

フーリエ干渉分光装置

田 中

わたる
済*

1. はじめに

干渉計を使ってスペクトルを得る方法は種々あるが、ここに述べるものはマイケルソン型干渉計を使ってインタフェログラムというものを測定し、これをフーリエ変換することによってスペクトルを得るものである。こうした方法でスペクトル線の研究をしたのはマイケルソン(1891, 92)が最初であるが、彼はインタフェログラムではなくビジビリティ曲線を用いている。その後何人かの人々がフーリエ分光を試みてはいるが、1950年代までは高速の計算機がなかったので、測定も計算も大変な労力を要した。1951年ケンブリッジ大学のフェルゲットはファイゾー干渉計を使ってインタフェログラムを得、これを数値的にフーリエ変換してスペクトルを求めた。1957年にはフランスでコロキウムがひらかれ、ここでいくつかの成果が発表された。以後フーリエ分光法は急速に進歩し、1960年代に入ってからフランスのコンヌ夫妻の活躍が目だつ。

フーリエ分光法の最大の特長は明るい測光ができることで、感度が悪く雑音の大きい検出器しか得られない赤外域の分光観測ではこのメリットが大きい。また、干渉計の精度からいっても、可視域での実現はむずかしいから、フーリエ分光法はもっぱら赤外域の分光に使用されている。フーリエ分光法が明るいというのは、一般のスリットを使った分光器では測定中の波長以外の光をすべてすてているのに対し、入ってきた光のほとんど大部分を利用しているからである。理論によると、スペクトルの分解能を N (考える波長あるいは波数域を N 点に分解) とした場合、フーリエ分光法はスリット使用の分光法に対して \sqrt{N} 倍明るい。可視域では光の検出器として通常光電子増倍管が使用され、光電管の雑音には光量の平方根に比例した成分があるので、 \sqrt{N} 倍明るいというメリットは帳消しになってしまうが、赤外線検出器では光量に関係なく出る雑音が支配的なので利得がある。

この明るい分光測光ができることを利用して、いままで検出器の感度が悪いため不可能であった、天体の赤外域高分散スペクトル観測を試みたのがコンヌ夫妻である(1966)。星の明るさはいわゆるシンチレーションによってたえず変化し、これがインタフェログラムの形をゆ

がめる。コンヌはこの影響をさけるためにいわゆるコンヌ方式の干渉計を考案した。近赤外域の高分散観測(10%)をめざすことによって、各所にきわめて高い精度が要求されたことももちろんである。

近年では干渉計も商品化され、ミニコンの出現によってデータ集録も容易となったので、各所で天体観測への応用が試みられている。われわれも辻隆氏がコンヌのもとで学ばれてきたのを機会にフーリエ分光を試み、日本電子の協力をえて、1975年9月どうやら天体の赤外スペクトルを得るところまでこぎつけた。

2. フーリエ分光法の原理

図1のマイケルソン型干渉計において、ある波数域で $B(\sigma)$ (σ は波数, 単位 cm^{-1}) のスペクトルをもった光が

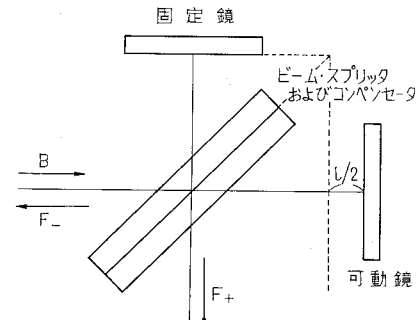


図1 マイケルソン干渉計

ビーム・スプリッターは光学材料の表面に半透鏡を作ったものであるが、有限の厚みを有するゆえ、光路長に影響を与える。これを打ち消すために同じ材料による同じ厚みのコンベンサーを入れる。

入射したとする。この光はビーム・スプリッター(半透鏡)で2方向に分けられ、2つの平面鏡で反射されてビームスプリッター上にもどって来て干渉する。干渉光は光が入射してきた方向とその直角の方向に出てくるが、そこに検出器をおけばその強度が測定される。いま2つの平面鏡のうち一方を動かすと、ビーム・スプリッターに対する光路差長 l に応じて干渉光の強度は変化する。この l に対する干渉光の強度変化を測定したものをインタフェログラムという。インタフェログラムのうち入射光と直角方向で観測されるものを $F_+(l)$ 、入射方向で観測されるものを $F_-(l)$ とすれば、理論的な計算によってその形は

$$F_+(l) = 2RTF(l) + 2RTF_0,$$

$$F_-(l) = -2RTF(l) + (R^2 + T^2)F_0,$$

* 東京大学理学部

Wataru Tanaka: Fourier Transform Spectroscopy with the Interferometer

ここで

$$F(l) = \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi \sigma l d\sigma,$$

$$F_0 = \int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma.$$

R および T はそれぞれビーム・スプリッタの反射率と透過率である。測定は直流成分をカットし交流分についてのみ行なうので、測定にかかるものは $F(l)$ であるが、これは $B(\sigma)$ の \cos フーリエ変換となっている。そこで逆に $F(l)$ を \cos フーリエ変換すればもとの $B(\sigma)$ すなわちスペクトルが観測できたことになる。

ところで、ここで考えておかなければならないのは l の値が有限だということである。インタフェログラムが有限で切れるため、積分は

$$B'(\sigma) = B_0 \int_0^L F(l) \cos 2\pi \sigma l dl$$

の形となる。ここで L は最大の光路差長であり、 B_0 は定数である。これを

$$B'(\sigma) = B_0 \int_0^{\infty} R(l) F(l) \cos 2\pi \sigma l dl,$$

ただし、

$$R(l) = 1 \quad (l \leq L),$$

$$= 0 \quad (l > L)$$

と書きかえると、フーリエ変換により積はコンボリューションになるという定理によって、

$$B'(\sigma) = \tilde{R}(\sigma) * B(\sigma)$$

と書ける。

$\tilde{R}(\sigma)$ は箱型関数 $R(l)$ のフーリエ変換で、

$$\tilde{R}(\sigma) = 2L \frac{\sin 2\pi \sigma L}{2\pi \sigma L}.$$

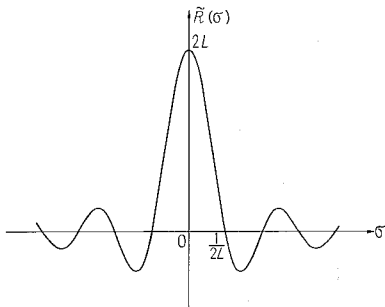


図2 箱型関数のフーリエ変換は sinc 関数になる

これは sinc 関数であって、そのピークの半値幅の半分は、だいたい $1/2L$ である。この関数とのコンボリューションをとるとことはシャープな線も幅がつき、それだけ分解が悪くなることになる。よって、最大光路差長 L の干渉計からえられるスペクトルの分解能は $1/2L$ である。 L を cm で測れば、この値は波数 cm^{-1} で得られる。

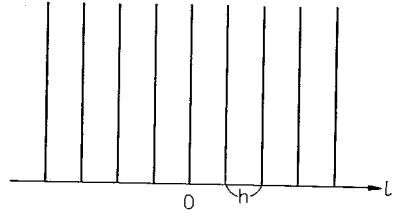


図3 クシ型関数 $\text{III}_h(l)$

次に計算機でフーリエ変換をすることを考える。デジタル計算機では積分は和におきかえて求められる。結局、ある間隔でデータをサンプリングするわけであるが、サンプリングをどう行なうかが結果に影響を与える。サンプリングの効果はクシ型関数 $\text{III}_h(l)$ を使って次のようにならわせる。

$$B''(\sigma) h B_0 \int_0^{\infty} \text{III}_h(l) R(l) F(l) \cos 2\pi \sigma l dl.$$

ここで h はクシの歯の間隔で、 L の間に N 個サンプルしたとすれば $h = L/N$ である。これもコンボリューション定理によって、

$$B''(\sigma) = \tilde{\text{III}}_{1/h}(\sigma) * \tilde{R}(\sigma) * B(\sigma)$$

と書ける。ここで $\tilde{\text{III}}_{1/h}(\sigma)$ は $\text{III}_h(l)$ のフーリエ変換であって、

$$\tilde{\text{III}}_{1/h}(\sigma) = \frac{1}{h} \text{III}_h(\sigma).$$

これは歯の間隔が $1/h$ になったクシ型関数である。この関数とコンボリューションをとるということは、 $1/h$ ごとに同じ形のスペクトルがくり返しあらわれることになる。従って必要とするスペクトルの波数域が $1/h$ の中におさまらなければスペクトルが重なってしまう。これは情報理論としても知られていることで、ある周波数までのすべての情報を得るためには、その2倍の周波数でサンプリングを行わなければならないというのに対応する。

3. 実際の干渉計

われわれの装置の諸元は表1に示すようなもので、可動鏡はエア・ベアリングでささえられ、スピーカーのボイス・コイルに相当するもので駆動される。鏡の移動速度はレーザーと小型の参照干渉計によって制御される。レ

表1 干渉計諸元

ビーム・スプリッタ	赤外用石英
有効光束径	5 cm
鏡駆動速度	0.04 cm/sec
鏡駆動距離	最大 1.2 cm
参照用レーザー	He-Ne レーザー
波数域	3000-12000 cm^{-1}
分解能	0.3 cm^{-1}

レーザーのインタフェログラムは完全なサイン波になるが、その①波長中に水晶発振器からのパルスが常に一定数入るよう速度がコントロールされる。またサイン波を矩形波におし、その立ち上りや立ち下りからパルスを作ってこれをバイナリ・カウンタに入れてやることによって、波長の1/2倍、1倍、2倍、4倍、8倍、16倍のサンプリング・パルスを作っている。こうすることで、レーザーの波長をもとにした等しい間隔でのサンプリングが可能になる。レーザーには He-Ne レーザーを使用しているので、サンプリング間隔はその波長 6328.18 \AA (空气中) の1/2, 1, 2, ……となる。レーザーの波数は 15798.00 cm^{-1} であって、前節のサンプリングの理論から1/2波長サンプリングでは $0-15798 \text{ cm}^{-1}$ 、1波長サンプリングでは $0-7899 \text{ cm}^{-1}$ のスペクトルが観測できる。われわれの場合は PbS (ドライ・アイス+アルコール冷却) を使用しているので、その特性から波数域は $3000-12000 \text{ cm}^{-1}$ となる。

可動鏡の移動範囲は前節でのべたように分解能に関係してくる。われわれの装置では、1.2 cm, 光路差長はこの2倍の2.4 cm であって、その2倍の逆数が分解能となる。しかし、実際には次にのべる理由でもう少し悪くなる。フーリエ変換はサンプル数が多くなるほど大変であるが、近年は高速フーリエ変換 FFT という手法が用いられて計算時間は大幅に短縮された (たとえば通常のミニコンで2048点のフーリエ変換は1秒程度でできる。計算時間は $N \log_2 N$ に比例してふえる)。ところが FFT ではサンプル点数は 2^m (m は自然数) にとらなければならない。そこで、この干渉計では1/2波長サンプルの場合は $2^{16}=65536$ のサンプルが最大であり、対応する光路差長と鏡移動距離はそれぞれ 2.074 cm と 1.037 cm になる。よって最高分解能は 0.24 cm^{-1} と求められる。

4. フーリエ分光の天文学への応用

フーリエ分光法を天文学に応用するにあたってもっとも問題となるのはシンチレーションの影響である。

コンヌの干渉計はわれわれのもの (これをラビッド・スキャン方式という) と違って、可動鏡を1ステップ動かしてはその付近でごくわずかに振動させ、内部変調をかけたインタフェログラムを順次とり出す。1点のサンプル時間は星の明るさなどによってかなり長くすることができ、シンチレーションは平均化して消し去られる。

われわれの干渉計の場合、シンチレーションの影響は第2節で F_0 と書いた直流成分の変動となってあらわれるものと、インタフェログラムの振幅の変化となってあらわれるものがある。干渉計の調整が完ぺきにはできないのと、ビーム・スプリッタの反射率や透過率を0.5, 0.5にできないために、干渉する成分は入射光の何分の1か

になっている (ビジビリティが悪い)。つまりインタフェログラムの振幅にくらべ、非干渉光 F_0 のレベルはかなり大きい。 F_0 がシンチレーションによって変動すると、インタフェログラムと区別がつかなくなり、重大な誤差を生ずる。

これをふせぐには入射光と直角に出るインタフェログラムと入射方向に出るインタフェログラムの差 F_+-F_- を作ってやる。今、ビーム・スプリッタや2つの検出器の特性が理想的で、反射率と透過率が等しい ($R=T$) とすると F_+ と F_- の直流成分は等しく、交流分は逆相であるから、直流成分の変動はうち消され、インタフェログラムだけが2倍に増強されて出てくる。もし、ビーム・スプリッタや検出器が理想的でなくても、引き算をする時に適当に係数をかければ消し去ることが可能である。

引き算を行なってもインタフェログラムの振幅の変化は残ってしまうが、これは鏡の移動速度を適当にえらぶことによって回避する。シンチレーションの周波数範囲はかなり広いが、それでも200-300 Hz より高い成分は少ないとされている。ラビッド・スキャン方式の干渉計では、鏡が一定速度で駆動されれば光路差と時間は比例しているので、インタフェログラムは時間の関数として求まる。インタフェログラムを周波数分析したものがスペクトルであるから、インタフェログラムの時間周波数はスペクトルの波数に対応している。よって観測したい波数域とそれに対応するシンチレーションの周波数域が重ならないようにとれば、シンチレーションの影響をまぬがれることができる。われわれの干渉計は鏡の移動速度を 0.4 cm/sec にとっており、したがって波数域 $3000-12000 \text{ cm}^{-1}$ は $240-960 \text{ Hz}$ に対応する。鏡の移動速度をもっと早くすれば周波数域は高くできるが、PbSの周波数特性が高くなるほど落ちていて雑音がふえるので不利である。

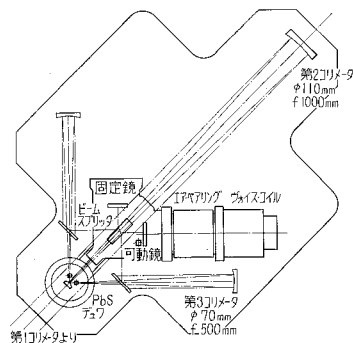


図4 プリ・オプティクス

ビーム・スプリッタは弱いプリズムになっていて、裏面との干渉をふせぐ。

5. プリ・オプティクスおよび周辺機器

天体の分光観測を行なうためには望遠鏡が必要であるが、これは岡山天体物理観測所の 188 cm 反射望遠鏡を使わせていただくことにした。このクーデ焦点に干渉計を設置するためのプリ・オプティクスは、クーデ室が狭いため設計に苦勞したが、ほぼ前節の目的にかなうものを作ることができた。

図 4 にプリ・オプティクスを上から見た時の配置を示す。定盤は 2 階建になっており、上段に干渉計、第 3 コリメータ (2 面)、PbS 用デュワなどがおかれ、下段に第 2 コリメータがおかれている。方式は 2 入力・2 出力で、入力としては一方に星+空、一方に空を入れ、スカイ・サブトラクトを行なう。クーデ焦点にきた光はダイヤモンドフラムを通して、焦点距離 2 m、有効径 9 cm の第 1 コリメータにあたり、平面鏡で折り返されて、図 4 の第 2 コリメータに行く、第 2 コリメータは左右に ± 1.5 mm ほど移動可能で、星と空を入れかえることができる。光は屋根型プリズムで 2 方向に分けられ、第 3 コリメータを通して干渉計へ導かれる。

干渉分光ではスリットは使用せず、ダイヤモンドフラムはかなり大きくとれる。ダイヤモンドフラム径 A (直径) は、最大波数、 σ_{\max} 、最大光路差長 L 、コリメータの焦点距離 f によって最大値がおさえられ、

$$A = 2f \sqrt{\frac{1}{\sigma_{\max} L}}$$

で求められる。われわれの干渉計では、

$$\sigma_{\max} = 15800 \text{ cm}^{-1}, L = 2.07 \text{ cm}, f = 50 \text{ cm}$$

であるから、 $A = 0.55 \text{ cm}$ である。クーデ焦点におけるダイヤモンドフラム径は第 1、第 2 コリメータの焦点距離比が入ってきて 2 倍となり、1.10 cm までゆるされる。これは 188 cm 望遠鏡の視野にして 42'' に相当する。実際はこの中に星+空と空の 2 つのダイヤモンドフラムが入らなければならないので、ダイヤモンドフラム径を、4 mm (15/2)、中心間隔を 6 mm (22/8) にとってある。第 2 コリメータ鏡の移動によって、空は星の反対側に移るので、ダイヤモンドフラムは 3 孔のものが使われている。

干渉計から 2 方向に出た光は再び第 3 コリメータによってデュワに導かれる。PbS の出力は図 5 のブロック・ダイアグラムに示されるような径路でミニコンにとりこまれる。干渉計はもともとミニコンからの指令で動くように設計されているが、ミニコン室がクーデ室から遠いので、インターフェースおよびコントロール・ボックスによりローカルに制御することとした。インタフェログラムおよびフーリエ変換によって得られたスペクトルはペン・レコーダに出力される。図 6, 7 はこのようにして得られたスペクトルの例である。

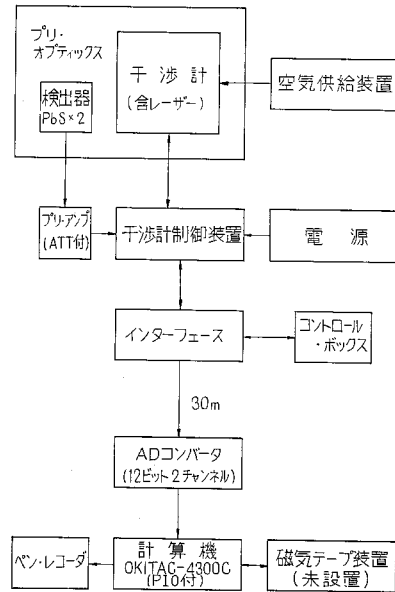


図 5 フーリエ干渉分光装置ブロック・ダイアグラム

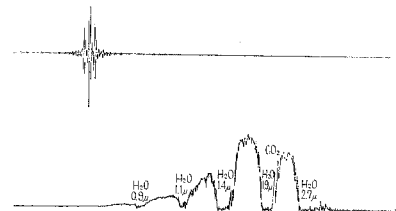


図 6 月のインタフェログラムとスペクトル

インタフェログラム(上)は $1/2$ 波長サンプリングで、1280 点分が示されている。スペクトル(下)は右端が、 0 cm^{-1} 、左端が 15800 cm^{-1} に相当する。幅広い吸収帯は地球大気によるものである。

6. 今後の改良点

現在岡山にあるミニコンのメモリは 8192 ワードであって、これで処理できる最大のサンプル数は 1024 点である。これでは分解能が 15.4 cm^{-1} にしかならず、われ

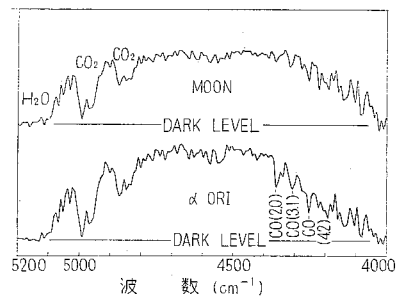


図 7 スペクトルの例 (分解能 7.7 cm^{-1})

α Ori には CO の吸収帯が観測される。このスペクトルは紙テープの形でもち帰ったインタフェログラムから大型計算機で計算された。

われの干渉計の最高能力の $1/64$ しか発揮されていないことになる。

インタフェログラムをフーリエ変換する場合、第3節でのべた FFT のテクニックが使われるので、計算時間はごくわずかですむが、この時やっかいな問題はフェーズの補正である。検出器やアンプは周波数特性をもっているので周波数によってフェーズの差が生じ、インタフェログラムの形がゆがむ。PbS は周波数に逆比例して感度が落ちているため、プリアンプでその補正を行なっているが、それでもノンリニアな成分が残ってしまう。フーリエ変換を行なう際にその補正を行なうのであるが、その方法にコンボリューション法とマルチプリカティブ法がある。コンボリューション法は時間がかかるので、通常はマルチプリカティブ法が用いられる。フーリエ分光では理想的な場合は \cos 変換のみ行えばよいが、フェーズのずれがあると \sin 成分も出てくる。マルチプリカティブ法では、インタフェログラムの中心部を使って \cos , \sin 変換の両方を行ない、フェーズの情報を得る（これはコンボリューション法も同じ）。次に全インタフェログラムに適当なトランケーション（アポダイゼーション）を行なって \cos , \sin 変換をし、その適当な結合を作ってスペクトルを得る。たとえばサンプル数 1024 点のスペクトルを求めるためには、その倍にあたる 2048 点のフーリエ変換を 2 組やらなければならない。このため 8192 ワードのメモリをもつミニコンでは 1024 点の処理が最大となる。

このようにフーリエ変換は多くの記憶容量を要するから、ミニコンではモニタ程度のスペクトルを得るのがせいぜいであって、本格的には磁気テープにインタフェログラムを入れ、大型計算機で処理するという方法をとらざるをえない。図 8 は最大の $2^{16}=65536$ 点のとりこみを行なった例であるが、その偉力は相当のものである。残念なことに、これは東大天文学教室における実験データであって、岡山には磁気テープ装置がないため、天体

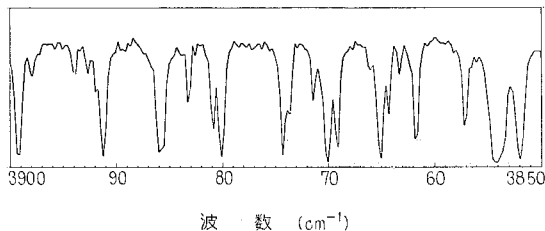


図 8 水蒸気の吸収スペクトル（実験室）

われわれの干渉計でえられる最高の分解能 0.24 cm^{-1} では、大気中に含まれる水蒸気の吸収線 1 本 1 本をとらえることができる。

観測は実現していない。

現在われわれの使っているプログラムは 3072 点のインタフェログラムを、何回もスキャンを行なっては加算して行く方式になっている（加算を倍精度で行なうためメモリは 6144 ワード使用）。加算によって信号/雑音比 (S/N 比) が改善され、シンチレーションの影響も少なくすることができる。理論的には加算回数を n とすれば、 S/N 比は \sqrt{n} 倍改善される。しかし、実際には天候が変化したり、ガイド・エラーがあったりして、思わぬ雑音が加算されてしまうことがある。これをふせぐにはリアル・タイムで加算することをやめ、1 スキャンごとのインタフェログラムを磁気テープに入れ、あとで雑音の多いものを除いて加算してやればよい。

3072 点のとりこみを行なう場合、1 回のスキャンに要する時間は約 5 秒であるが、このうち実際にデータのとりこみが行なわれるのは 1.2 秒にすぎず、残りは鏡のリターンなどにくわれている。 2^{16} 点のスキャンを行なってもロス時間はさほどのびず、所要時間は 30 秒たらずですむ。また 3072 点のうち、光路差 0 の前の分が約 1024 点ふくまれている。これはフェーズの情報をうるために必要とされるのであるが、 2^{16} 点の場合でもこの点数は同じである。結局現在は記憶容量の不足により、ずいぶんロスの多い観測をしていることになり、補助メモリとしての磁気テープ装置の設置が急がれる。

今使っている PbS は感度の点で満足できるものではないが、それでも分解能 1024~2048 程度ならば一晩の加算によって、 K 等級で 2 等星までは観測可能である（9 月の観測ではビーム・スプリッタの欠陥と天候不良でここまでは観測できなかった）。低温度星では実視等級 V との色指数 $V-K$ は 5 等にもぼるので、 V ではかなり暗い星まで観測できることになる。分解能を 2^{16} まであげると観測可能な星が $K=-1$ 程度になってしまうのはやむをえない。良い PbS を入手できればあと 10 倍は感度をあげられるが、そうした PbS はきわめて高価である。一方もっと長波長域の観測も興味深いので、そのためにはビーム・スプリッタと検出器の両方を新たに必要がある。

フーリエ分光法は今のところ赤外域の高分散スペクトルを得る唯一の方法であって、将来は大量遠鏡の標準付属品として、写真と並んで使用されるであろう。また気球などに積んで、大気の吸収をさけた上空からの観測も行なわれるであろう。われわれの実験研究もこうした段階に進んで行くことが考えられるが、研究費用の点で進捗が遅れるとタイミングを逃すおそれがある。この点で多くの方々のご理解と支持をお願いしたい。