新しい型の2次元マルチチャンネル フーリエ分光計の開発と実用化 —干渉縞連結による分解能の向上—

海老塚 昇・小林 行泰*・佐藤 修二**・若木 守明***

総合研究大学院大学数物科学研究科天文科学専攻 三鷹市大沢 2-21-2 (〒181)

*国立天文台 三鷹市大沢 2-21-1 (〒181)

**名古屋大学理学部宇宙物理学Z研 名古屋市千種区不老町 (〒464)

***東海大学工学部光学工学科 平塚市北金目1117 (〒259-12)

(1994年12月9日 受理)

キーワード：フーリエ分光計，2次元分光計，偏光干渉計，撮像検出器

Development and Practical Application of a Novel Type Two Dimensional
Multi-channel Fourier Transform Spectrometer
—Improvement of Resolving Power by means of Connecting Interferograms—

Noboru EBIZUKA, Yukiyasu KOBAYASHI*, Syuhji SATO** and Moriaki WAKAKI***

Department of Astronomical Science, School of Mathematical and Physical Science,
The Graduate University for Advanced Studies, 2-21-2 Ohsawa Mitaka-shi, Tokyo, Japan 181

*National Astronomical Observatory, 2-21-1 Ohsawa Mitaka-shi, Tokyo, Japan 181

**Z-seminar of Science for Universe, Faculty of science, Nagoya University,

Furoh-choh Chikusa-ku Nagoya-shi, Aichi, Japan 464

***Department of Electro-Photo-Optics Engineering, School of Engineering, Tokai University,
1117 Kitakaname Hiratuka-shi, Kanagawa, Japan 259-12

(Received December 9, 1994)

Keywords: Fourier Transform Spectrometer, Two Dimensional Spectrometer, Polarizing Interferometer, Multi-channel Detector

A novel type Two Dimensional Multi-channel Fourier Transform Spectrometer (2D-MCFTS) was devised. The spectrometer consists of an Wollaston prism polarizing interferometer, two Savart plates and a phase retarding plate. This spectrometer gives two pairs of interferograms folded within the two dimensional imaging detector. By means of connecting folded interferograms with signal processing method developed by us, nearly twice of resolving power improvement was realized. Another feature of this spectrometer is that almost all the incident light intensity except Fresnel losses at the surfaces of the components can be utilized, since the Savart plates are utilized as a polarizer and an analyzer.

1. はじめに

最近の固体撮像素子の進歩に伴い、紫外線から赤外線領域の2次元撮像検出器の入手が容易になった。これらの中には画素数が100万 (10^6) 画素を超えるような検出器もある。そのような2次元撮像検出器の画素を有効に利用した、様々な2次元分光計が盛んに開発されている。一般に2次元撮像検出器の撮像面内に1次元のスペクトル(干渉縞)情報と、もう一方の1次元に空間や時間情報あるいは垂直分散素子(Cross-Disperser)等を持つ分光計を指して2次元分光計と呼ぶ。

我々は干渉縞が2次元撮像検出器面内に折り込まれる、新しい型の2次元マルチチャンネルフーリエ分光計(**Two Dimensional Multi-channel Fourier Transform Spectrometer: 2D-MCFTS**)を開発した(Fig. 1)。折り込まれた干渉縞を我々が考案した信号処理法を用いて連結することにより、スペクトルの分解能を向上することができる。

2. 従来型マルチチャンネルフーリエ分光計

マルチチャンネルフーリエ分光計(MCFTS)は2光束干渉計により空間的に形成された干渉縞をアレイ検出器で取り込み、離散フーリエ変換を行うことによりスペクトルを得る分光計である¹⁻⁴⁾。2光束干渉計としては4角光路コモンパス⁵⁾や3角光路コモンパス^{6,7)}といったレーザージャイロスコープに使われるSagnac干渉計のように反射鏡で構成されたタイプと、Wollaston Prism(WP)⁸⁻¹⁰⁾やSavart板¹¹⁾のような複屈折プリズムを用いた複屈折偏光干渉計が用いられる。これらの干渉計を用いたMCFTSはフーリエ分光計とマルチチャンネル分光計との両方の利点、すなわち大きなスループット(Jacquinotの優位性)と全スペクトル波長域を同時に計測でき、機械的駆動部を必要としないというマルチチャンネルの優位性を兼ね備えている¹⁻⁴⁾。これらの内、WP(Fig. 2)やSavart板を用いた複屈折偏光干渉計のMCFTSは基本的に透過光学系であるため直線的に光学

Fig. 1 Optical arrangement of a novel type two dimensional multi-channel Fourier transform spectrometer with an Wollaston prism birefringent interferometer.

Fig. 2 Optical arrangement of a conventional MCFTS with a Wollaston prism.

系を配置でき、より小型で調整が容易である。その上、反射光学系のように光学部品に高い面精度を必要とせず、振動などに対しても安定した光学系である。そのため紫外領域においても光学部品に吸収が無い領域では容易に干渉縞を得ることが出来る。

このようにMCFTSは多くの利点を持った分光計である。しかし従来のMCFTSは以下に示すような問題点がある。

- 1) 分解能が検出器のサンプリング方向の1次元画素数により制限される。

フーリエ分光計の最短波長(サンプリング間隔の2倍)における分解能はサンプリング数: N の半分の値を持つ($R=N/2$)。サンプリング数が多いほど、すなわち光路差が大きいほど分解能は高くなる¹²⁻¹⁴⁾。しかしMCFTSの場合、干渉縞方向に沿った検出器の1次元画素数によりサンプリング数が制限される。そのため高い分解能が得られるといったフーリエ分光法の大きな利点を活かさない¹⁻³⁾。

- 2) 入射光の利用率が低い。

複屈折偏光干渉計のMCFTS(Fig. 2)の場合、偏光子および検光子として偏光板を2枚使用するため入射光の利用率は最高でも25%である。その上、可視光から近赤外領域で用いられる2色吸収性樹脂の偏光板には波長によって吸収や偏光度の低下があり、利用できる帯域幅は1オクターブ程度である。また主に赤外領域から電波領域で用いられるワイヤーグリッド偏光板は短波長になるほど製作が困難であり、入手できる近赤外線用のワイヤーグリッド偏光板の多くは $1\mu\text{m}$ 以下の波長において偏光度が0.9以下である。そのため、これらの偏光板を使用した従来の複屈折偏光干渉計は波長によって入射光の利用率が、わずか数%になってしまう場合がある。

- 3) 光学素子の傷や汚れ等が雑音の原因になる。

WPやCCD近傍にある微小で濃いヒキ傷や塵等はスペクトル空間において高波数成分まで含む雑音であ

る．そのためフーリエ変換した場合，これらによる雑音は信号との分離が困難である．

3. 新しい型の2D-MCFTSの原理

我々が考案した新しい型の2D-MCFTS (Fig. 1) はWP 偏光干渉計に Savart 板と位相遅延板を組み合わせ，CCD 等，2 次元撮像検出器上に光路差の異なる複数本の干渉縞が折り込まれる．折り込まれた干渉縞を後節で述べる信号処理法を用いて連結することによりスペクトルの分解能が向上できる上に，上記 2), 3) の問題点も解決することができる．

WP 偏光干渉計を用いた新しい型の2D-MCFTS の原理を Fig. 3 に示し，以下に各光学素子の機能を説明する．また得られた干渉縞および，その処理法を Fig. 4 に示す．

1) Savart 板 1 (偏光子)

WP 偏光干渉計において偏光子として用いられる偏光板の代わりに Savart 板が用いられる．入射した光束は Savart 板により干渉縞と垂直な方向へ 2 本の光束に分離される．垂直な方向へ分離された 2 光束は WP の主断面に対し45度の偏光面を持ち，お互いの偏光面は直交している．

2) 位相遅延板

Savart 板で分離された一方の光束（上方光束）は位相遅延板として働く位相板を透過し，もう一方の光束（下方光束）は補償板を透過する．補償板は位相遅延板

Fig. 3 Optical diagram of a novel type MCFTS.

(a) Top and side views of the trace of the rays separated with each optical component. Optical axis of each crystal is shown by an arrow or a double circle. (b) Direction of the polarization of the beam through after each optical component. Broken arrows show the relative shift of the optical path compared with the solid arrow by the phase retarding plate.

に対し半分の板厚の位相板 2 枚を直交して貼合わせてある．位相板側を透過した光束は常光線と異常光線の間に光路差が生じる．すなわち，位相遅延板の板厚を変えることにより 2 次元撮像検出器上に形成される干渉縞に任意な光路差を与えることができる．

3) WP (Wollaston Prism)

位相遅延板を透過した 2 本の光束はそれぞれ WP により光軸に対し等しい角度に分離される．WP で光束が分離される面をレンズにより 2 次元撮像検出器上に結像させることにより検出器上に干渉縞が形成される．尚，この面のことを干渉縞の局在面という．

4) Savart 板 2 (検光子)

WP により分離された光束の組はお互いに偏光面が直交しているのでそのままでは干渉しない．これらの光束の組を干渉させるためには検光子を用いて，互いの偏光面を揃えなければならない．この検光子も Savart 板を使用することにより干渉縞と垂直に分離した In-Phase (平行ニコル) と Anti-Phase (直交ニコル) の両方の干渉縞が得られる．これら In-Phase と Anti-Phase の干渉縞の差をとることにより干渉縞の振幅は 2 倍になり，非干渉成分は打ち消される．そのため光学部品のキズやホコリ等による雑音成分を除去することができる．すなわち S/N を $\sqrt{2}$ 倍以上向上させることができる．

光学素子に用いられる材質に吸収が無い場合，この 2 次元干渉計の光量の損失は，界面の反射が支配的である．そこで界面を反射防止コートあるいは接着することにより反射による光量の損失を大幅に減少出来る．すなわち，この光学系は反射による若干の光量の損失を除き，原理的に入射した光束を全て利用することができる．

Fig. 4(a) に折り込まれる元の干渉縞を示す．2 次元撮像検出器上に折り込まれた 4 本の干渉縞は区間 a-c の In-Phase と Anti-Phase の干渉縞を (b) と (c) に，区間 b-d の Anti-Phase と In-Phase の干渉縞を (d) と (e) にそれぞれ示す．区間 a-c および b-d の In-Phase と Anti-Phase との差の干渉縞をそれぞれ (f) と (g) に示す．ここで光路差が異なる干渉縞同士を連結するには位相整合を行わなければならない．このとき干渉縞同士には若干の光路差が重複する部分（区間 b-c）を必要とする．そのため (d) と (e) の干渉縞 B_2 と B_1 には 1 次元の画素数に相当する光路差より若干少ない光路差 δ が加えられる．

これらの干渉縞は計算機に取り込まれ，次節で述べられる手順で位相整合され連結される．連結された干渉縞は位相補正¹²⁻¹⁴⁾され，センターバーストで折り返される．

Fig. 4 Four interferograms obtained by the 2D-MCFTS. (a) Original interferogram. (b), (c) In-phase and anti-phase interferograms obtained between path difference $a-c$, respectively. (d), (e) Anti-phase and in-phase interferograms obtained between path difference $b-d$. (f), (g) Resultant interferograms subtracted an anti-phase interferogram from an in-phase interferogram.

位相補正は一般にセンターバーストの両側の光路差を等しく切り出した短い干渉縞を用いて行われる。そのためセンターバーストの反対側の干渉縞（区間 $a-o$ ）も取り込む必要がある。

センターバーストの反対側の干渉縞（区間 $a-o$ ）と光路差が重複する部分の干渉縞（区間 $b-c$ ）の光路差が等しい場合、2本を連結した干渉縞から得られるスペクトルは、連結されていない1本の干渉縞から得られるスペクトルに対し、2倍の分解能を持つ。

偏光子として複屈折板と Savart 板を交互に組み合わせた複合型の Savart 板を用いた場合、光束を 2^n 本（ n は任意の正の整数）に分離できる。それと対応するように位相遅延板で相応の光路差を与えれば、従来の MCFTS に対し 2^n 倍の光路差を持つ干渉縞を得ること

も可能である。

4. 干渉縞連結による分解能向上の原理

Fig. 5 の (a) と (b) に示されるように連結される2本の干渉縞は連結位置においてお互いの位相が異なると、そのままでは連結することはできない。(c) のように干渉縞同士を連結するためには、それらの重複部分において一方の干渉縞に対して他方の干渉縞の位相整合を行わなければならない。

以下に我々が考案した干渉縞連結のための位相整合法について解析的に説明を行う。

いま、(a) と (b) の連結する2本の干渉縞 A と B の重複部分の干渉縞 O_a と O_b の振幅分布をそれぞれ $M_a(x)$ と $M_b(x)$ とすると

Fig. 5 Analytical method for connecting two interferograms. (a), (b) Resultant interferograms obtained between path differences $a-c$ and $b-d$, respectively. (c) Interferogram connected after phase adjustment by using the overlapped parts $b-c$. (d) Flow chart for phase adjusting method.

$$\begin{aligned} M_a(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} S_a(u) \exp \{-2\pi iux - i\phi_a(u)\} du \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} S_a(u) \exp \{-i\phi_a(u)\} \exp(-2\pi iux) du \end{aligned} \quad (4-1)$$

$$M_b(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S_b(u) \exp \{-i\phi_b(u)\} \exp(-2\pi iux) du \quad (4-2)$$

である。ここで x は干渉縞の光路差に対応する値で、 u は波数に対応する空間周波数を示す。また $S_a(u)$ 、 $S_b(u)$ はそれぞれ干渉縞 O_a 、 O_b の本来のスペクトル分布、 $\phi_a(u)$ 、 $\phi_b(u)$ はそれぞれ干渉縞 O_a 、 O_b の位相を示す。これらは本来のスペクトル分布に位相スペクトルが掛け合わされたスペクトル： $m_a(u)$ 、 $m_b(u)$ のフーリエ変換を意味する。そこで、(4-1)と(4-2)式の $M_a(x)$ と $M_b(x)$ を逆フーリエ変換すると

$$\begin{aligned} m_a(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} M_a(x) \exp(2\pi iux) dx \\ &= S_a(u) \exp \{-i\phi_a(u)\} \end{aligned} \quad (4-3)$$

$$\begin{aligned} m_b(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} M_b(x) \exp(2\pi iux) dx \\ &= S_b(u) \exp \{-i\phi_b(u)\} \end{aligned} \quad (4-4)$$

が得られる。ただし係数 $1/(2\pi)$ は省略してある。

干渉縞 O_b と O_a は同じ入射光を分割したものであるため、そのスペクトル分布は

$$S_b(u) = \alpha S_a(u) \quad (4-5)$$

でなければならない。ここで α は干渉縞 O_a と O_b の振幅比を表す定数である。また光路差の波長分散が無い場合、どの波長でも干渉縞 O_a と O_b との光路差は Δx であり、干渉縞 O_a と O_b との位相ずれ： $\phi(u)$ は

$$\phi(u) = \frac{2\pi \Delta x}{u} \quad (4-6)$$

なので

$$\phi_b(u) = \phi_a(u) - \phi(u) \quad (4-7)$$

とすると、(4-2)式の M_b は

$$\begin{aligned} M_b(x) &= \alpha \int_{-\infty}^{\infty} S_a(u) \exp \{-i\phi_a(u)\} \\ &\quad \times \exp[i\phi(u)] \exp(-2\pi iux) du \end{aligned} \quad (4-8)$$

になる。ここで位相ずれスペクトルは

$$f(u) = \exp[i\phi(u)] \quad (4-9)$$

であるから、 $f(u)$ をフーリエ変換すると干渉縞の位相ずれ： $F(x)$ が得られる。

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\phi(u)] \exp(-2\pi iux) du \quad (4-10)$$

このとき、(4-8)式右辺の積分は $m_a(u)$ と $f(u)$ の積を

フーリエ変換したもののなので $M_a(x)$ と $F(x)$ とのコンボリューションを意味する。すなわち

$$M_b(x) = \alpha M_a(x) * F(x) \quad (4-11)$$

である。ここで $*$ はコンボリューション処理を示す。この(4-11)式は $F(x)$ の複素共役： $F^*(x)$ と $M_b(x)$ のコンボリューション処理を行うことにより、 $M_a(x)$ に対する $M_b(x)$ の位相ずれを補正できることを意味する。そこで $F^*(x)$ を求める方法を以下に示す。

$M_a(x)$ と $M_b(x)$ を相互相関処理した結果に対し、逆フーリエ変換処理を行うと、(4-3)と(4-4)式から

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[M_a(x) \star M_b(x)] &= m_a(u) \cdot m_b^*(u) \\ &= S_a(u) \exp \{-i\phi_a(u)\} \\ &\quad \times S_b(u) \exp \{i\phi_b(u)\} \end{aligned}$$

が得られ、(4-5)と(4-7)式より

$$m_a(u) \cdot m_b^*(u) = \alpha \{S_a(u)\}^2 \exp \{-i\phi(u)\} \quad (4-12)$$

が得られる。ここで $\mathcal{F}^{-1}$ は逆フーリエ変換、 $\star$ は相関処理を示す。この(4-12)式の位相項： $\exp \{-i\phi(u)\}$ のみをフーリエ変換すると $F^*(x)$ が得られる。すなわち

$$F^*(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{-i\phi(u)\} \exp(-2\pi iux) du \quad (4-13)$$

である。この $F^*(x)$ と $M_b(x)$ のコンボリューションは(4-8)と(4-13)式から、

$$\begin{aligned} M_b(x) * F^*(x) &= \alpha \int_{-\infty}^{\infty} S_a(u) \exp \{-i\phi_a(u) + i\phi(u)\} \\ &\quad \times \exp \{-i\phi(u)\} \exp(-2\pi iux) du \\ &= \alpha M_a(x) \end{aligned} \quad (4-14)$$

である。よって、この(4-14)式は干渉縞 O_b が O_a に対し位相整合されたことを意味する。さらに干渉縞 B に対しても $F^*(x)$ とコンボリューション処理を行うことにより干渉縞 O_a に対し位相整合される。ここで干渉縞 B を位相整合し、係数 α で割った干渉縞を B' とする。干渉縞 A から O_a を切り出した干渉縞 A' に B' を連結すると(c)の干渉縞 AB が得られる。

以上をまとめると、(Fig. 5(d)参照)

- 1) 位相遅延板による光路差を求め、連結する2本の干渉縞 A 、 B から重複部分 $O_a(M_a)$ 、 $O_b(M_b)$ をそれぞれ切り出す。
- 2) 1)で切り出された2本の干渉縞の間で相互相関処理 ($M_a \star M_b$) を行う。
- 3) 相互相関処理したデータの複素逆フーリエ変換処理 ($m_a \times m_b$) を行い、位相スペクトル F^* を得る。
- 4) 位相差のスペクトルと強度が1の強度スペクトルを与え、複素フーリエ変換処理を行うことによ

り、位相補正干渉縞 F^* を得る。

5) 位相補正干渉縞 F^* を連結する一方の干渉縞 B にコンボリューション処理 ($B * F^* = B'$) を行い、 A から O_a を切り出したもう一方の干渉縞 A' に対し位相整合させる。

6) 位相整合された干渉縞 B' を干渉縞 A' に連結することにより(c)の干渉縞 AB が得られる。

このようにして得られた干渉縞 AB は従来の1次元MCFTSに対し、ほぼ2倍の光路差を持つ。すなわち、干渉縞 AB をフーリエ変換処理することにより、従来に対し分解能がほぼ2倍のスペクトルが得られる。

位相遅延板に波長依存性がない場合、連結位置における位相ずれ $\phi(u)$ は波長に対し緩やかに変化する。そのため正確に連結位置のサンプリング点を決定すると、この手法による位相整合は原理的に少ないサンプリング点の干渉縞重複部を用いることで行える。このことは光路差がいかに大きい干渉縞同士においても、各々の一部の短い重複部を用いて連結が可能であることを意味する。すなわち m 本の干渉縞を連結することにより、従来の1次元MCFTSに対し、ほぼ m 倍の光路差を持つ干渉縞が得られる。そのフーリエ変換処理により得られるスペクトルの分解能もほぼ m 倍になる。

5. 新しい型の2D-MCFTSの試作

我々は方解石¹⁵⁾のSavart板¹⁶⁾、LiNbO₃¹⁷⁾のWP¹⁶⁾と位相遅延板および可視用冷却CCDを用いて2D-MCFTSを試作した。折り返し歪による疑似信号を避けるために、光学系を最短波長が検出器の最短検出波長近傍の350 nm になるように設計した。

Savart板は2枚の等しい板厚の複屈折板を直交して貼り合わせた複像光学素子である。ここでは板厚5 mmの方解石複屈折板を2枚組み合わせた分離幅0.855 mm (波長350 nmにおいて)と4枚組み合わせた分離幅1.71 mm (350 nm)の2種類のSavart板を製作した。これらのSavart板は各々偏光子および検光子として使用した。WPはLiNbO₃の頂角7°のダブルウォラストンプリズムで分離角: 2θ は3.35° (350 nm)を用いた。このWP中に存在する干渉縞の局在面を約4倍の倍率で結像させると画素ピッチ12 μ mのCCD上のサンプリング間隔は175 nm (光学系の最短波長の半分)になる。

位相遅延板は、0.5 mmのLiNbO₃ X-cut板をダイシングソーで切断した位相板3枚を組み合わせて製作した。この位相遅延板は波長が350 nmの光に対し、光路差122,020 nm すなわち位相差348.6 λ を与える。これら

のSavart板と位相遅延板をWP偏光干渉計に組み合わせることにより、CCD上に697.3画素のシフト量を持つ2組の干渉縞が得られる(1次元の画素数が1024の場合、328画素が重複する)。

Fig. 6に示すように水平方向の干渉光学系はコリメートレンズによりWPにコリメート光が入射する。カメラレンズはWP中の干渉縞局在面をマルチチャンネル検出器上に結像させる。一方、垂直方向の結像光学系はコリメートレンズでいったん平行になった光束をシリンドリカルレンズにより干渉縞局在面に入射孔を結像させる。さらにカメラレンズにより入射孔を検出器上に結像させる。従ってシリンドリカルレンズとカメラレンズの間にSavart板を置くとCCD上では分離幅が4倍になる。用意した2個のSavart板の分離幅の比が2:1なので、それらをシリンドリカルレンズからカメラレンズの間に置くことにより、CCDの検出面上に得られる4本の干渉縞は等間隔になる。

最短波長を350 nmで設計した場合、1024画素の光路

Fig. 6 Optical diagram of a novel type 2D-MCFTS. (a) Top view of the spectrometer which acts as interferometer optics. (b) Side view of the spectrometer which acts as imaging optic.

差に対応する局在面の径は約 3 mm である．また前置光学系は口径比が $F=16.7$ の望遠鏡を用いた．この場合，コリメートレンズの焦点距離は $f=50$ mm になる．一方，垂直方向は $f=68$ mm の平凸のシリンドリカルレンズ 2 枚を組合せた．なお，カメラレンズは $f=25$ mm の望遠鏡用接眼レンズを使用した．

CCD は画素数が 1024×1024 ，画素サイズが $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ のテキサスインスツルメンツ製，フレームトランスファー CCD：TC215 を使用した．この CCD はクライオスタットに据え付けられ，液体窒素を冷媒として，熱接触の調整により約 -90°C に冷却される．

CCD の制御と AD 変換およびホストコンピュータへのデジタル信号の転送は国立天文台で開発された Messia II と呼ばれる固体撮像素子ドライバーを使用した．ホストコンピュータとしてワークステーションを用い，Messia II の操作とデータ取得を行った．CCD からの出力は 16-bit で AD 変換される．また得られた画像データの処理は米国国立天文台にて開発された汎用画像解析ソフトウェア：IRAF (Image Reduction and Analysis Facility)¹⁸⁾を使用した．

6. 光学系の調整および各種光源による光学系の評価

光学系の調整はタングステン灯や蛍光灯等の白色光を用いて行った．まずセンターバーストが 2 組の干渉縞の重複部分に来るように WP の位置を調節する．次に WP，レンズと CCD の距離を調節し，位相遅延板による干渉縞のセンターバーストのシフト量を設計値と一致させた．2 組の干渉縞の重複部分にセンターバーストが位置するように調整し，水銀灯，ナトリウム灯及びカドミウム灯を光源として光学系の評価を行った (Fig. 7)．

Fig. 7 Four interferograms of a cadmium lamp obtained by a novel type 2D-MCFTS. Appropriate phase shift is given between the two pairs of interferograms.

Fig. 8 (a) Four interferograms of a mercury lamp obtained by a novel type 2D-MCFTS. (b) Four power spectra obtained by complex Fourier transform of these four interferograms.

得られた 4 本の干渉縞をそれぞれ独立にフーリエ変換処理し，スペクトルを得た．これらの光源の輝線スペクトルの位置は 4 本とも全て一致した (Fig. 8)．また，スペクトルから求めた最短波長も約 350 nm が得られ，設計値と一致した．これらは若干 S/N の差があることを除けば同一のスペクトルと見なすことが出来る．すなわちサンプリング間隔が全て等しい 4 本の干渉縞が得られた．このことは Savart 板，位相遅延板および WP が設計どおりに機能していることを示す．

7. 干渉縞連結による分解能向上の実例

我々は水銀灯を光源として 577 と 579 nm の 2 重線について 4 節の信号処理法により連結し，分解能向上を試みた．連結された干渉縞に対し，センターバースト両側の干渉縞を用いて Forman の方法による位相補正^{19,20)}を行い，センターバーストで折り返すことにより，偶関数の干渉縞を得た．

Fig. 9 Calculated resolving power of manufactured MCFTS for the spectra reconstructed from connected two interferogram and single interferogram.

Fig. 10 (a) Interferogram of a mercury lamp obtained by the 2D-MCFTS. The interferogram is not connected but phase-corrected by using the Forman method. (b) Power spectrum reconstructed by cosine FFT from the interferogram in (a).

位相補正を512画素で行うために、センターバーストに対し反対側の短い干渉縞が256画素になるよう光学系を調整した。また位相遅延板により与えられる光路差は水銀灯の577と579 nmの2重線近傍では720画素に相当する。1次元が1024画素のCCDの場合、干渉縞の重複部分は304画素になる。このように調整された光学系により取り込まれた2組を連結した干渉縞および、1組の干渉縞から得られるスペクトルについて各波長ごとに計算で求めた分解能をFig. 9に示す。ここで、これらの干渉縞は位相補正され、折り返されていることとする。

水銀の577と579 nmの2重線スペクトルは $R=289$ 以上の分解能を持つ分光計で分離できる。1組の干渉縞から得られたスペクトル (Fig. 10) は578 nmでは $R=$

Fig. 11 (a) Interferogram of a mercury lamp obtained by the 2D-MCFTS. The interferogram is connected by using the developed phase adjusting method and is phase-corrected by using the Forman method. (b) Power spectrum reconstructed by cosine FFT from the interferogram in (a).

345 (Fig. 9) なので、かろうじて分離している。一方、2組を連結した干渉縞から得られたスペクトル (Fig. 11) は完全に分離している。この場合、578 nm における分解能は $R=668$ (Fig. 9) である。このように期待どおり分解能が向上していることが確認できた。この結果は2本の干渉縞の連結位置において位相整合が首尾よくなされたことを意味する。

8. 2D-MCFTS の分解能

今回試作した 2D-MCFTS は最短波長における分解能が約1,500程度であった。前述のように、この 2D-MCFTS において偏光子を複合型の Savart 板と交換し、それに対応する位相遅延板に交換する改造を行うことにより 2nd 組の干渉縞を 2 次元撮像検出器上に折り込むことができる。このような 2D-MCFTS について、理想的な場合、すなわち 512 組、1024 本の干渉縞を折り込む場合を見積もると

撮像検出器 : 1024×1024画素

干渉縞の連結本数 : 512組

干渉縞の重複部 : 128画素

(センターパーストの反対側の短い干渉縞も含む)

$$R_{\max} = (1024 - 128) \times 512 = 458,752$$

である。しかし、入射孔の径や位相遅延板を透過する時のケラレ等を考慮すると、複合型の Savart 板により分離できる光束の本数は 64 本程度が実現可能な限界であると考えられる。光学系の収差は無いものとして、64 組、128 本の干渉縞を折り込む場合を見積もると

撮像検出器 : 1024×1024画素

干渉縞の連結本数 : 64組

(折り込まれる干渉縞は 8 画素間隔に 128 本)

干渉縞の重複部 : 128画素

(センターパーストの反対側の短い干渉縞も含む)

$$R_{\max} = (1024 - 128) \times 64 = 57,344$$

程度まで分解能が向上できると考えられる。ただし実際には 2 次元撮像検出器の感度むらやダイナミックレンジの制限により、連続光の場合このような分解能を達成することは困難である。

現在使用している CCD のダイナミックレンジは 12～13 bit 程度である。この CCD を用いて白色光スペクトル中にある、スペクトル領域の 1/65,536 の線幅を持つ強い吸収線 (吸光度が無限) を 65,536 (2^{16}) 画素まで測定する場合を考える。

センターパーストに対し、この吸収線の干渉縞の振幅は $2/65,536$ (2^{-15}) である。この干渉縞を 12 bit のダイナミックレンジで計測する場合、干渉縞の S/N は 2/

$65,536 \times 4,096$ (12 bit) = 1/8 以上必要である。S/N が 1/8 の干渉縞を 65,536 画素まで計測すると、理想的に得られるスペクトルの S/N は $\sqrt{\{65,536 \times (1/8)^2\}} = 32$ である。

実際は 2 次元撮像検出器の感度むら等により雑音が生じる。白色光の場合、MCFTS の感度むらによるスペクトルの S/N : snr_f は感度むらによる雑音が白色雑音であるとして

$$snr_f = \frac{S}{\sqrt{(SF)^2 m}} = \frac{1}{F\sqrt{m}} \quad (8-1)$$

で与えられる。ここで S は信号強度、 F は感度むらおよび m はサンプリング数 (画素数) である。

2 次元撮像検出器の 65,536 画素の感度むらを 1/1,024 まで補正した場合を考えると、(8-1) 式より snr_f は

$$snr_f = \frac{1}{(1/1,024 \times \sqrt{65,536})} = 4$$

になる。すなわちこの場合、CCD のダイナミックレンジによって規定される雑音より、感度むらにより生じる雑音成分の方が 8 倍大きい。そのため、この吸収線を感度むらの影響なく計測するためには、スペクトルの帯域幅を最高波数に対し 1/8 以上狭くすることにより、吸収線の干渉縞のダイナミックレンジを白色光の場合に対し、1/8 以下に低下させる必要がある。

一般に MCFTS は分解能が向上するのに従い、あるいは弱い吸収線を計測する場合、検出器の感度むらを少なくする必要がある。さらに検出器の感度むらによる影響が検出器のダイナミックレンジにより規定される雑音レベルを超えるような場合、スペクトルの帯域幅をより狭くする必要がある。CCD の場合、感度むらを 1/1,000 程度まで補正することは可能であるという報告もあるが、現実的には困難である。ダイナミックレンジが 12 bit の CCD を用いた MCFTS において感度むらを 1/512 まで補正した場合、白色光上に存在する吸収線に対し、感度むらの影響を受けない分解能の限界は $R_{\max} = 4,096$ であると思われる。一方、MCFTS により輝線を計測する場合、その幅や本数に依存するが感度むらによる影響は非常に小さい。一般に分解能の限界は $R_{\max} \geq 10,000$ であると思われる。

9. おわりに

我々は WP 偏光干渉計に Savart 板と位相遅延板を組み合わせ、2 次元撮像検出器上に光路差の異なる干渉縞が折り込まれる新しい型の 2D-MCFTS を考案した。2D-MCFTS により折り込まれた干渉縞は我々が考案したフーリエ変換の手法を駆使する信号処理法を用いて連

結される。この干渉縞をフーリエ変換処理することにより得られるスペクトルは従来型の MCFTS に対し、連結される干渉縞の本数に応じて分解能を向上することができる。さらに我々は新しい型の 2D-MCFTS を試作した。この 2D-MCFTS により得られた 2 本の干渉縞を連結して得られたスペクトルは従来型の MCFTS に対し分解能が約 2 倍向上されていることを確かめた。

今後、我々は国立天文台の三鷹キャンパスにある赤外シミュレータ等の望遠鏡に取り付ける天文観測用 2D-MCFTS を製作し、極限等級と分解能の関係や S/N 等の評価を行う予定である。

我々が開発した 2D-MCFTS は入射光の利用率が高く、小型で駆動部を必要としない上、瞬時（スキャンすることなく）に安定したスペクトルが得られる。そこで 2D-MCFTS は地上に於ける天文観測のみならず、ロケットや人工衛星搭載用分光計には最適であると考えられる。

2D-MCFTS は前述のように多くの利点を持つ。計測波長域全体を同時測光できる利点およびスルーブットが高い利点により、蛍光、プラズマ発光、生体発光やカソードルミネッセンス等の時間分解分光に対し有利である。また小型で振動等に対し安定であるという利点により、気象観測等の野外でも可搬な分光計として利用できる。さらに医療用内視鏡分光などの様々な応用分野において実用化が期待できる。

10. 謝 辞

本研究を行うにあたって、国立天文台、海部宣男教授、橋本 清氏、西野徹雄氏、能丸淳一氏、東京大学天文学教育研究センター片坐宏一氏をはじめ国立天文台および東京大学天文学教育研究センターの方々、また國學院大学の小倉勝男教授には多くの御助力を頂きました。また、光学部品の調達にあたり、(株)光学技研岡田幸勝氏、日本結晶光学(株)小出 明氏並びに大井光器(株)増山勝

巳氏には多大な御協力を頂きました。ここに厚くお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 岡本隆之：光技術コンタクト **25**, 410 (1987).
- 2) T. H. Barnes：光技術コンタクト **26**, 525 (1988).
- 3) 河田 聡：分光研究 **38**, 415 (1989).
- 4) 橋本 守, 河田 聡：分光研究 **41**, 317 (1992).
- 5) T. H. Barnes: Appl. Opt. **24**, 3702 (1985).
- 6) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami: Appl. Opt. **24**, 269 (1984).
- 7) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami: Appl. Opt. **24**, 4221 (1984).
- 8) S. Kawata, T. Okamoto, and S. Minami: J. Opt. Soc. Am. **A1**, 1325 (1984).
- 9) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami: Appl. Spectrosc. **40**, 691 (1986).
- 10) 海老塚 昇, 若木守明：分光研究 **42**, 17 (1993).
- 11) M. Hashimoto and S. Kawata: Appl. Opt. **31**, 6096 (1992).
- 12) 工藤恵栄著：分光の基礎（オーム社，東京，1985）p. 489.
- 13) 平石次郎編：フーリエ変換赤外分光法（学会出版センター，東京，1985）p. 40.
- 14) R. J. Bell: Introductory Fourier Transform Spectroscopy (Academic Press, New York, 197) p. 63.
- 15) 工藤恵栄著：基礎物性図表（共立出版株式会社，東京，1972）p. 526.
- 16) 吉原邦夫著：物理光学（共立出版株式会社，東京，1966）p. 213.
- 17) A. M. Prokhorov and Y. S. Kuz'minov: Physics and Chemistry of Crystalline Lithium Niobate (Adam Hilger, New York) p. 196.
- 18) D. Tody: Proc. SPIE, 627, Instrumentation in Astronomy, ed. D. L. Crawford, 773 (1986).
- 19) M. L. Forman, W. H. Steel, and G. A. Vanasse: J. Opt. Soc. Am. **56**, 59 (1966).
- 20) P. R. Griffiths and J. A. de Haseth: Fourier Transform Infrared Spectrometry (John Wiley & Sons Inc., New York, 1986) p. 115.