survey of evolution strategies," Proceedings of the Fourth International Conference on Genetic Algorithms, 2-9 (Morgan Kaufmann Publishers, 1991) .

[103] D.P. Murphy, T.A. Peyser, and R.E. Pechacek,"A compact, four-way image splitter," Rev. Sci. Instrum., **65**, 762-763 (1994) .

[104] S.C. Jain, K.S. Bist, and S.S. Santara,"Design of a multispectral sensor," Opt. Eng., **33**, 1946-1949 (1994) .

[105] 一松信，竹之内脩，*新数学事典*（大阪書籍，大阪，1991）.

[106] H.-P. Schwefel, *Optimization of Computer Models* (John Wiley, 1981) .

[107] R.R. Alfano and S.L. Shapiro,"Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses," Phys. Rev. Lett., **24**, 592-594 (1970) .

[108] A. Penzkofer, A. Seilmeier, and W. Kaiser,"Parametric four-photon generation of picosecond light at high conversion efficiency," Opt. Commun., **14**, 363-367 (1975) .

[109] M.C. Downer, R.L. Fork, and C.V. Shank,"Femtosecond imaging of melting and

evaporation at a photoexcited silicon surface," J. Opt. Soc. Am. B, **2**, 595-599 (1985) .

[110] K. Minoshima,"Simultaneous 3-D imaging using chirped ultrashort optical pulses," Jpn. J. Appl. Phys., **33**, L1348-L1351 (1994) .

[111] W.L. Smith, P. Liu, and N. Bloembergen,"Superbroadening in H_2O and D_2O by self-focused picosecond pulses from a YAlG : Nd laser," Phys. Rev. A., **15**, 2396-2403 (1977) .

[112] R.Y. Chiao, R.L. Kelley, and E. Garmire,"Stimulated four-photon interaction and its influence on stimulated Rayleigh-wing scattering," Phys. Rev. Lett. A, **17**, 1158-1161 (1966) .

著者発表論文

学術論文誌

1. T. Inoue, A. Hirai, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Compact spectral imaging system using liquid crystal for fast measurement," Opt. Rev., **1**, 129-131 (1994) .
2. A. Hirai, T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Application of multiple-image Fourier transform spectral imaging to measurement of fast phenomena," Opt. Rev., **1**, 205-207 (1994) .
3. K. Yoshimori, A. Hirai, T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Effects of a linear edge on optical imaging," J. Opt. Soc. Am. A, **12**, 981-990 (1995) .
4. 平井亜紀子，伊東一良，一岡芳樹，" 多重像フーリエ分光映像法とその時系列分光画像計測への応用，" 光学 , **25**, 161-168 (1996) .
5. A. Hirai, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Multichannel spectral imaging system consisting of dichroic mirrors," in *Optics for Science and New Technology*, J.-S. Chang, J.-H. Lee, S.-Y. Lee, and C.H. Nam eds., Proc. SPIE, **2778**, 1135-1136 (1996) .
6. A. Hirai, Y. Tsuboi, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Interferometric spectral imaging of liquid in laser ablation," Rev. Sci. Instrum., **67**, 3222-3228 (1996) .
7. A. Hirai, M. Hashimoto, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Multichannel spectral imaging system for measurements with the highest signal-to-noise ratio," Opt. Rev. (submitted) .

会議・研究会抄録等

1. 平井亜紀子，井上卓，伊東一良，一岡芳樹 , " レンズアレイを用いた並列多重像フーリエ分光映像法，" 第 24 回画像工学コンファレンス論文集 , 47-50 (1993) .
2. A. Hirai, T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Application of parallel multiple-image Fourier spectral imaging to measurement of fast phenomena," in *Meeting Digest of Topical Meeting of International Commision for Optics*, 359 (Kyoto, 1994) .
3. T. Inoue, A. Hirai, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Compact spectral imaging system using liquid crystal for fast measurement," in *Meeting Digest of Topical Meeting of International Commision for Optics* , 360 (Kyoto, 1994) .
4. 平井亜紀子，伊東一良，一岡芳樹 , " マルチチャネル分光映像装置を用いた白色短パルスレーザー光の瞬時分光画像計測，" 第 24 回可視化情報シンポジウム講演論文集 , 289-292 (1996) .