

Title	イメージセンサを用いたフーリエ分光装置の研究
Author(s)	岡本,隆之
Citation	大阪大学, 1986, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2138
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

# イメージセンサを用いた フーリエ分光装置の研究

昭和60年12月

岡本隆之

### 目次

緒論	1
弟1章 イメージセンサを用いたノーリエ分光法(ISF	15)
1-1 ISFTSの原理	3
1-1-1 インタフェログラムの生成	. 3
1-1-2 スペクトルの再生	4
1-1-3 分解能	6
1-1-4 アポダイゼーション	6
1-1-5 雑音の影響	7
1-2 検出系としてのイメージセンサ	
1-2-1 1次元フォトダイオードアレイ	9
1-2-2 赤外ビジコン	1 0
1-2-3 イメージセンサのチャネル窓関数の影響	1 0
1-2-4 イメージセンサの非直線性の影響	1 2
1-3 データ処理系	12
1-3-1 データ収集装置	1 3
1-3-2 マイクロコンピュータシステム	15
1-4 従来の分光法との比較	16
1-4-1 反射鏡走査型フーリエ分光法との比較	17
1-4-2 分散型マルチチャネル分光法との比較 ―	17
第2章 三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTS	18
2-1 緒言	18
2-2 三角光路コモンパス干渉計	19
2-3 装置の試作と性能評価	2 1
2-3-1 光学系	2 1

2 - 3 - 2	輝線スペクトルの測定	2	1
2-3-3	連続スペクトルの測定	2	5
2 - 3 - 4	時間分解スペクトルの測定	2	6
2 - 3 - 5	試作装置の性能および仕様 	2	8

2-4 結言 29

## 第3章 三角光路干渉計ISFTSにおける光学的分解能向上法 30

3	_	1	緒言		3	0
3	_	2	光学的	]分解能向上法の原理	3	0
3	_	3	性能評	2価	3	4
	3	- 3	3 - 1	光学系	3	4
	3	- 3	3 - 2	測定結果	3	6
3	_	4	結言		3	7

第4	1章	複	<b>尾</b> 折千	▶ 掛計を用いたISFTS	4 (	0
4	ł –	1	緒言		4 (	С
4	ł —	2	複屈折	行(偏光)干渉計	4	1
4	ł –	3	光源の	広がりの影響	4 3	3
4	ł —	4	装置の	)武作と性能評価	4 :	5
	4	- 4	- 1	光学系	4 :	5
	4	- 4	- 2	波数軸の較正	4 (	6
	4	- 4	- 3	発光スペクトルの測定	4	7
	4	- 4	-4	吸収スペクトルへの応用	4 8	8
	4	- 4	- 5	試作装置の性能と仕様	5 (	0
4	1 —	5	結言		5 (	0

第5章	複屈折	干渉計IS	FTSの近	i赤外域への拡張		5	2
5 – 1	緒言				 	5	2

5	- 2	試作装	<b>置</b>	52
5	- 3	積算と	差インタフェログラムによる雑音除去	53
	5 – 3	-1	フレーム内積算によるSN比の改善	53
	5 - 3	s − 2	差インタフェログラムによるバックグランド補正	54
5	-4	試作装	置の性能と仕様	57
5	- 5	結言		57
総括				59
謝辞				61
参考	文献	** *		62

緒論

分光器は物性研究などの基礎分野から、定性・定量分析などの応用分野にいたるまで欠か すことのできない機器である。これまで種々の分光器が開発されてきたが、中でも回折格子 分光器とフーリエ分光器は広帯域分光器の双璧をなすものである。フーリエ分光器の実用化 は回折格子分光器と比較して遅れていたが、近年の計算機の発達と共に急速に実用化される ようになってきた。特に赤外・遠赤外領域での普及は回折格子分光器を凌ぐ勢いである。こ れはフーリエ分光法が持つ2つの利点、マルチプレックス(Fellgett)の優位性<sup>1)</sup>とスループ ット (Jacquinot)の優位性<sup>2)</sup>によるものである。しかし、可視・紫外領域に目を向けてみる と、依然として回折格子分光器の独壇場であり、フーリエ分光法は超高分解能スペクトルの 測定などの、ごく限られた用途にしか利用されていない。これは、マルチプレックスの優位 性は可視・紫外領域の検出器では存在しないこと、測定波長領域が短くなるに従って、反射 鏡走査機構に対する精度の要求が厳しくなることなどによる。しかしながら、スループット の優位性はそのまま残る。

さらに、回折格子分光法では近年発達の目ざましいマルチチャネル検出器(イメージセ ンサ)の利用が容易であるという利点を持つ。<sup>3,4)</sup>なぜなら、従来の分光写真器の写真乾板 をイメージセンサに置き換えるだけでよいからである。検出器にNチャネルのイメージセン サを用いることにより、従来のシングルチャネルの検出器を使用する場合と比較して、同じ 信号ー雑音比(SN比)で測定する場合、1/N倍の時間で測定が可能となり、同じ時間を かけて測定した場合、爪倍のSN比が得られる。さらに、全スペクトルが同時に得られるた め、単発の過渡現象の時間分解スペクトルの測定も可能である。イメージセンサを使用する ことによって得られる利点をここではマルチチャネルの優位性と名付ける。

イメージセンサをフーリエ分光法に適用することができれば、上に述べたスループットの 優位性とマルチチャネルの優位性を持ったすぐれた分光器が誕生する。本研究は、この新し い分光器の開発を目的としたものである。

イメージセンサをフーリエ分光法に適用するためには、時系列データとして得られていた インタフェログラムを空間的に生成する必要がある。これにより、干渉計は複雑、高精度な 駆動機構から開放される。空間的インタフェログラムの利用はフーリエ分光法の黎明期から

-1 -

存在した。<sup>5)</sup> 1955年のFellgettの実験<sup>1)</sup>はインタフェログラムを初めて数値的にフーリ エ変換してスペクトルを得たことで有名であるが、彼はこのとき2枚のガラス平板間にくさ び形のすき間を設けたフィゾー干渉計により空間的インタフェログラムを生成した。ただし、 このときは、シングルチャネルの検出器を干渉編に沿って移動させることによりインタフェ ログラムを電気信号に変換している。

その後、1965年にStrokeとFunkhouser<sup>6)</sup>によってホログラフィ分光法<sup>7,8)</sup>が提案され た。これは、空間的インタフェログラムを写真乾板に記録し(ホログラム)、それをフーリ エ変換光学系で再生することにより、スペクトルを得るものである。ホログラフィ分光法は マルチチャネルの優位性を持ったフーリエ分光法であるが、写真乾板の現像、再生光学系へ のセットなどの煩わしい操作が残されており、実時間での測定は不可能であった。

筆者はこのホログラフィ分光法を基礎として、イメージセンサをフーリエ分光法に適用し、 スループットの優位性とマルチチャネルの優位性を持った近赤外、可視および紫外領域にお ける新しいフーリエ分光法 ーーイメージセンサフーリエ分光法 (Image Sensor Fourier Transform Spectroscopy: ISFTS) ーー の開発を行ない、その有用性を示した。本論 文はこれらの研究成果をまとめたものである。

第1章では、ISFTSの原理について述べ、第2章以降の実験で使用するイメージセン サとデータ処理装置について説明する。また、従来の分光法と比較し、ISFTSの特徴を まとめる。

第2章では、三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSについて述べ、その干渉計の 特徴を示す。さらにこの干渉計で発光スペクトルを測定し、その評価を行う。そして、時間 分解スペクトル測定への可能性を示す。

第3章では、第2章で示した干渉計を用いたISFTSの欠点である分解能の低さを改善 するための、光学的分解能向上法について述べ、実験によりその有効性を示す。

第4章では、ISFTSに最適な干渉計として新たに複屈折干渉計を開発し、その特長を 述べる。さらに、この干渉計により吸収スペクトルの測定を試み、その有用性を示す。

第5章では、第4章で開発した複屈折干渉計を用いたISFTSの近赤外領域への拡張に ついて述べる。また、2種類の雑音除去法について述べ、その有用性を示す。

最後に、本研究の研究成果について総括し、今後の課題について考察する。

第1章 イメージセンサを用いたフーリエ分光法(ISFTS)

1-1 ISFTSの原理

1-1-1 インタフェログラムの生成

二光東干渉計で2つの平面波を図1-1に示すように角度θを持って重ね合わせ干渉させる。図の原点では2平面波の光路差は0であるとする。観測平面(y=0)上での2光東の 光路差Δは

$$\Delta = 2 \times \sin(\theta/2) \tag{1-1}$$

となり、干渉編の強度分布 i (x) は、光源が準単色で波数 σ、強度 s のとき次式で与えられる。

$$i(x) = s[1+\cos(2\pi\sigma 2x\sin\frac{\theta}{2})] \qquad (1-2)$$

ISFTSでは、 $\theta$ ≪1で使用するため式 (1-2) は

$$i(x) = s(1 + \cos 2\pi\sigma \theta x) \qquad (1 - 3)$$



図1-1 インタフェログラム生成の原理図

で近似される。以下本論文ではこの近似を用いる。

光源がスペクトル強度分布 s(σ)を持つ場合、干渉編は波数 σ に関するインコヒーレント な重ね合わせとなり、

$$i(x) = \int_{0}^{\infty} s(\sigma) (1 + \cos 2\pi\sigma \theta x) d\sigma \qquad (1-4)$$

となる。干渉編i(x)をここではインタフェログラムと定義する(インタフェログラムの定 義は厳密には干渉編信号中の交流成分に対してなされる)。i(x)は光路差をθxとしたと きの従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法で得られるインタフェログラムと同じである。た だし、従来のフーリエ分光法では光路差を得るために反射鏡を光軸に沿って平行移動させる ため、

(1) 髙精度の反射鏡走査機構が必要である。

(2) そのため、分光器が大型となり高価になる。

などの欠点を持つ。これに対して、ISFTSでは光路差は光軸と直交する方向に光軸から の距離に比例して得られるため、

(1) 機械的駆動部分を必要としない。

(2) そのため、分光器が堅牢で小型化が容易であり安価になる。

(3) インタフェログラムが空間的に同時に得られるため、時間分解測光が可能である。 などの利点を持つ。

1-1-2 スペクトルの再生

生成されたインタフェログラムは図1-1の観測面に置かれたイメージセンサによってサンプリングされ、光電変換される。 イメージセンサの第m番目のチャネルで得られる信号 Imは次式で与えられる。

$$I_{m} = \int_{-\infty}^{\infty} i(x) w(x - [md - \phi]) dx \qquad (1-5)$$

ここで、w(x) はイメージセンサのチャネル窓関数 (図1-4参照)、dはイメージセン サの隣り合うチャネル間の距離、φはイメージセンサの第0番目のチャネルと光軸 (x=0) との距離である。 ここで、 簡単のためしばらくの間チャネル窓関数 w(x)をデルタ関数 δ(x)で近似すると、Imは、

$$I_{m} = \int_{-\infty}^{\infty} i(x) \delta(x - [md - \phi]) dx$$
  
=  $i(md - \phi)$   
=  $\int_{0}^{\infty} s(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma\theta (md - \phi)]\} d\sigma$  (1-6)

となる。

.. .

スペクトル再生はイメージセンサの第0番目のチャネルの中心と光軸(x=0)が一致している場合(φ=0)にはインタフェログラムImの交流成分(AC成分)I'm

$$I_{m}^{\prime} = \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \cos[2\pi\sigma\theta (md-\phi)] d\sigma \qquad (1-7)$$

を離散的にフーリエ余弦変換することによって得られる。しかし、一般には両者を厳密に一 致させることは困難である。 $\phi \neq 0$ のときはフーリエ余弦変換による再生ではスペクトルに 9,10)歪を受ける。 $\phi \simeq 0$ の場合はMerzの掛け算法 やFormanのコンボリューション法 などの 位相補正法によりスペクトルを補正することができる。本論文ではこれらの方法を用いずに  $\phi$ の値が大きいときも使用可能で計算も簡単な非対称両側インタフェログラムを離散的に複 素フーリエ変換し、その絶対値を計算してスペクトルを得る方法を用いた。得られるスペク トルも離散的なサンプル点S<sub>k</sub> で表わされ、

$$S_{k} = \left| \sum_{m=0}^{N-1} I_{m}' \exp(-2\pi j km/N) \right|$$
  
= s(k/0Nd), k = 0,..., N/2 (1-8)

となる。 ここで、Nはイメージセンサのチャネル数である。 得られるスペクトルはk= N/2を中心として左右対称となるため、有効な情報はチャネル数の1/2となる。再生ス ペクトル上でのサンプル点kにおける波数σk は式(1-8)から次式で与えられる。

$$\sigma_{k} = k/\theta Nd \qquad (1-9)$$

波数の同定はこの式より容易に行える。

1-1-3 分解能

再生されたスペクトルの隣り合う2つのサンプル点の波数差を波数分解 $\delta \sigma$ と定義すると、  $\delta \sigma$ は式 (1-9)から、

$$\delta \sigma = \sigma_k - \sigma_{k-1}$$
  
= 1/0Nd (1-10)

となる。また、得られるスペクトルの最大波数 $\sigma_{max}$ はk = N/2のときで、

$$\sigma_{\max} = \sigma_{N/2}$$

$$= 1/2\theta d \qquad (1-11)$$

となる。分解能Rをσmax /δσで定義すると、Rは、

$$R = \sigma_{max} / \delta \sigma$$
$$= N/2 \qquad (1-12)$$

となる。波数分解、最大波数はそれぞれ2光束の交角θを変えることにより可変であるが、 分解能はイメージセンサのチャネル数によってのみ決まる。

1-1-4 アポダイゼーション

インタフェログラムは光学系などの制限を受けなければ、本来無限に続くものであるが、 実際に得られるインタフェログラムは光学系やイメージセンサの幅で制限される。その結果、 線スペクトルを入射させた場合にもスペクトルに幅が生じ、しかも、主ピークの両側に副極 大がいくつも現われゴーストとなる。

副極大を抑える方法がアポダイゼーションである。これは、アポダイゼーション関数をイ ンタフェログラムに乗じフーリエ変換を行いスペクトルを得るものである。種々のアポダイ ゼーション関数が考案されているが、 本論文では最も簡単で比較的効果の 大きい三角形関数を用いた(図1-2参照)。三角形関数を用いたアポ ダイゼーションにより、2次極大値 が0.22から 0.047に減少する。ただ し、主ピークの幅は1.22から1.76に 増加する<sup>1,3)</sup>



1-1-5 雄音の影響<sup>3,12,14,15)</sup>

分光器によるデータ収集では次の3種類の雑音が考えられる。

- (1) 検出器雑音:信号光強度に依存しない雑音で、赤外検出器は主としてこの雑音で 支配される。雑音は観測時間の平方根に比例する。
- (2) 光子雑音:信号光強度の平方根に比例する雑音で、典型的なのは光子の数を計数 する際の統計的なゆらぎである。可視、紫外域の検出器は主としてこの雑音で支 配される。
- (3) シンチレーション雑音:信号光強度に比例する雑音で、信号やバックグランド放射自体の変動の結果生じる。

以下、次の3種類の分光法における、上の3種類の雑音の影響を調べる。

- (A) 従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法
- (B) 分散型マルチチャネル分光法
- (C) イメージセンサフーリエ分光法

通常の波長走査型の分散型分光法におけるSN比を基準として、上の各分光法のSN比を考 察する。

今、N個のスペクトルエレメントを、1エレメント当たりT時間かけて測定するとする。 検出器雑音が支配的な場合、波長走査型分散分光法では信号強度はTに、雑音強度は丌に比 例するからSN比はT/(T=)(Tに比例する。 従来のフーリエ分光では1スペクトルエレメ ント当たりの測定時間はNTとなり、信号強度はNTに、雑音強度は観測時間NTの平方根 小Tに比例するからSN比はNT/NT=NTに比例する。したがって、従来のフーリエ分 光法は波長走査型分散分光法に対して爪倍SN比が高い。これがマルチプレックスの優位性 とかFellgettの優位性と呼ばれているものである。 実際のフーリエ分光器ではエネルギの 1/2は光源側へ戻るためSN比は小/2倍となる。(A)、(B)、(C)の各分光法に 対して同様の議論を(1)、(2)、(3)の各雑音が支配的な場合にした結果を表1−1 に示す。

この結果から従来のフーリエ分光法のマルチプレックスの優位性は検出器雑音が支配的な 場合、すなわち、赤外領域の測定の場合に限られ可視・紫外領域ではマルチプレックスの優 位性は得られないことがわかる。これに対して、分散型マルチチャネル分光法とイメージセ ンサフーリエ分光法はすべての種類の雑音に対してSN比が向上しているのがわかる。ここ では、これをマルチチャネルの優位性と呼ぶ。

イメージセンサフーリエ分光法は分散型マルチチャネル分光法に比べてSN比が1/2、 あるいは、1/厄だけ小さくなるが、利用できる光束のエネルギが格段に大きいため(第2 章、第4章参照)、総合的にはSN比は高くなる。

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	反射鏡走查型	分散型マルチ	ISFTS
	フーリエ分光法	チャネル分光法	
検出器雑音が			
支配的	$\sqrt{N} \swarrow 2$	$\sqrt{N}$	$\sqrt{N} \swarrow 2$
光子雑音が			
支配的	$\sqrt{1/2}$	$\sqrt{N}$	$\sqrt{N/2}$
シンチレーション			
雑音が支配的	1 / N	1	1

表1-1 3種類の分光法における雑音の影響

N:スペクトルエレメント数 (イメージセンサのチャネル数)

1-2 検出系としてのイメージセンサ<sup>16)</sup>

現在、種々のイメージセンサが開発されているが、大きく撮像管と固体撮像素子に分けら

れる。ISFTSには次の点で固体撮像素子が有利である。

- (1) 画素の配列が固定されているため空間的盃が非常に小さい。そのため、インタフ ェログラムのサンプリングが正確に等間隔で実行できる。サンプリング誤差が存 在すると、回折格子のピッチ誤差のために生じる Rollandゴーストと同様、真の スペクトルのまわりにゴーストが生じる。
- (2) I Cパッケージに封入されており、小型軽量で丈夫であり、振動にも強く、低消
   費電力で信頼性が高い。

固体撮像素子は1次元のラインセンサと2次元のエリアセンサとに分けられるが、

- (1) インタフェログラムは1次元情報しか持たない。
- (2) エリアセンサでは集積度が低く(数百×数百)、分解能が低くなる。

(3) エリアセンサでは走査機構が複雑になり1フレームの走査速度が低くなる。 などの理由によりISFTSには1次元の固体撮像素子が最適であることがわかる。

本論文では可視域においては自己走査型リニアフォトダイオードアレイを用いた。赤外、 近赤外領域では固体撮像素子の開発が遅れており高価でもあるため本論文では撮像管である 赤外ビジコンを使用した。

1-2-1 1次元フォトダイオードアレイ<sup>17)</sup>

現在実用化されている1次元フォトダイオードアレイは電荷の読み出しの方法により大き くCCD型とMOS型に分けられる。 CCD型は各フォトダイオードに蕃積された電荷を CCD (Charge Coupled Device)アナログシフトレジスタに乗せて、順次シフトさせて読み 出すのに対し、MOS型では各フォトダイオードに接続されたMOSFETアナログスイッ チを順次切換えて信号を読み出している。CCD型はMOS型に比較して集積度を容易に上 げられる利点を持つが、ブルーミング、分光感度、ダイナミックレンジの点でMOS型が勝 る。最近PCD (Plasma Coupled Device)型の1次元フォトダイオードアレイも実用化され た。<sup>18)</sup>

本論文では、上記の利点によりMOS型を用いた。 実際に使用したのは松下電子工業 19) (株) 製のMN8090 でチャネル数は1024、1個のフォトダイオードの大きさは長 さ464μm、幅16μmである。隣り合うフォトダイオードの間隔は28μmで全体の幅 は28mmである。 本フォトダイオードアレイは長さが幅に比べて17倍程度長いため、 干渉稿などの1次元情報の測定においてエネルギ利用効率の点で優れている。分光感度は波 長約300nmから約1.2µmにかけて有する。第2章、第3章、および第4章の装置に は本フォトダイオードアレイを使用した。

1-2-2 赤外ビジコン

近年赤外領域において種々の固体イメージセンサが開発されつつあるが、<sup>20)</sup>そのいずれも が高価であり、かつ、液体窒素冷却などによる低温を必要とする。また、集積度も鉛化合物 系を除くと数百程度と低い。そこで、本論文では波長1~2μmの近赤外領域での測定に比 較的安価で冷却を必要としない1インチ赤外ビジコン (N214-06:浜松ホトニクス(株))

を使用した。 N214-06は図1-3に示すよ うに波長400nm~2.0µmに感度を 有する。限界解像度は700TV本でガン マ値は約0.63である。撮像管の周辺回路は 東芝(株)製の1インチモノクロテレビカ メラTL-3C型をそのまま用いた。第5 章の装置にはこの赤外ビジコンカメラを使 用した。



図1-3 赤外ビジコン N214-06の分光感度特性

1-2-3 イメージセンサのチャネル窓関数の影響

これまでイメージセンサのチャネル窓関数 W(X)をデルタ関数 δ(x)で近似してきたが、 実際は窓関数 W(X)は有限の幅を持っており、その形もイメージセンサの種類によって異な る。ここで、窓関数 W(X) が再生スペクトルに与える影響を考えてみる。

イメージセンサによってサンプルされた信号は式(1-5)に示されるようにインタフェ ログラム i(x)と窓関数 w(x)とのコンボリューションで表わされる。2つの関数のコンボ リューションをフーリエ変換したものは、それぞれの関数をフーリエ変換したものの積とな ることから、再生スペクトルSk は次式

$$S_k = s(k/\theta Nd)W(k/Nd), \quad k = 0, ..., N/2 \quad (1-13)$$

で表わされる。ここで、W(u) は窓関数 W(x)のフーリエ変換で

$$W(u) = \int_{-\infty}^{\infty} w(x) \exp(-2\pi j u x) dx \qquad (1-14)$$

で与えられる。 式(1-13)から再生スペクトルには真のスペクトルsに窓関数のフー リエ変換Wが包絡線として掛かることがわかる。この包絡線はイメージセンサの伝達関数 (Modulation Transfer Function:MTF)である。

MOS形のリニアフォトダイオードアレイであるMN8090の場合、その1チャネルの 窓関数は台形で近似でき<sup>17)</sup>図1-4

(a)のようになる。台形の上底の長
 さは P N 接合の長さに対応する。M N
 8090のM T F は図1-4 (a)の
 フーリエ変換で与えられ図1-4 (b)
 となる。最大波数σmax での強度は波数0における強度と比較して59%に
 低下する。



図1-4 MN8090フォトダイオードアレイの (a) チャネル窓関数と(b) MTF

1-2-4 イメージセンサの非直線性の影響

イメージセンサのガンマ値が1からずれる場合、その非直線性が問題となり、真のスペク トルの整数倍のスペクトル成分が高調波成分として現われる。そのため、フーリエ変換によ るスペクトル再生を行う以前にガンマ補正が必要となる。しかし、実際の場合、高周波領域 でのイメージセンサのMTFの低下などの原因でインタフェログラムの可視度Vは1より小 さい値となる。このとき、イメージセンサで得られるインタフェログラム t(x)はイメージ センサのガンマ値を y とすると近似的に次式で与えられる。

$$t(x) = [i(x)]^{\gamma}$$

$$= [\int_{0}^{\infty} s(\sigma) (1 + V\cos 2\pi\sigma\theta x) d\sigma]^{\gamma}$$

$$= C^{\gamma} [1 + \frac{V}{C} \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma]^{\gamma}$$

$$\simeq C^{\gamma} [1 + \frac{V\gamma}{C} \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma]$$

$$= C^{\gamma} + VC^{\gamma-1} \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma \qquad (1 - 15)$$

ここで

$$C = \int_{0}^{\infty} s(\sigma) d\sigma, \quad V \ll 1 \qquad (1-16)$$

である。この結果、インタフェログラムの可視度が小さい場合、イメージセンサの非直線性 の影響はほとんど問題とならないことがわかる。

1-3 データ処理系

イメージセンサからの出力はアナログ信号であるため、フーリエ変換などのデータ処理を 行うためには、ディジタル信号に変換し、マイクロコンピュータシステムに転送しなければ ならない。このイメージセンサとマイクロコンピュータシステムとを結ぶインタフェースで あるデータ収集装置はMN8090フォトダイオードアレイに関しては著者が設計、試作を 行い、 N214-06赤外ビジコンに関しては市販のものを使用した。マイクロコンピュータシス テムにはパーソナルコンピュータを使用した。 1-3-1 データ収集装置

(a) MN8090フォトダイオードアレイ用

図1-5に設計、試作したデータ収集装置のブロック図を示す。BS-813(松下電子工業 (株))はMN8090用のクロックドライバとMN8090からの信号用の増幅器が組み 込まれたボードである。データ収集装置はこのボードとマイクロコンピュータシステムとを 結ぶ働きをする。図1-6にピークホールド部分の回路図を、図1-7にその他の部分の回 路図を示す。BS-813で増幅されたMN8090からの信号は露光量に比例した高さを持つス パイク状のパルス列をなしており、ピークホールドされた後、AD変換される。AD変換器 にはHZ12BGC(Datel)を用いた。分解能、変換時間はそれぞれ12ビット、8μsである。デ ィジタル信号に変換されたデータは収集装置内のメモリに記憶される。メモリは15フレー



図1-5 データ収集装置のブロック図

ム分備えられており、連続 して15のインタフェログ ラムの取り込みが可能であ る。一旦メモリに格納され たデータは RS-232Cインタ フェースバスを通してマイ クロコンピュータシステム に転送される。収集装置内



図1-6 ピークホールドの回路図



図1-7 データ収集装置の回路図 (ピークホールドを除く)

コマンド	内容
Rn	トリガモードを設定
	n=0: 内部トリガ
	n=1: 外部トリガ
X n	露光時間をn×10msに設定
S n	フレーム間のサンプリング間隔をn×10msに設定
In	サンプリングするフレームをnに設定
G	サンプリングスタート
Т	データをパーソナルコンピュータに転送

表1-2 データ収集装置のコマンドリスト

のCPU(Z80A)はマイクロコンピュータシステムからの命令やパラメータに従い内部バスを 通して各素子を制御し、自動的にデータの収集を行う。

表1-2に本装置を駆動する命令を示す。本装置はフォトダイオードアレイの露光時間を 10ms単位で設定でき、最短10ms間隔で連続してデータの取り込みが可能である。

(b) N214-06赤外ビジコン用

市販の画像取り込み装置IP-2((株)エー・ディー・エス)を使用した。IP-2は ビデオレートで画像の取り込みを行い、1フレームは256×256画素で構成される。1 画素は8ビット(256階調)で表わされる。

1-3-2 マイクロコンピュータシステム

フーリエ変換などの数値計算を行う計算機としてパーソナルコンピュータを用いた。近年 半導体技術の進歩により16ビットマイクロプロセッサと大容量メモリを内蔵するパーソナ ルコンピュータが普及し、手軽にそれらの高速演算機能、グラフィックディスプレイ機能な どが利用できる。これを分光システムに導入すればイメージセンサの制御、データ処理、記 録、表示、保存が容易に短時間で行える。

本研究で使用したパーソナルコンピュータは日本電気(株) (NEC)製 PC9801F(18086 CPU: Intel)、モノクロディスプレイ PC8851(NEC)、IEEE-488用インタフェースボードPC9801 -06(NEC)である。データのハードコピー用にXYプロッタ MP1000-31 (グラフテック(株)) を用いた。インタフェログラムは1-2-4項で述べたデータ収集装置からは RS-232Cイン タフェースバスを通して、IP-2からはIEEE-488インタフェースバスを通してパーソナル コンピュータに転送される。パーソナルコンピュータで行われるスペクトル再生のための数 値計算を具体的に示すと、

バックグランド(DC)成分の除去:インタフェログラム Im の平均値を減算する。

$$I_{m}^{\prime} = I_{m}^{\prime} - \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} I_{m}^{\prime}$$
,  $m = 0, \dots, N-1$  (1-17)

(2) アポダイゼーション:三角形関数によるアポダイゼーション、  

$$I_m'' = (1 - |1 - 2m/N|)I_m', m = 0, ..., N-1$$
  
(1-18)

 (3) フーリエ変換:FFT(Fast Fourier Transform)によるフーリエ変換の後、絶対 値をとる。

$$S_{k} = \left| \sum_{m=0}^{N-1} I_{m}^{m} \exp(-2\pi j km/N) \right|$$
  
=  $\sqrt{[I_{m}^{m} \cos(2\pi km/N)]^{2} + [I_{m}^{m} \sin(2\pi km/N)]^{2}}$   
k = 0,..., N/2 (1-19)

(1)、(2)、および(3)の計算のプログラミングにはすべて i8086の機械語を使用した。Nが1024の場合、パーソナルコンピュータ PC9801Fでの計算時間は約15秒であった。データの表示、記録などはすべてN<sub>88</sub>-BASIC言語を使用して行った。

1-4 従来の分光法との比較

本節では従来の分光法と比較しながらISFTSの特徴をまとめ列記する。対象とする従 来の分光法としては反射鏡走査型のフーリエ分光法と分散型マルチチャネル分光法を選んだ。

-16-

1-4-1 反射鏡走査型のフーリエ分光法との比較

利点

- (1) 高精度の反射鏡駆動機構が不要である。
- (2) (1)の利点により、装置は構造が簡単で堅牢となり小型化が容易になる。した がって安価である。
- (3) インタフェログラムが空間的に同時に得られるため単発現象でも時間分解分光が 可能である。
- (4) 反射鏡の移動距離を測定するためのヘリウムネオン干渉計などが不要である。
- (5) 可視域において理論的にSN比が勝る。
- (6) コモンパス干渉計が使えるため外部からの擾乱を受けにくい(第2章、第4章参(6) (6) (7) <l
- 次点
- (1) 分解能がイメージセンサのチャネル数により決まるため、現時点では分解能が低い。
- (2) 現時点ではイメージセンサのダイナミックレンジが小さいためSN比の低下を招く。
- 1-4-2 分散型マルチチャネル分光法との比較

利点

(1) スリットが不要で利用できる光束が格段に大きいため明るい(第2章、第4章参 照)。

欠点

- (1) フーリエ変換などの数値計算が必要である。
- (2) 再生スペクトルのSN比はインタフェログラムのSN比より低下する。

第2章 三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTS<sup>22)</sup>

#### 2-1 緒言

ISFTSに必要な空間的インタフェログラムを生成する2光東干渉計には種々のものが 考えられるが、 最も一般的なのは図2-1に示すようにマイケルソン (トワイマン=グ リーン)干渉計の一方、 あるいは、両方の反射鏡を光軸に対して傾けたもので、Strokeと Funkhouserはこの干渉計をホログラフィ分光法に用いた。<sup>6)</sup>しかし、マイケルソン干渉計で は2光束は異なった光路をとり異なった反射鏡により反射されるため、それぞれ異なった振 動などの外乱の影響を受ける。そのため、干渉編はたやすく擾乱を受けるという欠点を持つ。 また、白色光による干渉編すなわち、0次の干渉編を得るためには2光路の長さを等しくし なければならないが、マイケルソン干渉計ではこの調整に熟練を要するという欠点を持つ。 マッハツェンダ干渉計も同様の欠点を持つ。

ISFTSでは屈折率測定や、形状測定などとは異なり2光束を完全に分離する必要はない。そのため、コモンパス干渉計の使用が可能である。本章では、このコモンパス干渉計 23) の一種である三角光路コモンパス干渉計を用いた新しいイメージセンサフーリエ分光器

(ISFTS)を開発した。三角光 路コモンパス干渉計は Yoshiharaと <sup>24)</sup> Kitade によってホログラフィ分光 法に用いられた。この干渉計では2 光東が同じ光路を通るため、上記の マイケルソン干渉計の持つ欠点が克 服できる。すなわち、振動などの外 乱は両光束に対して同等に動くため、 観測面での干渉編は外乱による効果 を打ち消し合い、その影響を受けに くい。また、2光路長は等しいため 自色(0次)干渉縞が容易に得られ



図2-1 反射鏡を傾けたマイケルソン干渉計

る利点を持つ。

2-2 三角光路コモンパス干渉計

図2-2に三角光路コモンパス干 渉計の概略図を示す。<br />
光源 S からの 光はビームスプリッタBSによって 2光束に振幅分割され、それぞれの 光東は反射鏡M1、M2で反射され た後、再びビームスプリッタBSに よって結合される。レンズしは発散 2 光束をコリメートしイメージセン サD上に干渉編(インタフェログラ ム)を生成する。反射鏡M1が図2 -2の破線の位置にあるとき2光束 は完全に一致し2光束間の角度θは 0となり干渉編は得られない。この 位置からの反射鏡M1の光軸に沿っ た平行移動距離をaとすると、aを 大きくするに従って2光束のなす角 度のは大きくなり干渉縞の周期は短 くなる。

本干渉計の特徴は、光源 S からレ ンズLまでの距離とレンズL からイ メージセンサDまでの距離は共にレ



図2-2 三角光路コモンパス干渉計

ンズLの焦点距離fにセットされていることである。すなわち、系はレンズLによるフーリ エ変換光学系になっている。これをわかりやすくするため図2-2の等価光学系を図2-3 に示す。S1、S2はビームスプリッタBSによって振幅分割された1つの光源Sの等価光



図2-3 図2-2の等価光学系

源である。S1、S2間の距離1は図2-2から幾何学的に求められ、前述の距離aを用い ると1= 反aとなる。ここで、光源の広がりの影響を考えてみる。光源はインコヒーレント であるとする。 すなわち、コヒーレントな点光源の集合と仮定すると、干渉を起こすのは S1、S2の同じ点から出た光どうしのみである。S1、S2上の同じ点光源の距離は常に 一定で1である。フーリエ変換光学系では強度に関しては shift-invariantであるという性 質から、光源の各点からの光はすべて同じ強度分布を持つ干渉縞を同じ位置に生成する。し たがって、得られる干渉縞の可視度は光源の大きさに依存しないため、極端に大きい光源が 利用できるという利点を持つ。

本干渉計において、イメージセンサD上で2光束のなす角度θは

 $\theta = \sqrt{2}a/f$ ,  $(a/f \ll 1)$  (2-1)

となる。波数分解 $\delta \sigma$ 、最大波数 $\sigma_{max}$ は式 (1 - 10)、 (1 - 11)に式 (2 - 1)を 代入することにより、

$$\delta \sigma = f/1Nd \qquad (2-2)$$

$$\sigma_{\max} = f/21d \qquad (2-3)$$

となり、いずれも1、すなわち、aを変化させることにより調節可能である。

#### 2-3 装置の試作と性能評価

#### 2-3-1 光学系

試作装置に用いた光学素子は次のとおりである。ビームスプリッタは裏面反射によるゴー ストの影響を避けるためキューブタイプを用いた。大きさは40×40×40mm、面精度 はえ/4である。反射鏡はすべて直径60mm、面精度え/10である。フーリエ変換レン ズは直径60mm、焦点距離450mmである。この焦点距離は、使用したビームスプリッ タによって光束がけられることなしに三角光路干渉計を構成するために必要な光源からレン ズまでの距離から決めた。レンズの色収差は各波長によって焦点距離を変える。その結果、 焦平面(フーリエ面)が観測面からずれた波長の光が作るインタフェログラムの可視度は低 くなり、分光感度の低下を招ねく。したがって、フーリエ変換レンズとしては色消しレンズ を使用した。イメージセンサは1-2-1項で述べたMN8090フォトダイオードアレイ を使用した。

#### 2-3-2 輝線スペクトルの測定

試作した三角光路コモンパス干渉計によるISFTSの装置関数を知るため、まず、レー ザの発振スペクトルの測定を行なった。レーザ光は非常にコヒーレンスが高いためインタフ

エログラムにスペックル雑音を生じ、そ のままではSN比の非常に低下したスペ クトルしか得られない。ここでは、スペ ックル雑音を除去し、SN比の高いスペ クトルを得るため、レーザと干渉計の間 に透過型の拡散板を挿入し、それをイメ ージセンサの露光中、光軸と垂直方向に 撮動させることにより、スペックル雑音 を平均化しその影響を除いた。図2-4 はこのようにして測定したヘリウムネオ ンレーザ (GLG5010:NEC)のインタフェロ



グラムである。拡散板は図2-2の 光源の位置に挿入した。レーザ光は 倍率10倍の顕微鏡対物レンズによ り発散光束とした。拡散板上での光 束の直径は20mm、イメージセン サの露光時間は210msであった。 図2-2の距離aは2mmに設定し た。このときのイメージセンサ上で の2光束の交角は0.36°である。イ ンタフェログラムの両端でDC成分 の強度が低下しているのはビームス プリッタなどの光学素子による光束 のけられによるものである。

図 2 - 5 は図 2 - 4 のインタフェ ログラムから再生されたスペクトル である。 (a) はアポダイゼーシ ヨンを行なわなかった場合であり、 (b) は三角形のアポダイゼーシ ヨンを行った施した場合である。

波数分解δσ、最大波数σ<sub>max</sub> は

(a)の場合でそれぞれ56cm<sup>-1</sup>



(b)アポダイゼーションを行わなかった場合

と29,000 cm<sup>-1</sup> である。(b)の場合はアポダイゼーションを行っているため分解波 数は(a)の場合より低下している。しかし、ピークの裾を比較した場合(a)の方は副極 大の影響で大きく広がっているのがわかる。したがって、以後のスペクトル再生にはすべて アポダイゼーションを行なった。スペクトルの波数0 cm<sup>-1</sup> におけるピークは上に述べたイ ンタフェログラムのDC成分の歪によるものである。

図2-6は測定した低圧水銀灯(L937-01:浜松ホトニクス(株))のインタフェログラム と、それから再生されたスペクトルを示す。これ以降の測定ではインコヒーレント光源であ

るため、拡散板は使用していない。 イメージセンサの露光時間は210 msで、その他の測定条件は先に述 べた測定のときと同じであった。ス ペクトルは正しい位置に再生されて いる。577.0nmと579.1 nmのピーク間の波数差は63 cm<sup>-1</sup> で波数分解に近いため分離できなか った。最大波数の1/2の位置にあ る小さなピークはフォトダイオード アレイMN8090が4相のクロッ クによって電荷の読み出しが行なわ れており、4m、4m+1、4m+ 4m+3チャネル(mは整数) の間に読み出し誤差が存在するため である。

図2-7は光学系における反射鏡 M1の偏移量aを変えて、波数分解 と最大波数を順次変化させて測定し た低圧水銀灯の再生スペクトルであ



る。各スペクトルの波数分解、最大波数と偏移量 a との関係を表2-1に示す。 a を増加す るに 従って、波数分解、最大波数は小さくなっているのがわかる。また、それに従って雑 音が大きくなっている。これは、 a を大きくするほどインタフェログラムの空間周波数が大 きくなり、それに従って可視度が低下する。そのため、雑音に対するピークの強度が低下し ていくためである。 図2-7のEでは404.7 n mのピークが再生スペクトルの右端で 折り返され、435.8 n mのピークより小さい波数の位置に再生されている。これは、4 04.7 n mのピークに対してはサンプリング定理が満足されず、エイリアジングを起こし ているためである。。365.0 n mのピークはこの左側に出現するはずであるが可視度の低



図2-7 反射鏡M1の偏移量 a を変えたときの再生スペクトル

表 2 - 1 図 2 - 7 の 各 再 生 スペクトルにおける a の 値、 波数分解および 最大波数

下のため雑音に埋もれてしまって確認 できない。 図2-7のFではさらに 435.8nmのピークもエイリアジ ングを起こしている。

2-3-3 連続スペクトルの測定 連続スペクトルを持つ光源として 赤色の発光ダイオード(TLR103:東 芝(株))の測定を行った。 図2 -8に得られたインタフェログラム とスペクトルを示す。 露光時間は 1070msである。それ以外の測 定条件は図2-6と同じである。得 られたスペクトルは図2-6の輝線 スペクトルと比較して雑音が大きい のがわかる。これは連続スペクトル の場合、そのインタフェログラムは 図2-8からもわかるように中央フ リンジにエネルギが集中し、その両 翼では急激に減少する。そのため、 イメージセンサのダイナミックレン ジが中央フリンジで浪費され、その 両翼ではSN比の低い測定しか行え ない。したがって、再生されたスペ

<u> </u>	11	·····	
	a	Spectral resolution	Maximum wavenumber
	<u>(mm)</u>	(cm <sup>-1</sup> )	$(cm^{-1})$
A	0.5	220	110000
<u> </u>	1.0	110	57000
<u> </u>	1.5	75	38000
D	2.0	56	29000
E	2.5	45	23000
F	3.0	37	19000
E F	2.0 2.5 3.0	45 37	23000 23000 19000



-25-

クトルの雑音が大きくなる。このことは従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法においてもい えることであるが、従来のフーリエ分光器では検出器のダイナミックレンジが80dB以上 あるのに対して、本装置で用いたフォトダイオードアレイMN8090のダイナミックレン ジは50dB程度であるため雑音が目立つ。

2-3-4 時間分解スペクトルの測定

フーリエ分光法における時間分解スペクトル 25,26) の測定は Sakaiら によって試みられたが、 このサンプリングの手法を用いた測定は繰り返 し現象の測定に限られ、単発現象は測定できな かった。

単発現象の時間分解スペクトルの測定を考え た場合、光東の利用効率の点で分散型分光法よ りフーリエ分光法の方が有利であるが、従来の 反射鏡走査型のフーリエ分光法では反射鏡の走 査速度により時間分解能に制限を受ける。IS FTSではインタフェログラムの走査は電気的 に行われるため従来のフーリエ分光法に比べて はるかに高い時間分解能を持つ。

ここでは、ISFTSの時間分解スペクトル 測定への可能性を示すため、いくつかの測定を 行なった。図2-9はカドミウムホロカソード ランプ(Cd-HCL)の点灯状態から電流を切ったと きの過渡状態の発光スペクトルを測定したもの である。発光は封入ガスのネオンによるもので ある。各スペクトルの露光時間および各スペク トル間の時間間隔は共に10msである。図2 -9の結果からは強度の変化が観測されただけ



であった。

図2-10は過渡発光スペクトルにおける波形の変化を見るためのシミュレーション実験 の結果である。実験はカリウム水溶液とナトリウム水溶液を銅網線の別の位置に浸み込ませ、 ブンゼンバーナにより加熱しその発光を測定したものである。発光波形を変化させるため銅 網線の加熱位置を順次移動させた。各スペクトルの露光時間はそれぞれ50msで各スペク



図2-10 ナトリウムとカリウムの過渡発光スペクトル

トルの測定時間間隔は1,000msである。1ではカリウムの発光のみが観測され、2、 3と順次発光強度が増加した後、4、5と順次減衰している。これに対してナトリウムの発 光は2で初めて現われ4で発光強度が最大となっている。

本システムにおけるISFTSの時間分解能は10msで、これはデータ収集装置のAD 変換器の変換時間(8µs)により制限を受けている。したがって、より高速のAD変換器 を利用すれば時間分解能は向上する。フォトダイオードアレイMN8090を使用した場合、 チャネル当たりの最大走査速度は5MHzであり、1024チャネルだと約1kHzで繰り 返しが可能である。時間に換算すると、約1msの分解が可能である。

2-3-5 試作装置の性能および仕様

試作装置の分光波長領域はフォトダイオードアレイMN8090の分光感度域で決まり、 0.3~1.2μmである。波数分解は反射鏡M1の偏移量により変化が可能であるが、波 長0.3μmにおいてエイリアジングが起きない最小の波数分解は67cm<sup>-1</sup>となる。この ときセットすべき a の値は1.7mmである。測定対象が分解をあまり必要としない場合は a の値を小さくして波数分解を落として測定した方がSN比は向上する。時間分解能は10 m s である。

光源に対する注意:光源の大きさは分解能には制限を与えないが、大きくなるにしたがっ て斜入射光が光学素子にけられ、インタフェログラムのDC成分に歪を与える。この歪は直 接的には再生スペクトルの0 c m<sup>-1</sup> 付近にしか影響を与えないが、歪が大きくなった場合、 イメージセンサのダイナミックレンジを浪費し、SN比の低下を招く。"けられ"が起こら ない光源の大きさの限界はレンズの直径からイメージセンサの幅を引いた値となり、本装置 の場合30mmとなるが、実際には10mm程度であった。

光源の位置は光軸上にあれば、どこにセットしても問題はない。なぜなら、フーリエ変換 光学系はレンズの後側焦平面で観測すればレンズ前側に対する制約はないからである。しか しながら、光源をレンズから遠ざけるに従い観測面での光束の広がりは小さくなる。したが って、この光束の広がりがイメージセンサより小さくならないことが必要である。 2-4 結言

ISFTSに用いる干渉計として三角光路コモンパス干渉計を用いた。そしてこの干渉計 が次に示す点で有利であることを示した。

(1) 振動などの外乱の影響を受けにくい。

- (2) 光源の大きさに制限を受けないため明るい。
- (3) 白色干渉編が容易に得られる。

さらに、この干渉計を用いたISFTSを試作し、種々の発光スペクトルを測定し、その性 能を評価した。線スペクトルの測定では良好な結果が得られたが、連続スペクトルに対して はSN比の低下したスペクトルしか得られなかった。これは、使用したフォトダイオードア レイのダイナミックレンジが50dBと低いことが原因である。現在得られる単体のフォト ダイオードのダイナミックレンジは100dBを超えている。これからの半導体技術の発展 によりフォトダイオードアレイのダイナミックレンジが単体のそれに追い付くことが期待さ れる。

次に、時間分解スペクトルの測定を行った。試作装置の時間分解能は10msであり、デ ータ収集装置に使用したのAD変換器の変換時間で決まった。さらに高速のAD変換器を用 いればMN8090フォトダイオードアレイでは1msの時間分解が可能であり、それ以上 の時間分解を得るためにはより高速走査が可能なイメージセンサを使う必要がある。その場 合には入射光量が小さくなりマイクロチャネルプレートなどのイメージインテンシファイヤ などが必要となるものと思われる。 第3章 三角光路干渉計ISFTSにおける光学的分解能向上法<sup>27)</sup>

#### 3-1 緒言

ISFTSの欠点として分解能の不足があげられる。ISFTSの分解能は式(1-12) で示されたように、使用するイメージセンサのチャネル数の1/2となる。 分解能向上の ための方法としては、 最も直接的には、フォトダイオードアレイのチャネル数を増加させ ることである。 しかし、現在市販されているフォトダイオードアレイのチャネル数は最高 5,000チャネル程度であり、十分とはいい難い。また、チャネル数が多くなれば1つの フォトダイオードセル当たりの面積が小さくなりSN比が低下する。また、面積をそのまま にした場合、全体の幅が大きくなり、口径の大きい光学素子が必要となる。その結果ISF TSが持つ小型化の利点を失うなどの問題を生じる。

これに対して、数学的に超解像の手法<sup>28)</sup>を使って分解能の向上を図る方法が考えられる。 Minamiら<sup>29,30)</sup>は第2章で得られたインタフェログラムを自己回帰モデル<sup>31)</sup>でフィッティ ングし、超解像により分解能向上を試みた。

本章では、これらの方法とは異なる純光学的な分解能向上法について述べる。本方法は光 学素子の屈折率の波長分散を利用したもので、分散素子を光学系に挿入することでインタフ ェログラムの空間周波数を変調することにより分解能向上を試みる。したがって、ISFT S三角光路コモンパス干渉計が持つ特長を全く損なわない。また、超解像に必要となる複雑 で長い計算時間を要する数学的処理を必要としないという利点を持つ。

3-2 光学的分解能向上法の原理

ISFTSで得られる再生スペクトルは式(1-9)で示したように波数に関して線形で ある。そのため波数分解を小さくしようとすると、最大波数が小さくなり測定領域が狭くな る。最大波数を変えることなく波数分解を小さくするためにはインタフェログラムにおける 空間周波数の波数依存性をなんらかの方法によって変調し、再生スペクトルの波数に対する 線形性をくずす必要がある。これは図2-3の等価光学系における光源S1とS2の間隔に 波数依存性を持たせることと等 価である。

筆者は分散素子を干渉計に挿 入することにより、これを実現 した。図3-1に示すように、 オプティカルパラレルに斜入射 した光束はオプティカルパラレ ルの2つの表面で屈折し平行に 偏移する。この偏移量は入射光 の波数に依存する。オプティカ ルパラレルの材質が通常の光学 ガラスの場合、可視領域では波 数が大きいほど偏移量が大きい。 このオプティカルパラレルを干 渉計の三角光路中に挿入したの が図3-2である。図3-2に は光源が赤と青の2つのライン スペクトルを持つ場合の等価光 源Slred, blue、S2red, blue の位置と光束の中心線を示した。 オプティカルパラレルの働きに より、等価光源の間隔は波数に 依存し波数が大きいほど、すな わち、短波長ほど広がり波数が 小さいほど、すなわち、長波長

> 図3-2 分解能改善の ための光学系



図3-1 オプティカルパラレルによる分散



ほど狭くなる。これにより観測面上での2光束の交角が波数依存性を示しインタフェログラ ムの空間周波数が変調され分解能が向上する。

今、計算を簡単にするため、図3-1に示されるオプティカルパラレルによる光束の偏移 量h(σ)を次式で示す波数の1次式で近似する、

$$h(\sigma) = \alpha\sigma + \beta \qquad (3-1)$$

ここで、係数 α および β はオプティカルパラレルの材質、厚さ、光束の入射角に依存するが、 両者は共に正値を持つ。図3-2より等価2光源の間隔1(σ) は次式で表わされる。

$$1(\sigma) = 2h(\sigma) - \sqrt{2}a$$
$$= 2\alpha\sigma + 2\beta - \sqrt{2}a \qquad (3-2)$$

ここで、 a は前述と同じくオプティカルパラレルを挿入しないで2光束が一致する位置(図 3-2における破線の位置)からの反射鏡M1の光束に沿った偏移量である。

イメージセンサの第m番目のチャネルで得られるインタフェログラムのAC成分  $I'_{m}$  は式 (1-7) に $\theta = 1(\sigma)/f$ を代入したもので次式で表わされる、

$$I_{III}^{*} = \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \cos[2\pi\sigma I(\sigma) (md-\phi)/f] d\sigma$$
$$= \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \cos[2\pi\sigma (2\alpha\sigma+2\beta-\sqrt{2}a) (md-\phi)/f] d\sigma$$
(3-3)

上式の波数に関する積分領域は0から無限大としたが、実際にイメージセンサで得られる波 数領域は干渉計の各光学素子の透過特性や、イメージセンサの波長感度によって制限を受け る。そこで、実際に意味を持つ波数領域の下限をσmin、上限をσmaxとおくと、式(3-3)は次式で置き換えられる。

$$I_{m}^{\prime} = \int_{\sigma}^{\sigma} \max_{\sigma} s(\sigma) \cos[2\pi\sigma l(\sigma) (md-\phi)/f] d\sigma$$

$$= \int_{\sigma}^{\sigma} \max_{\sigma} s(\sigma) \cos[2\pi\sigma (2\alpha\sigma+2\beta-\sqrt{2}a) (md-\phi)/f] d\sigma$$

$$(3-4)$$

式(3-4)を離散フーリエ変換して得られる再生スペクトルSkは

$$S_{k} = \left| \sum_{m=0}^{N-1} I_{m} \exp(-2\pi j m k/N) \right|$$
  
=  $s \left( \left[ a/\sqrt{2} - \beta + \sqrt{(a/\sqrt{2} - \beta)^{2} + 2\alpha f k/Nd} \right]/2\alpha \right)$   
 $k = 0, \dots, N/2$  (3-5)

となる。再生スペクトルの第k番目のサンプリング点の波数σkは式(3-5)より

$$\sigma_{k} = \sigma_{\min}/2 + \sqrt{(\sigma_{\min}/2)^{2} + 2\sigma_{\max}(\sigma_{\max} - \sigma_{\min})k/N}$$
(3-6)

となる。 分散素子を挿入しない場合σοは常に0であったが、分散素子を挿入した場合、 σο を0以外の値に設定することができる。ここで、

$$\sigma_0 = \sigma_{\min} \tag{3-7}$$

$$\sigma_{\rm N/2} = \sigma_{\rm max} \tag{3-8}$$

と設定した場合、最も有効に再生スペクトルが有効スペクトル領域を表現することができ分 解能が向上する。式(3-7)、(3-8)を式(3-6)に代入し、α、βについて解く と、

$$\alpha = f/4d\sigma_{\max}(\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) \qquad (3-9)$$

$$\beta = a/\sqrt{2-f\sigma_{\min}}/4d\sigma_{\max}(\sigma_{\max}-\sigma_{\min}) \qquad (3-10)$$

したがって、 $\alpha$ 、 $\beta$ が式 (3-9)、(3-10) に従うように分散素子、入射角を選べば、 得られる再生スペクトルは波数  $\sigma_{min}$  から $\sigma_{max}$  までのみを表現する。ただし、係数  $\beta$ は通 常  $\alpha$  を決めることにより一意的に定まるため、反射鏡 M1の偏移量 a による調整が必要であ る。係数  $\alpha$ 、 $\beta$ が式 (3-9)、(3-10)を満足するように設定した場合、式(3-6) は、

$$\sigma_{k} = [a/\sqrt{2} - \beta + \sqrt{(a/\sqrt{2})^{2} + 2\alpha f k/Nd}]/2\alpha \qquad (3-11)$$

となる。式(3-11)の関係をプロットしたものが図3-3である。実線が分散素子を用

- 3 3 -

いたときの再生スペクトルのサンプ ル点kと、その点における波数σの 関係を示したものである。ここでは、 例として σ<sub>min</sub> = σ<sub>max</sub> / 2の場合 を示している。破線は分散素子を使 用しない場合である。分散素子を使 用しない場合、この関係は線形とな り波数0からσmin までの情報を持 たない領域が含まれ、再生スペクト ルの1/2が浪費されている。これ に対して分散素子を使用した場合、 波数 qmin から gmax までの有効ス ペクトル領域のみが全再生スペクト ルにわたって存在している。したが って、全体として平均2倍分解能が 改善されていることになる。



本分解能向上法の欠点は再生スペクトルが波数に関して線形にならないため波数較正を要することである。

3-3 性能評価

3-3-1 光学系

3-2節では原理の説明のため、図3-2に示すように分散素子としてのオプティカルパ ラレルを三角光路の斜辺の中央に置いたが、オプティカルパラレルは三角光路のどこに置い てもさしつかえない。そこで、実験には図3-4に示す光学系を用いた。オプティカルパラ レルとビームスプリッタが一体となって厚いビームスプリッタとなっている。ビームスプリ ッタが分散素子となっているため、波面分割された各光束はそれぞれ2回この素子を通過し 分散を受けるが、半透面で反射された光束が2倍の分散を受けるのに対して、透過された光 東は分散が補償し合い、最終 的には分散を受けない。した がって、結果的には図3-2 に示す光学系と同じ効果を生 じる。図3-2の光学系と比 較してこの光学系の持つ特長 は用いる光学素子の数が1つ 少ないことである。その結果、 (1) 光学系の小型化が容易 で、(2)光学素子の表面反 射によるエネルギ損失が少な い、(3)調整が容易になる という利点が生じる。実験に 使用した分散素子は厚さ50 mmのオプティカルパラレル で、その片面にアルミニウム 蒸着により半透面を作ってビ ームスプリッタとした。 材 質はSF6光学ガラス<sup>32)</sup>で 重フリント系に属し分散、屈 折率は共に非常に大きい。分 散の大きさを示すアッベ数は

25.43である。表3-1にいくつかの波長におけ るSF6ガラスの屈折率を示す。フーリエ変換レンズ は直径60mm、焦点距離500mmの色消しレンズ を用いた。その他の条件は第2章と同じである。

表3-1 SF6光学ガラスの屈折率



図3-4 実験光学系

Wavelength (nm)	Index
365.01	1.89720
404.66	1.86441
435.84	1.84710
486.13	1.82776
546.07	1.81265
587.56	1.80518
656.28	1.79610
706.52	1.79119
1013.98	1.77523

#### 3-3-2 測定結果

図3-5に測定した低圧水銀灯の再生ス ペクトルを示す。 (a) は分散素子を用 いずに通常のビームスプリッタを用いて測 定した結果で、 (b) が分散素子を用い て測定した分解能が向上したスペクトルで ある。 再生スペクトルは両者とも512 点のサンプル点で構成されている。また、 比較を容易にするため、579.1nmの ピークが同じ位置に再生されるように光学 系を調整した。 各再生スペクトルの上下 には表3-1を用いて較正した波長と波数 を示した。図3-5から明らかに(b)の 方の分解能が向上しているのがわかる。ま た、(a)では波数軸が線形であるのに対 して、(b)では非線形になっており、高 波数にいくほど波数分解は小さくなってい る。577.0nmと404.7nmのピ ークの間隔で比較した場合、(b)の方が (a)に比べて約3倍分解能が向上してい る。また、可視領域(380~760 nm) が再生スペクトルに占める割合を求めてみ ると、(a)では29%であるのに対して、 (b) では76%に達する。図3-5 (b) において546.1nmのピークと比較し



た435.8nmおよび404.7nmの2つのピークの相対強度は(a)におけるそれと 比較して小さくなっている。この原因として考えられるのは、1-2-3項で述べたイメー ジセンサのチャネル窓関数および、使用した分散素子であるビームスプリッタの面精度、均

-36-

一性の不足などによる高波数領域でのMT Fの低下があげられる。図3-6は同様の 測定をカドミウムランプに対して行った結 果である。(a)は分散素子を用いなかっ た場合で、(b)は用いた場合である。測 定条件は図3-5のときと同じであった。



図 3-6 カドミウムランプのスペクトル (a)分散素子を用いなかった場合

(b) 分散素子を用いた場合

3-4 結言

本章では三角光路コモンパス干渉計を用いた ISFTSにおける分解能向上法について述 ベ、その有効性を実験的に確かめた。本方法は複雑な数学的処理を用いず、イメージセンサ のチャネル数によって定まる分解能を、分散素子を干渉計中に挿入することのみにより向上 させるもので、三角光路干渉計を用いた ISFTSが持つ全ての特長を全く損なわないもの である。 原理的には再生スペクトルに占める可視領 域を100%とすることが可能であるが、こ れを実現するためには、より分散の大きい素 -子が必要である。分散を大きくするためには より分散能の大きい光学ガラスを用いる必要 があるが、現時点では、今回実験に用いたS F6ガラスが手に入る最も大きい分散能を持 つガラスであり、より分散能の大きいガラス が開発されるのを特たねばならない。また、 分散素子の厚さを大きくすることによっても 分散は大きくなるが、それと共に光学系も大





きくなり、さらに、ガラスの散乱によるエネルギ損失、迷光などの影響が出るものと思われ る。これらのことを考慮すると分散を大きくするためには図3-7に示すように同形の三角 プリズムを2個平行に並べて分散をかせぐ方法が最も良いと思われる。ただし、2個のプリ ズムの平行度(特にあおりに関して)を厳密に調整する必要がある。

図3-5、6の較正した波数軸が示すように再生スペクトルは高波数領域ほど波数分解が 小さくなっている。これを有効波数領域において一定にするためには図3-1で示した光束 の偏移量 h(σ)が

 $h(\sigma) = \alpha/\sigma + \beta \qquad (3-12)$ 

で表わされる必要がある。ただし、βは0でもかまわない。偏移量h(σ)が式(3-12) で与えられる分散素子を得る方法として次の2つが考えられる。

 (1) 分散の異なるいくつかの光学ガラスを張り合わせて式(3-12)を満たす偏移 量を作る。

(2) 透過型の同じ回折格子を2枚、図3-8のように平行に並べる。
 回折格子の格子定数をD、2枚の回折格子の間隔をLとすると、回折角θがθ≪1のとき、

 $h(\sigma) = L/\sigma D \qquad (3-13)$ 

となり、式(3-12)を満足する偏移 量が得られる。





4-1 緒言

第2章において三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSについて述べたが、この干 渉計の最大の特長は分解能が光源の大きさに制限されないことであった。分光器の明るさの 目安となるスループットEは

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}_{\mathbf{S}} \mathbf{\Omega}_{\mathbf{L}} = \mathbf{A}_{\mathbf{L}} \mathbf{\Omega}_{\mathbf{S}} \tag{4-1}$$

で定義される。<sup>34)</sup>  $A_S$ 、  $A_L$ はそれぞれ光源、コリ メータレンズの面積、 $\Omega_S$ 、  $\Omega_L$ はそれぞれコリメータ レンズから見た光源の立体 角および、光源から見たコ リメータレンズの立体角で ある(図4-1参照)。



このスループットEを考 えたとき、三角光路コモン

図4-1 スループットの説明図

パス干渉計では光源の面積A<sub>S</sub> は無制限である。しかし、レンズの前側に三角光路を組まな くてはならないため、レンズの有効径をそのままにして三角光路を小さくするとビームスプ リッタによって光束がけられる。そのため、レンズから光源までの距離はレンズの有効径に 対してある程度以上には短くできない。言い換えると、F値の大きいレンズしか使用できな い。その結果、立体角Ω<sub>L</sub> はそれほど大きい値をとることはできない。したがって、三角光 路干渉計では、面積の大きい光源に対してはスループットが大きくなり有利であるが、面積 の小さい光源に対してはスループットが小さくなり明るさの利点は望めない。

三角光路干渉計のもう1つの欠点は光学系の小型化を企てる場合、先程述べた理由により 三角光路をあまり小さくできない、また、それにより使用レンズの焦点距離が決まり、レン

-40-

ズからイメージセンサまでの距離も長 くなり小型化に制約を受けることであ る。

本章では上記の問題点を解決するた めの新たな干渉計の開発について述べ る。立体角Ω<sub>L</sub> あるいはΩ<sub>S</sub> を大きく するためには焦点距離の短いコリメー タレンズを使う必要がある。そのため には、コリメータレンズを干渉計の前 に持ってこなければならない。マイケ ルソン干渉計や、マッハツェンダ干渉 計を用いると、これは実現できるが、 2-1節でも述べたように外乱に対し



て弱くなり、かつ、白色干渉竊を得るための調整が困難であるという欠点が生じる。この欠 点をなくしたものに四角光路のコモンパス干渉計<sup>35)</sup>(図4-2)がある。しかし、光学系 の小型化を考えた場合、さらに最適な干渉計として複屈折干渉計(偏光干渉計)<sup>36)</sup>が考え られる。この干渉計は上に述べた四角光路コモンパス干渉計の利点をすべて有し、さらに、 光学系が直線状に組めるため小型化が容易であるという利点を持つ。この干渉計においては、 光源の面積は無制限ではなくコリメータレンズから見た光源の立体角Q<sub>S</sub>は制限を受ける。 しかし、この大きさは従来のフーリエ分光法におけるそれと同じであり分散型の分光器に比 べるとはるかに大きい値となる。

欠点としては、干渉計に偏光板を2枚使用するためイメージセンサに達するエネルギが入 射光のエネルギの1/4となり通常の干渉計におけるエネルギの1/2と小さくなることで ある。

4-2 複屈折(偏光)干渉計

種々の複屈折干渉計が考案されているが、36) それらは主としてシャリング干渉計であり

微分干渉顕微鏡などに用いられている。複屈折 干渉計としてシャリング干渉計をISFTSに 用いた場合、光源の面積が無限小の場合のみ干 渉編が生じ、光源の面積が大きくなると急激に 干渉縞の可視度が低下する。このようにシャリ ング干渉計はISFTSには不適当であるため、 新しくウォラストンプリズムを使ったISFT Sのためのシンプルな複屈折干渉計を考案した。 図4-3にその光学系を示す。光学系は光源、 コリメータレンズ、偏光板1、2、ウォラスト ンプリズム、結像レンズ、イメージセンサで構 成した。コリメートされた光源からの光は偏光 板1によって紙面に45°の直線偏光にされた 後ウォラストンプリズムに入射する。ウォラス トンプリズムは偏光ビームスプリッタの一種で  $45°の直線偏光を分離角 \theta_{o}$ をもった互いに



図4-3 開発した複屈折干渉計

直交する2つの直線偏光に分ける。分離された2平面波はウォラストンプリズム内に局在化 した干渉稿を生成する。この干渉稿は結像レンズによりイメージセンサ上に結像され観測さ れる。2光束は互いに直交した直線偏光でそのままでは干渉しないため、偏光板2によって 両者の紙面に対して45°の偏光成分だけを透過し2光束の結合を行なった。本光学系の観 測面における2光束の交角θは次式で与えられる、

$$\theta = \theta_{\rm S} / M \tag{4-2}$$

ここで、Mは結像系の横倍率である。

本光学系の特長は前節でも述べたように、光学素子が直線状に配置されているため小型化 が容易であること、さらに、2光束がほぼ同じ光路を通るため外乱に対して強いことである。 明るさに関しては次節で述べる。

第2章で述べた三角光路コ モンパス干渉計の場合、光源 の広がりに制限はなかったが、 本複屈折干渉計の場合、光源 が広がることにより干渉縞の 可視度が低下し分解能を制限 する。逆にいえば、イメージ センサのチャネル数で決まる 分解能を得るためには光源の 広がりに制限を設けなければ ならない。ここで、許容され る光源の広がりについて考え る。図4-4は干渉波面の概 念図である。簡単のため結像 系の倍率を1とした。光源が 2光束が作る面と平行な方向 に広がっている場合、その光 源上の1点からのコリメート された光束は光軸に対して図 のように角度Aだけ傾いた平 行光束となる。この平行光束 の波面は光源の光軸上の点か らの波面 Σ<sub>1</sub>、 Σ<sub>2</sub> に対して Aだけ傾いた波面  $Σ_1'$ 、  $Σ_2'$ となる。観測面での光路差∆ は、



図4-4 光源に広がりのある場合の干渉波面 (2光束が作る面と平行方向に広がりのある場合)



図4-5 光源に広がりのある場合の干渉波面 (2光束が作る面と垂直方向に広がりのある場合)

$$\Delta = x \sin(\theta/2 + A) + x \sin(\theta/2 - A)$$

= 
$$2xsin(\theta/2)cosA$$

$$\simeq \mathbf{x} \theta \left( 1 - \mathbf{A}^2 / 2 \right) \tag{4-3}$$

となる。ただし、A≪1、θ≪1とする。

次に、光源の広がりが2光束が作る面に対して垂直方向にある場合を考える。図4-5に そのときの干渉波面の状態を示す。 垂直方向に角度 B だけ傾いた平行光束の波面は $\Sigma_1^{"}$ 、  $\Sigma_2^{"}$ となる。観測面での光路差Δは、

$$\Delta = x \sin(\theta/2) \cos B + x \sin(\theta/2) \cos B$$
  
= 2xsin(\theta/2) cosB  
\approx x\theta(1-B^2/2) (4-4)

となり、式(4-3)、(4-4)から光源の広がりの影響は水平方向も垂直方向も同じで あることがわかる。そこで、光源の形が円形で、コリメータレンズから見た立体角がΩ(= π A<sup>2</sup>)であるとすると、観測面で得られるインタフェログラムi(x)は次式で表わされる。

$$-i(\mathbf{x}) = \int_{0}^{\Omega} \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma x\theta (1 - A^{2}/2)]\} d\sigma d\Omega$$
$$= \int_{0}^{\Omega} \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma x\theta (1 - \Omega/2)]\} d\sigma d\Omega$$
$$= \Omega \int_{0}^{\infty} s(\sigma) \{1 + [\sin(\sigma x\theta \Omega/2)/(\sigma x\theta \Omega/2)]$$
$$\cdot \cos[2\pi\sigma x\theta (1 - \Omega/4\pi)]\} d\sigma \qquad (4 - 5)$$

この結果、 光源の広がりによってインタフェログラムの空間周波数は $\sigma x \theta$ から  $\sigma x \theta (1-\Omega/4\pi)$ に変わり、インタフェログラムの可視度は $sin(\sigma x \theta \Omega/2)/(\sigma x \theta \Omega/2)$ となり、光軸から遠ざかるに従って低下する。可視度が最初に0になる光源の広がりを許容 立体角 $\Omega_{max}$ とすると、 $\Omega_{max}$ は波数に依存し最大波数 $\sigma_{max}$ に対して最小となり、

$$\sigma_{\max} x \theta \Omega_{\max} / 2 = \pi$$
  

$$\Omega_{\max} = 2\pi / x \theta \sigma_{\max} \qquad (4-6)$$

式 (1-8) より  $1/x\theta$  は波数分解  $\delta$   $\sigma$  であるから、許容立体角  $\Omega_{max}$  は、

$$\Omega_{\max} = 2\pi \delta \sigma / \sigma_{\max}$$

$$= 2\pi / R \qquad (4-7)$$

となる。ただし、Rは式(1-12)で定義された分解能である。これは、従来の反射鏡走 査型のマイケルソン干渉計を使った、フーリエ分光法における許容立体角と同じである。

以上は、結像系の横倍率が1のときについての議論であったが、横倍率がM $\geq$ 1の場合、 コリメータレンズから見た光源の許容立体角 $\Omega_{max}$ は横倍率が1のときの許容立体角 $\Omega_{max}$ のM<sup>2</sup>倍、すなわち、

$$\Omega_{\max} = M^2 \Omega_{\max} , \qquad (M \ge 1) \qquad (4 - 8)$$

となる。しかし、注意しなければならないのは拡大系のため、観測面での強度は1/M<sup>2</sup> と なり明るさは変わらないことである。。

4-4 装置の試作と性能評価

4-4-1 光学系

図4-6に試作装置の光学系を示す。使用したウォラストンプリズムは図に示すように3 素子からなり、<sup>37)</sup> 分離角は波長546.1nmにおいて3.44°で、開口は10×10 mmであった。結像系の横倍率Mは可視域でサンプリング定理を満足するように14.0倍 とした。光源の拡がりの制限は図4-3の光源の位置に絞りを置き、集光レンズにより光源 の像を絞り上に結像することにより行なった。使用したコリメータレンズの焦点距離は55 mm、F値は1.8であった。 分解能RをフォトダイオードアレイMN8090で決まる 512としたとき、このコリメータレンズで許容される絞りの直径は計算上は96mmとな るが、レンズ系やウォラストンプリズムによる光軸はずれ光の"けられ"が問題となり実際 にはそれほど大きくすることはできない。このこ とを考慮して絞りの直径は4mmとした。使用し たMN8090フォトダイオードアレイは幅28 mmに対して、高さは464µmしかないため、 光束の利用効率の向上をはかるため、円筒レンズ を結像レンズとイメージセンサの間に挿入し、干 渉縞を縦方向に圧縮した。



図4-6 試作装置の光学系

4-4-2 波数軸の較正

使用したウォラストンプリズムは水晶で構成されており、常光線、異常光線に対する屈折 率は共に分散を持ち波数に依存する。また、それらの差も波数に依存する。したがって、ウ オラストンプリズムによる直交2 偏光の分離角は波数の関数 θ<sub>s</sub>(σ)となる。それゆえ、イ ンタフェログラムをフーリエ変換して再生したスペクトルはそのままでは波数に関して線形 とはならず波数較正する必要がある。再生スペクトルにおけるサンプリング点kと波数σの 関係は、

$$\mathbf{k} = \sigma \mathbf{N} \mathbf{d} \theta_{\mathbf{s}} \left( \sigma \right) / \mathbf{M} \tag{4-9}$$

**で与えられる。**分離角θ<sub>s</sub>(σ)はウォラストンプリズムの幾何学的形状と水晶の分散曲線

によって決まり簡単な式で表わすことはで きない。したがって、式(4-9)を波数 σに関して解くのは困難であるため、数値 計算により波数較正を行った。図4-7は 試作装置に対して求めた式(4-9)に従 う波数σとkの関係をプロットしたもので ある。本章で示した再生スペクトルはすべ て較正後の結果である。



図4-7 較正曲線

4-4-3 発光スペクトルの測定 試作した複屈折干渉計ISFTS を用いて測定したカドミウムランプ のインタフェログラムとそれをフー リエ変換して得た再生スペクトルを 図4-8に示す。イメージセンサの 露光時間は200msであった。

図4-9は測定した赤色発光ダイ オードのインタフェログラムとスペ クトルを示す。 露光時間は300 msであった。

> INTENSITY 20 10



図4-8 カドミウムランプのイン タフェログラムと再生スペクトル



吸収スペクトル測定への応用

4 - 4 - 4

本複屈折干渉計ISFTSを用いてdidymiumガラスフィルタの吸収スペクトル測定を行っ た。光源にはタングステンランプを用いた。測定手順は、まずdidymiumガラスフィルタなし で参照スペクトルとしてタングステンランプのスペクトルを測定した。次にdidymiumガラス フィルタを絞りの直前に置き試料スペクトルとしてフィルタを透過したタングステンランプ のスペクトルを測定し、試料スペクトルを参照スペクトルで割り算することによりdidymium ガラスフィルタの吸収スペクトルを求めた。図4-10(a)に測定した参照スペクトル、 (b)に試料スペクトルを示す。図4-11(a)に図4-10の(b)を(a)で割り算 した結果であるdidymiumガラスフィルタの吸収スペクトルを示す。横軸は波長軸で表示し、 波長に関して直線になるように較正した。波長560nm以下と860nm以上はタングス テンランプの発光領域外で、ほとんど雑音で占められるため省略した。図4-11の(b) は比較のために回折格子分光光度計(日立330型)により測定したdidymiumガラスフィル タの吸収スペクトルである。(a)は(b)に比べて髙透過率領域で雑音が顕著である。こ れは誤差伝播の理論<sup>38)</sup>により説明できる。吸収スペクトルの雑音の分散  $\sigma_{T}^{2}$  は次式であた えられる、

$$\sigma^{2} = (1/I_{R})^{2} \sigma_{S}^{2} + (I_{S}/I_{R}^{2})^{2} \sigma_{R}^{2}$$
(4-10)

ここで、 $I_R$ 、 $I_S$ はそれぞれ参照スペクトル、試料スペクトルの強度、 $\sigma_R^2$ 、 $\sigma_S^2$ はそれ ぞれ参照スペクトル、試料スペクトルの雑音の分散である。式(4-10)より雑音が信号強 度に無関係、すなわち、加算的であれば吸収スペクトルの雑音は透過率( $I_S/I_R$ )の大き いほど雑音は大きくなることがわかる。



図4-10 didymiumガラスフィルタの 吸収スペクトル測定における(a)参照 スペクトルと(b)試料スペクトル



図 4 - 1 1 didymiumガラスフィルタの 吸収スペクトル (a) ISFTSによる 測定結果 (b) 回折格子分光光度計によ る測定結果

4-4-5 試作装置の性能と仕様

試作装置の分光波長領域は偏光板の特性によって決定され、約0.4~1μmである。こ の領域における波数分解は平均74 cm<sup>-1</sup> である。吸収スペクトルの分光波長領域はタング ステンランプの発光特性で制限され560 nmから860 nmである。700 nmにおける 波長分解は3.6 nmである。スループットは3.05srad-mm である。

4-5 結言

ISFTSのためにウォラストンプリズムを偏光ビームスプリッタとして用いた複屈折干 渉計を新しく考案し、次の点で三角光路コモンパス干渉計より優れていることを示した。

(1) 光源からコリメートレンズを臨む立体角を大きくすることができる。

(2) 光学系が直線状に構成できるため、装置のより小型化が可能である。

(1) に関しては分解能が光源の広がりに制限を与えることも示した。

本干渉計を用いて I S F T S を試作し発光スペクトルの測定を行った。さらに、吸収スペ クトルの測定にも応用し、高透過率領域における S N 比の低下はあったものの良好な結果が 得られた。 第5章 複屈折干渉計ISFTSの近赤外域への拡張<sup>39)</sup>

#### 5-1 緒言

近年近赤外領域(800nm~2,400nm)の分光が注目されつつある。特に、散乱 反射分光分析<sup>40)</sup> は穀物中の水、タンパク質、油、でんぷんなどの成分分析にとって重要で あり、実用化されつつある。散乱反射分光では散乱光強度は弱く、散乱体の面積も大きいた め、明るい分光器が必要である。

現在市販されている近赤外散乱反射分光光度計ではフィルタ分光器が用いられている。そのため、測定波長が数波長に限られており、また、フィルタを順次交換するため測定に時間を要する。この分光器に明るいという特長を生かしてISFTSが適用できれば、全波長での測定が同時に行えるため、短時間の測定が可能となる。

本章ではこの近赤外領域分光器と して前章で述べた複屈折干渉計IS FTSの適用を試み、散乱反射分光 分析への可能性を示す。

5-2 試作装置

図5-1に試作装置の概略図を示 す。レンズは低波数領域での透過率 の低下のない熔融石英製を用いた。 コリメータレンズ、結像レンズは共 に直径50mm、 焦点距離120 mmの単レンズで、絞りの直径は5

図5-1 近赤外分光用ISFTS



mmとした。結像系の横倍率は1とした。 使用したウォラストンプリズムは分離角 20'、開口30×30mmの水晶製であ る。偏光板はポラロイド社製のHR型を用 いた。図5-2にこの偏光板の波長特性を 示す。イメージセンサは第1章で述べた赤 外ビジコンを用い、走査線と干渉編が平行 になるようにセットした。平行性がずれる と後に述べる積算を行う場合、可視度が著 しく低下する。



本分光器の分光波長領域は主として偏光板と赤外ビジコンの特性によって定まり、

図5-2 ポラロイドHR型の編光特性

ここで使用した素子の場合、1~2µmである。テレビカメラはインタレース走査を行なっているため露光時間は33.3msと固定されており、利得の調整は赤外ビジコンのターゲット電圧を変えることで行った。

5-3 積算と差インタフェログラムによる雑音除去

5-3-1 フレーム内積算によるSN比の改善

前章では、インタフェログラムのSN比の改善方法として円筒レンズを用いて干渉縞の圧 縮を行い信号光強度を上げる方法を試みた。ここでは、赤外ビジコンが2次元イメージセン サであることを利用してフレーム内で積算を行う方法をとった。1フレームは256×25 6点の画素で構成されており、干渉縞を走査線と平行に水平方向に結像した。図5-3 (a) はブタンー空気炎の干渉縞のフレーム中央部の走査線に垂直な縦1ラインの強度分布である。 これに対し(b)は中央部の縦41ラインを走査線方向に積算したものの強度分布である。 明らかに積算することによりSN比が改善されているのがわかる。理論的にはSN比は積算 ライン数の平方根に比例して大きくなるが、赤外ビジコンの走査線の歪、光電面の傷、走査 線と干渉縞の平行度の不完全さなどにより中央部の縦41ラインの積算にとどめた。



図5-3 フレーム内積算の効果

5-3-2 差インタフェログラムによるバックグランド補正

インタフェログラムのバックグランド成分(DC成分)の強度は本来一定となるはずであ るが、図5-3に示したインタフェログラムのバックグランド成分はかなりの歪を受けてい る。これは主として赤外ビジコンのコイルアライメントの不完全性などによりイメージセン サ側に起因するものと思われる。バックグランドの歪がゆるやかで低周波成分しか持たない 場合、その影響は再生スペクトルの0波数付近にしか現われず、有効スペクトル領域には影 響を与えない。しかし、図5-3に示したインタフェログラムではその両端に高周波成分を 含むため再生スペクトル全域にバックグランドの歪の影響を与える。このためバックグラン ドの補正が必要である。

バックグランドが低周波成分だけを持つとき、補正は計算機により局所平均値を減算する ことにより可能であるが、高周波成分を含む場合、この方法は適用できない。そのため、こ こでは逆インタフェログラムを用いて差インタフェログラムを得る方法でバックグランドの 補正を行った。

図5-1の光学系において2枚の偏光板を平行ニコルの状態に置いた場合、得られるイン タフェログラムは式(1-3)で与えられる。ここでは、これを正インタフェログラムと呼 ぶ。これに対し、偏光板を直交ニコルの状態に置いた場合、インタフェログラムは明暗が逆 になり、次式で与えられる、

$$i_{r}(x) = \int_{0}^{\infty} s(\sigma) (1 - \cos 2\pi\sigma \theta x) d\sigma \qquad (5-1)$$

この i<sub>r</sub>(x) は逆インタフェログラムと呼ばれる。正インタフェログラムi(x) と逆インタフェログラム i<sub>r</sub>(x) は同じバックグラウンドを持つ。したがって正インタフェログラムから逆インタフェログラムを計算機により減算すれば、バックグラウンドは相殺され、信号成分のみが残りその強度は2倍になる。この減算結果を差インタフェログラムと呼ぶと、差インタフェログラム i<sub>d</sub>(x) は、



-55-

$$i_d(x) = 2 \int_0^\infty s(\sigma) \cos 2\pi \sigma \theta x d\sigma$$

となる。

図5-4 にブタンー空気炎の正インタフェロ グラムとそれから再生したスペクトルを、図5 -5には差インタフェログラムとそれから再生 したスペクトルを示す。逆インタフェログラム は偏光板2を90°回転させることにより測定 した。差インタフェログラムではバックグラウ ンドがほぼ完全に除去され、信号成分の強度が 2倍になっているのがわかる。正インタフェロ グラムだけからの再生スペクトルには偽のピー クが多数現われている。

フレーム内積算と差インタフェログラムによ るバックグラウンド補正を行って測定したブタ ンー空気炎のスペクトルを図5-6に示す。3 つの再生スペクトルはそれぞれ炎の異なる部分 を観測したものである。観測領域はそれぞれ直 径5mmの円である。再生スペクトルにみられ る2つのピークは共に H<sub>2</sub>O の発光帯によるも



のと思われる。炎の各位置によって発光状態が異なっているのがわかる。

ここでは、正インタフェログラムを測定した後、偏光板を90°回転させ逆インタフェロ グラムを測定した。このため、ISFTSの機械的駆動部分を持たず実時間測定が可能であ るという特長を失う。これを改善する方法は偏光板を横に2つに分け偏光軸が互いに直交す るようにセットし、赤外ビジコンの光電面の左半分で正インタフェログラムが、右半分で逆 インタフェログラムが同時に得られるようにすればよい。そして、計算機によりそれぞれの 領域でフレーム内積算を行った後、差インタフェログラムを求めバックグランド補正を行え ばよい。これにより、機械的駆動部分は全くなくなり実時間測定が可能となる。

(5-2)



図5-6 ブタンー空気炎の各部分のスペクトル

5-4 試作装置の性能と仕様

試作装置の分光波長領域は赤外ビジコンの分光感度(図1-3参照)と偏光板(図5-2 参照)の特性によって決定され約1~2μmである。波数分解は100cm<sup>-1</sup>である。スル -プットは2.7srad·mm である。

5-5 結言

複屈折干渉計ISFTSを波長1~2μmの近赤外領域分光へ応用した。フレーム内積算 によるSN比の改善、及び、差インタフェログラムによるバックグランドの補正を行いその 有効性を示し、ブタン-空気炎のスペクトルの測定を試みた。さらに、1つのフレーム内に 正および逆インタフェログラムを同時に作ることにより実時間で差インタフェログラムを得 る方法を提案した。

試作装置では、イメージセンサとして赤外ビジコンカメラを用いたが、このイメージセン サの使用は、小型化が容易であり、かつ、堅牢であるというISFTSのいくつかの利点を 損なうものであり最適とは言い難い。今後の技術の進歩により、近赤外領域の冷却を必要と しない安価な固体イメージセンサが開発されれば上記の欠点は改善されるであろう。 本論文では、フーリエ分光法におけるスループットの優位性と分散型マルチチャネル分光 法におけるマルチチャネルの優位性を合わせ持った紫外、可視、および近赤外領域における 新しい分光法 ーISFTS- の開発について述べた。以下、各章毎に総括を行ない、最 後に今後の課題について述べる。

第1章では、まず、ISFTSの原理について述べ、従来のフーリエ変換分光法、および、 分散型マルチチャネル分光法と比較した場合の長所、欠点について述べた。ISFTSの特 長をまとめると次の3つに集約される。

(1) スループットの優位性を有する。

(2) マルチチャネルの優位性を有する。

(3) 機械的な駆動部分を一切持たない。

次に、ISFTSに最適なイメージセンサについて検討し、1次元固体イメージセンサが最 適であることを示した。さらに、第2章以降の試作装置に用いたデータ収集システムについ て説明した。

第2章では、ISFTSに用いる干渉計について検討し、コモンパス干渉計が適当である ことを示した。それに従い、三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSを開発し、光源 の拡がりの影響について述べ、分解能が光源の拡がりの影響を受けないことを示した。本シ ステムを用いて発光スペクトルの測定を行なった結果、線スペクトルの測定に関しては良好 な測定結果を得た。しかし、連続スペクトルに関してはSN比の低下したスペクトルしか得 られなかった。これは、イメージセンサのダイナミックレンジの不足によるものであった。 さらに、時間分解スペクトル測光への可能性について述べた。本システムでの時間分解能は 最短で10msであった。

第3章では、ISFTSの欠点である分解能の不足について述べ、数学的な超解像法を用 いて分解能を改善する方法に対して、新しく純光学的に分解能向上を図る方法を提案した。 これは分散素子を干渉計内に挿入するもので、ISFTSの持つ長所を全く損なわないもの である。改善したISFTSで発光スペクトルの測定を行った結果、平均約3倍分解能を改 善することができた。 第4章では、複屈折干渉計を用いたISFTSの開発について述べた。この開発は、第2 章で述べた三角光路干渉計の持つ(1)光源から見たコリメータレンズの立体角が小さいた め、面積の小さい光源に対しては、スループットが小さい、(2)光束がビームスプリッタ にけられるため小型化が制限される、という欠点を改善するために行った。複屈折干渉計で は立体角を大きくとることができ、光学系を直線状に組めるため小型化が容易であるという 特長を持つことを明らかにした。そして、本システムを用いて吸収スペクトルの測定を試み その可能性を示した。

第5章では、第4章で述べた複屈折干渉計ISFTSを近赤外領域に拡張することを試み た。この領域では、固体イメージセンサの開発が遅れており、イメージセンサとして赤外ビ ジコンを用いた。SN比を改善する方法として、(1)フレーム内積算、(2)差インタフ ェログラムによるバックグランド補正を提案し、実験によりその効果を確認した。

本論文では、イメージセンサが単体の検出器と比較して同じ性能を持つという仮定のもと で議論してきた。しかし、実際に装置を試作し、実験を行ってみて、イメージセンサのダイ ナミックレンジの不足を痛切に感じた。線スペクトルの測定の場合はほとんど問題はなかっ たが、連続スペクトルの測定ではインタフェログラムのAC成分のエネルギは非常に小さく なるため、ダイナミックレンジの不足が直接、SN比の低下を招く。今後、半導体技術の発 展より、ダイナミックレンジの大きいイメージセンサが開発されるのを期待する。それが実 見されれば連続スペクトルの測定だけでなく、吸収スペクトルの測定に関しても、明るさと いう利点により、大いに威力を発揮するものと思われる。また、駆動部がないため、干渉計 とイメージセンサを一体化して固定すれば、分光センサとしてフィールドでの測定や、その 他、種々の環境下での活躍が期待できる。最後に、第2章で述べた三角光路コモンパス干渉 計を用いたISFTSが液体クロマトグラフィ用の検出器として実用化され、すでに市販さ れていることを付け加えておく。 本研究は、大阪大学応用物理学教室南研究室において1981年10月より1985年1 1月までの期間にわたって行ったものである。終わりに臨み、終始懇切なる御指導を賜わっ た大阪大学工学部南茂夫教授ならびに、研究の細部にわたり貴重な御教示と御討論を頂いた 同工学部助手河田聪博士に深く感謝の意を表します。

本学応用物理学教室・三石明善教授、同教室・一岡芳樹教授、本学プロセス工学教室・庄 野利之教授には論文作成にあたり御検討頂き、貴重な御教示を頂きました。ここに深く御礼 申し上げます。

著者が本研究を遂行するにあたり、終始、有益な御助言と暖かい激励を頂きました本学工 学部内田照雄助教授、同助手千賀康弘氏、本学事務官鶴谷美幸氏をはじめとする研究室の方 々に心から感謝いたします。

最後になりましたが、SF6光学ガラス製オプティカルパラレルを御提供して頂きました ミノルタカメラ(株)小林辰夫氏に御礼申し上げます。

#### 参考文献

- 1) P. B. Fellgett, Doctor thesis, Univ. of Cambridge (1951).
- 2) P. Jacquinot and C. Dufour, J. Rech. du C.N.R.S. 6, 91 (1948).
- Y. Talmi, "Applicability of TV-Type Mulutichannel Detectors to Spectroscopy," Anal. Chem. 47, 658A (1975).
- D. G. Jones, "Photodiode Array Detectors in UV-VIS Spectroscopy: Part I," Anal. Chem. 57, 1057A (1985).
- 5) E. V. Loewenstein, "The History and Current Status of Fourier Transform Spectroscopy," Appl. Opt. 5, 845 (1966).
- 6) G. W. Stroke and A. T. Funkhouser, "Fourie-transform Spectroscopy using Holographic Imaging without Computing and with Stationary Interferometers," Phys. Lett. 16, 272 (1965).
- 7) ' H. J. Coulfield, "Holographic Spectroscopy," in <u>Advances in</u> Holography Vol. 2 (Marcel Dekker, New york, 1976).
- 8) H. J. Coulfield, "Spectroscopy," in <u>Handbook of Optical Holo-</u> graphy (Academic Press, New York, 1979).
- 9) L. Mertz, Transform in Optics (Willey, New York, 1965).
- L. Mertz, "Auxiliary Computation for Fourier Spectrometry," Infrared Phys. 7, 17 (1967).
- M. L. Forman, W. H. Steel, and G. H. Vanasse, "Correction of Asymmetric Interferograms Obtained in Fourier Spectroscopy,"
   J. Opt. Soc. Am. 56, 59 (1966).
- 12) G. A. Vanasse and H. Sakai, "Fourier Spectroscopy," Prog.Opt. 6, p.p. 259-330 (1967).
- 13) A. S. Filler, "Apodization and Interpolation in Fouriertransform Spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. 54, 762 (1964).

- 14) 南茂夫、"放射測定機器としての分光器"、照明学会誌、61、358 (1977).
- 15) N. M. Larson, R. Crosmun, and Y. Talmi, "Theoretical Comparison of Singly Multiplexed Hadamard Transform Spectrometer and Scanning Spectrometers," Appl. Opt. 13, 2662 (1974).
- 16) 木内雄二、「イメージセンサ」(日刊工業新聞社、東京、1978年)
- 17) Y. Talmi and R. W. Simpson, "Self-scanning Photodiode Array: a Multichannel Spectrometric Detector," Appl. Opt. 19, 1401 (1980).
- 18) 浜松ホトニクス(株)、"PCDリニアイメージセンサ"、オプトロニクス、No. 5, p.88 (1985).
- 19) 「MN8090データシート」、(松下電子工業(株))
- 20) A. Tebo, "IR Detector Technology Part II: Arrays," Laser Focus, 20, No. 7, p. 68 (1984).
- 21) 「浜松ホトニクス撮像管カタログ」、(浜松ホトニクス(株)、1982年)
- 22) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami, "Fourier Transform Spectrometer with a Self-scanning Photodiode Array," Appl. Opt. 23, 269 (1984).
- 23) C. Harvey, "Demonstraiton Triangle Path Interferometer," in <u>Optics</u> (The Johns Hopkins Press, Baltimore, 1962).
- 24) K. Yoshihara and A. Kitade, "Holographic Spectra using a Triangle Path Interferometer," Jpn. J. Appl. Phys. 6, 116 (1967).
- 25) R. E. Murphy, F. H. Cook, and H. Sakai, "Time-resolved Fourier Spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. 65, 600 (1975).
- 26) H. Sakai and R. E. Murphy, "Improvements in Time Resolved Fourier Spectroscopy," Appl. Opt. 17, 1342 (1978).
- 27) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami, "Optical Method for Resolution Enhancement in Photodiode Array Fourier Transform

Spectroscopy, " Appl. Opt. 24, 4221 (1985).

- 28) A. Papoulis, <u>Signal Analysis</u>, Chap. 7 (McGraw-Hill, New York, 1977).
- 29) S. Kawata, K. Minami, and S. Minami, "Superresolution of Fourier Transform Spectroscopy Data by the Maxumum Entropy Method," Appl. Opt. 22, 3593 (1983).
- 30) K. Minami, S. Kawata, and S. Minami, "Superresolution of Fourier Transform Spectra by Autoregressive Model Fitting with Singular Value Decomposition," Appl. Opt. 24, 162 (1985).
- 31) T. J. Ulrych and M. Ooe, "Autoregressive and Mixed Autoregressive-Moving Average Models and Spectra," in <u>Nonlinear</u> <u>Methods of Spectral Analysis</u>, S. Haykin Eds. (Springer-Verlag, New York, 1979).
- 32) <u>Minolta Optical Glass Catalog 8104</u> (Minolta Camera Co., Ltd., Osaka, 1981).
- 33) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami, "Photodiode Array Fourier Transform Spectrometer Based on Birefringent Interferometer," Appl. Spectrosc. 40, No. 5 (1986) (to be published).
- 34) 「応用分光学ハンドブック」、吉永弘編、(朝倉書店、東京、1973年)
- 35) 津野隆夫、"高速度ホログラフィ分光写真"、応用物理、38,945 (1969).
- 36) M. Françon, "Polarization Interferometer," in <u>Optical Inter-</u> <u>ferometry</u> (Academic Press, New York, 1966).
- 37) J. M. Bennett and H. E. Bennett, "Polarization," in <u>Handbook</u> <u>of Optics</u>, W. G. Driscoll Eds. Chap. 10-39 (McGrow-Hill, New York, 1978).
- 38) 大西義英、「計測工学」、(理工社、東京、1966年)、

- 39) S. Minami, T. Okamoto, and S. Kawata, "Near IR Fourier Transform Spectrometer with an IR Vidicon," Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 553, (1985) (in press).
- 40) C. A. Watson, "Near Infrared Reflectance Spectrometric Analysis of Agricultural Products," Anal. Chem. 49, 835A (1977).