報 文 2

ファブリー・ペロー干渉計による分光法の装置関数[†]

岡田 克彦*・吉原 邦夫**・北出 篤夫**

* 豊田工業高等専門学校 豊田市栄生町2-1 (〒471)

** 名古屋大学工学部応用物理学教室 名古屋市千種区不老町 (〒464)

(1981年6月26日受理)

Instrumental Function of Spectroscopy by Fabry-Perot Interferometer

Katsuhiko OKADA*, Kunio YOSHIHARA** and Atsuo KITADE**

* Toyota Technical College

Eisei-cho, Toyota 471

** Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Nagoya University

Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464

(Received June 26, 1981)

The instrumental function is investigated for two methods of reconstructing the original spectrum from the multiple-beam interferogram obtained with the Fabry-Perot interferometer. The reconstructed spectrum has false lines of multiple wave-number in addition to the original line which causes the distortion of reconstructed spectrum.

Reconstructed spectra of Lorentzian line shape with finite half widths, however, have remarkably reduced false lines. This fact suggests that the continuous or the broadened line spectrum can be correctly reconstructed.

1. 序

二光束の干渉によって生ずるインターフェログラムから、光源のスペクトルを復元する方法は、フーリエ分光法としてすでに確立されている。これに対し、ファブリー・ペロー干渉計による多光束のインターフェログラムからスペクトルを復元する方法について、今までいくつかの研究報告を行った¹⁻⁵⁾。これには二つの方法があり、一つは波数について等間隔にスペクトルを与えるもので(今後 σ -法と呼ぶ)、他は波長について等間隔にスペクトルを与えるものである(λ -法と呼ぶ)。後者は、干渉計の反射膜の反射率が波長によって変る場合にも適用される点で前者より一般的である。

スペクトルを再生する場合の基本的問題の一つはその方法による装置関数の性質である。

一般にファブリー・ペロー干渉計の装置関数としては、完全に単色の光が入射した場合のインターフェログラムを意味する。本論文では、単色光のインターフェログラムよりもとのスペクトルの復元を試みたとき得られるスペクトルを意味する。これは光路差が有限であるため、単色光とならずある広がりを持ったスペクトルとなるのである。従って本論文での装置関数は、スリットを用いた通常の回折分光器に対して用いられるものと同じ意味である。

本論文では上述の意味における装置関数に関する研究を報告する。

[†] 本報文の一部は昭和55年度日本分光学会秋季講演会(11月20日~21日、京都)で発表した。

2. σ -法における装置関数

記号は文献1と同じものを用いる。

波数 σ_0 に無限に狭い線スペクトルが存在するとき

$$\tilde{B}(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0).$$

但し $\delta(x)$ は、ディラックの δ 関数である。

このとき、インターフェログラムは

$$I(x) = \int_0^\infty \frac{(1-R^2)\delta(\sigma-\sigma_0)d\sigma}{1-2R\cos 2\pi\sigma x + R^2} = 1 + 2 \sum_{k=1}^\infty R^k \cos 2\pi k \sigma_0 x \quad (1)$$

(ポアソンの公式)

$k > N$ (整数) の項を省略し、 x の領域、 $0 \leq x \leq X$ (X は x の最大値) を N に等分割し、 m 番目の点を x_m とすると

$$x_m = (m/N)X = m\Delta x \quad (\Delta x = X/N) \quad (2)$$

$I_m = \{I(x_m) - 1\}/2$ ($m \neq 0$) と置き、簡単のため $\tilde{I}(x_k) = b_k$ と書けば ($\tilde{I}$ は $\tilde{B}(\sigma)$ のフーリエ変換)、文献4により b_k を求める連立方程式は

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= Rb_1 + R^2b_2 + R^3b_3 + R^4b_4 + \cdots + R^Nb_N \\ I_2 &= \quad Rb_2 \quad + R^2b_4 + \cdots \\ &\vdots \\ I_N &= \quad \quad \quad Rb_N \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

これらの式の右边では、 I_m の m が $(N/2) < m \leq N$ では唯1項のみであり、 $(N/3) < m \leq (N/2)$ では2項、一般に $N/(k+1) < m \leq (N/k)$ では k 項の和である。 $N/(k+1) < m \leq (N/k)$ の m に対して (3) より

$$b_m = \frac{I_m}{R} - \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{l-1} b_{lm} \quad (4)$$

この式を繰返して用い、右辺の b_{lm} を書き直してゆけば、最後に b_m を I_n と R のみで表わすことができる。即ち

$$\begin{aligned} b_m &= \frac{I_m}{R} - \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{l-2} I_{lm} + \sum_{j=2}^{jlm \leq N} \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{j+l-2} b_{jlm} \\ &= \frac{I_m}{R} - \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{l-2} I_{lm} + \sum_{j=2}^{jlm \leq N} \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{j+l-3} I_{jlm} \\ &\quad - \sum_{i=2}^{ijlm \leq N} \sum_{j=2}^{jlm \leq N} \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{i+j+l-3} b_{ijlm} \\ &= \frac{I_m}{R} - \sum_{l=2}^{lm \leq N} R^{l-2} I_{lm} + \sum_{l=2}^{lm \leq N} \sum_{j=2}^{jlm \leq N} R^{j+l-3} I_{jlm} \\ &\quad - \sum_{l=2}^{lm \leq N} \sum_{j=2}^{jlm \leq N} \sum_{i=2}^{ijlm \leq N} R^{i+j+l-4} I_{ijlm} \\ &\quad + \sum_{l=2}^{lm \leq N} \sum_{j=2}^{jlm \leq N} \sum_{i=2}^{ijlm \leq N} \sum_{h=2}^{hijlm \leq N} R^{h+i+j+l-4} b_{hijlm} \\ &= \cdots \end{aligned} \quad (5)$$

このようにしていって、 b の添字が N より大きくなったとき、これらの b は零となるから、上の級数は有限なものになる。いま b_m を I_k で表わした式を

$$b_m = \frac{1}{R} I_m + \sum_{q=2}^{q \leq N/m} a_q^{(m)} I_{qm} \quad (6)$$

と書く。係数 $a_q^{(m)}$ を決定するには、(5) 式を参照し、まず q をあらゆる方法で因数に分解する。 $(1 \times q, q \times 1$ は除く) 例えば $q = rst \cdots$ とする。このときの係数 $a_q^{(m)}$ は $(1/R)\Sigma(-Rr^{-1})(-R^s^{-1})(-Rt^{-1}) \cdots$ である。但し、 Σ はすべての $r, s, t, \cdots$ の組について加え合せることを意味する。このようにして決定した例を Table I にあげる。 $a_q^{(m)}$ は実は m によらない。

Table I. The coefficients of I_{qm} .

a_2	-1	a_7	$-R^5$
a_3	$-R$	a_8	$-R^6 + 2R^3 - R^2$
a_4	$-R^2 + R$	a_9	$-R^7 + R^3$
a_5	$-R^3$	a_{10}	$-R^8 + 2R^4$
a_6	$-R^4 + 2R^2$		

以上の結果を用いて装置関数

$$\tilde{B}(\sigma) = b_0 + \sum_{m=1}^N b_m \cos 2\pi\sigma x_m \quad (7)$$

を計算する。

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\sigma) &= \sum_{m > N/2}^M \left(\frac{1}{R} I_m \right) \cos 2\pi\sigma x_m \\ &\quad + \sum_{m > N/3}^{m \leq N/2} \left(\frac{1}{R} I_m + a_2 I_{2m} \right) \cos 2\pi\sigma x_m \\ &\quad + \sum_{m > N/4}^{m \leq N/3} \left(\frac{1}{R} I_m + a_2 I_{2m} + a_3 I_{3m} \right) \cos 2\pi\sigma x_m + \cdots \\ &= \sum_{m=1}^N \frac{1}{R} I_m \cos 2\pi\sigma x_m + \sum_{m=1}^{m \leq N/2} a_2 I_{2m} \cos 2\pi\sigma x_m \\ &\quad + \sum_{m=1}^{m \leq N/3} a_3 I_{3m} \cos 2\pi\sigma x_m + \cdots \end{aligned} \quad (8)$$

この式は光源のスペクトル分布が任意の場合にも成立つ。装置関数を求めるには、(1) より

$$I_m = 2 \sum_{k=1}^N R^k \cos 2\pi k \sigma_0 x_m \quad (9)$$

であるから、この式とすでに求めた係数 $a_q^{(m)}$ (Table I) を (8) に代入し、余弦の積を和に直す。その際現われる $\cos 2\pi(nk\sigma_0 + \sigma)x_m$ などは、負波数のスペクトルで正波数のスペクトルへの影響は少ないとして省略する。そし

て余弦の argument の同じ項を集めると

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\sigma) = & \sum_{m=1}^N \cos 2\pi(\sigma - \sigma_0)x_m + R \sum_{m>N/2}^N \cos 2\pi(\sigma - 2\sigma_0)x_m \\ & + R^2 \sum_{m>N/3}^N \cos 2\pi(\sigma - 3\sigma_0)x_m + \{R^3 \sum_{m>N/2}^N \cos 2\pi(\sigma - 4\sigma_0)x_m \\ & + (R^3 - R^2) \sum_{m>N/4}^{m \leq N/2} \cos 2\pi(\sigma - 4\sigma_0)x_m\} \\ & + R^4 \sum_{m>N/5}^N \cos 2\pi(\sigma - 5\sigma_0)x_m + \{R^5 \sum_{m>N/2}^N \cos 2\pi(\sigma - 6\sigma_0)x_m \\ & + (R^5 - R^3) \sum_{m>N/3}^{m \leq N/2} \cos 2\pi(\sigma - 6\sigma_0)x_m \\ & + (R^5 - 2R^3) \sum_{m>N/6}^{m \leq N/3} \cos 2\pi(\sigma - 6\sigma_0)x_m\} + \dots \quad (10) \end{aligned}$$

これらに余弦の和の公式を適用し、次の記号

$$\begin{aligned} S_{n,k}(\sigma) \equiv & \cos\{(n+1)\pi(\sigma - k\sigma_0)\Delta x\} \sin\{n\pi(\sigma - k\sigma_0)\Delta x\} \\ & / \sin\{\pi(\sigma - k\sigma_0)\Delta x\} \\ & (\Delta x = X/N). \quad (11) \end{aligned}$$

を用いると

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\sigma) = & S_{N,1}(\sigma) + R\{S_{N,2}(\sigma) - S_{N/2,2}(\sigma)\} + R^2\{S_{N,3}(\sigma) \\ & - S_{N/3,3}(\sigma)\} + \{R^3 S_{N,4}(\sigma) - R^2 S_{N/2,4}(\sigma) - (R^3 - R^2) \\ & S_{N/4,4}(\sigma)\} + R^4\{S_{N,5}(\sigma) - S_{N/5,5}(\sigma)\} + \{R^5 S_{N,6}(\sigma) \\ & - R^3 S_{N/2,6}(\sigma) - R^3 S_{N/3,6}(\sigma) - (R^5 - 2R^3) S_{N/6,6}(\sigma)\} \\ & + R^6\{S_{N,7}(\sigma) - S_{N/7,7}(\sigma)\} + \{R^7 S_{N,8}(\sigma) - R^4 S_{N/2,8}(\sigma) \\ & - (R^4 - R^3) S_{N/4,8}(\sigma) - (R^7 - 2R^4 + R^3) S_{N/8,8}(\sigma)\} + \dots \quad (12) \end{aligned}$$

(10) 式において $\sigma = k\sigma_0$ ($k=1, 2, \dots$) のとき $\cos 2\pi(\sigma - k\sigma_0) \cdot x_m = 1$ となり、これを含む項の和は有限の値を持つが、他の項は正負の値を同じ確率で取るので零となる。このためもとのスペクトルは $\sigma = \sigma_0$ においてのみ存在するが、復元されたスペクトルはそれ以外、 $\sigma = k\sigma_0$ ($k=2, 3, \dots$) においてゴースト線を示す。ある有限の範囲の波数にわたるスペクトルを復元するときは、これらゴースト線がスペクトルに歪みを生ずる。

各ゴースト線の強度は、(11) 式及び (12) 式から計算することが出来る。その結果を種々の R 及び次数に対して Table II に示す。 $R=0.5$ 及び $R=0.9$ の場合に対する計算値と、復元した装置関数より実測した値も合せて Table II に示されている。但し $k=1$ のときの強度を 1 としてある。

復元されるオリジナルスペクトルの形状は(12)式の第 1 項で与えられる。

$$\begin{aligned} S(N, 1) = & \cos\{(N+1)\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta x\} \sin\{N\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta x\} \\ & / \sin\{\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta x\} \quad (13) \end{aligned}$$

Table II. Intensity of ghost line for each order by σ -method.

Order	Intensity of each order	I_c		I_m
		$R=0.5$	$R=0.9$	$R=0.5$
1	N	1	1	1
2	$(N/2)R$	0.250	0.450	0.251
3	$(2/3)NR^2$	0.167	0.540	0.167
4	$(N/4)(3R^3 - R^2)$	0.031	0.344	0.031
5	$(4/5)NR^4$	0.050	0.525	0.051
6	$(N/6)(5R^5 - 3R^3)$	-0.036	0.128	-0.036

Order 1 corresponds to signal intensity.

I_c : Calculated intensity.

I_m : Measured intensity from the reconstructed spectrum.

R : Reflectivity.

この式より σ -法の resolution を計算することが出来る。式中の σ が $\sigma = \sigma_0 \pm \Delta\sigma$ になったときはじめて式の値が零になるものとすれば、resolution は $\Delta\sigma$ で与えられる。これは (13) 式の cosine の argument が $(\pi/2)$ になるときである。

即ち

$$(N+1)\pi\Delta\sigma\Delta x = \pi/2 \quad (14)$$

N が十分大きい場合 $(N+1)\Delta x \sim N\Delta x = X$ となるから

$$\Delta\sigma = 1/2X \quad (15)$$

となる。

従って σ -法の resolution は最大光路差 X で決まり、フーリエ分光法の resolution と値が一致する。

Fig. 1 には $R=0.5$, $N=3200$, $X=3.2$ cm の場合について計算機実験により復元した装置関数を示す。

Fig. 1. Reconstructed line spectrum at 25.0 cm^{-1} using σ -method.

$R=0.5$, $X_{\text{max}}=3.2$ cm, $N=3200$.

3. λ -法における装置関数

前報告⁵⁾によりこの場合復元されるスペクトルは

$$\tilde{B}(\sigma) = \frac{1}{R} f(\sigma) - \sum_{l=2}^{l \leq N} \frac{R^{l-1}}{l} B\left(\frac{\sigma}{l}\right). \quad (16)$$

但し、 $f(\sigma)$ はインタフェログラムのフーリエ変換である。 σ -法の場合と同じ様に、この式を繰返し用いて $B(\sigma/l)$ を $f(\sigma/l)$, $f(\sigma/ijl)$, $\dots (i, j, \dots = 2, 3, \dots)$ で表わせばよい。

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\sigma) = & \left(\frac{1}{R}\right) f(\sigma) - \sum_{l=2}^{l \leq N} \frac{R^{l-2}}{l} f\left(\frac{\sigma}{l}\right) \\ & + \sum_{j=2}^{j \leq N} \sum_{l=2}^{l \leq N} \frac{R^{j+l-3}}{jl} f\left(\frac{\sigma}{jl}\right) \\ & - \sum_{i=2}^{i \leq N} \sum_{j=2}^{j \leq N} \sum_{l=2}^{l \leq N} \frac{R^{i+j+l-4}}{ijl} f\left(\frac{\sigma}{ijl}\right) \\ & + \sum_{h=2}^{h \leq N} \sum_{i=2}^{i \leq N} \sum_{j=2}^{j \leq N} \sum_{l=2}^{l \leq N} \frac{R^{h+i+j+l-5}}{hijl} f\left(\frac{\sigma}{hijl}\right) - \dots \quad (17) \end{aligned}$$

$\dots hijl$ が N より大きい $\tilde{B}$ は零とみなす。

$$\tilde{B}(\sigma) = \frac{1}{R} f(\sigma) + \sum_{q=2}^{q \leq N} \tilde{a}_q f\left(\frac{\sigma}{q}\right) \quad (18)$$

と書いたときの $f(\sigma/q)$ の係数 $\tilde{a}_q$ は σ -法と同じ様に q を因数分解して求めることができる。その値を Table III に示す。

Table III. The coefficients of $f(\sigma/q)$.

$\tilde{a}_2$	$-(1/2)$	$\tilde{a}_7$	$-R^5/7$
$\tilde{a}_3$	$-R/3$	$\tilde{a}_8$	$-(1/8)(R^6 - 2R^3 + R^2)$
$\tilde{a}_4$	$-(1/4)(R^2 - R)$	$\tilde{a}_9$	$-(1/9)(R^7 - R^3)$
$\tilde{a}_5$	$-R^3/5$	$\tilde{a}_{10}$	$-(1/10)(R^8 - 2R^4)$
$\tilde{a}_6$	$-(1/6)(R^4 - 2R^2)$		

装置関数を求めるために、 $\tilde{B}(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0)$ とすると、このときインタフェログラムをフーリエ変換した関数 $f(\sigma)$ は

$$f(\sigma) = \sum_{k=1}^{\infty} R^k \frac{\sin 2\pi(\sigma - k\sigma_0)X}{2\pi(\sigma - k\sigma_0)} \quad (19)$$

これから (17) 式を用いて

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\sigma) = & \frac{\sin 2\pi(\sigma - \sigma_0)X}{2\pi(\sigma - \sigma_0)} + R \left\{ \frac{\sin 2\pi(\sigma - 2\sigma_0)X}{2\pi(\sigma - 2\sigma_0)} \right. \\ & - \left. \left(\frac{1}{2}\right) \frac{\sin 2\pi(\sigma - 2\sigma_0)X/2}{2\pi(\sigma - 2\sigma_0)/2} \right\} + R^2 \left\{ \frac{\sin 2\pi(\sigma - 3\sigma_0)X}{2\pi(\sigma - 3\sigma_0)} \right. \\ & - \left. \frac{1}{3} \frac{\sin 2\pi(\sigma - 3\sigma_0)X/3}{2\pi(\sigma - 3\sigma_0)/3} \right\} + \dots \quad (20) \end{aligned}$$

復元されたスペクトル線の幅はやはり $1/2X$ である。

また (20) 式より各次数 k におけるゴースト線の強度を求めることができる。この結果は Table II に示した σ -法の強度と完全に一致する。

一方計算機実験を行って、理論値と計算値を比較することもできる。 $R=0.5$, $N=3200$, $X=3.2$ cm として計算した結果は、わずかな計算誤差を除けば、Table II に示した σ -法の結果と一致している。

Fig. 2 に復元した装置関数を示す。但し $\sigma_0=25.0$ cm^{-1} $R=0.5$, $N=3200$, $X=3.2$ cm である。但し σ -法の場合と比較するため、横軸は σ に取ってある。

Fig. 2. Reconstructed line spectrum at 25.0 cm^{-1} using λ -method. $R=0.5$, $X_{\text{max}}=3.2$ cm, $N=3200$.

4. 有限な幅をもったスペクトル線の復元

前節までは装置関数を計算するため復元されるスペクトル線の幅は無限に狭いとした。実際のスペクトル線には幅があるから、その場合どのように復元されるかを検

Fig. 3(a). Reconstructed spectra of Lorentzian line shape of different half widths obtained by σ -method.

$\sigma_0=25.0$ cm^{-1} , $X_{\text{max}}=3.2$ cm, $R=0.5$.

(a) $\Delta\sigma=0.3125$ cm^{-1} .

(b) $\Delta\sigma=0.156$ cm^{-1} .

(c) $\Delta\sigma=0.078$ cm^{-1} .

Fig. 3(b).

Fig. 3(c).

Table IV. Half width and peak intensity for each order of reconstructed spectra of Lorentzian line shape obtained by σ -method.

$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma'(\text{cm}^{-1})$	Rate of increase	Relative intensity of each order.					
			1	2	3	4	5	6
0.3125	0.336	7.5%	100	1.10	0.38	-0.13	0.06	-0.16
0.1562	0.241	54	100	5.27	2.11	-0.51	0.35	-0.81
0.0781	0.215	175	100	11.5	5.55	-0.52	1.04	-1.89

 $\Delta\sigma$: Half width of original spectrum. $\Delta\sigma'$: Half width of reconstructed spectrum.Rate of increase: $(\Delta\sigma' - \Delta\sigma)/\Delta\sigma \times 100(\%)$ Fig. 4(a). Reconstructed spectra of Lorentzian line shape of different half width obtained by λ -method. $\lambda_0 = 0.08 \text{ cm}$, $X_{\text{max}} = 3.2 \text{ cm}$, $R = 0.5$.(a) $\Delta\lambda = 2.0 \times 10^{-3} \text{ cm}$.(b) $\Delta\lambda = 1.0 \times 10^{-3} \text{ cm}$.(c) $\Delta\lambda = 0.5 \times 10^{-3} \text{ cm}$.

Fig. 4(b).

Fig. 4(c).

Table V. Half width and peak intensity for each order of reconstructed spectra of Lorentzian line shape obtained by λ -method.

$\Delta\lambda(\text{cm})$	$\Delta\lambda'(\text{cm})$	Rate of increase	Relative intensity of each order					
			1	2	3	4	5	6
2.0×10^{-3}	2.15×10^{-3}	7.5%	100	4.3	3.4	-2.2	1.3	-5.0
1.0×10^{-3}	1.55×10^{-3}	55	100	20.8	18.9	-8.2	8.1	-29.2
0.5×10^{-3}	1.35×10^{-3}	170	100	45.7	49.6	-8.3	24.8	-67.4

$\Delta\lambda$: Half width of original spectrum.

$\Delta\lambda'$: Half width of reconstructed spectrum.

Rate of increase: $(\Delta\lambda' - \Delta\lambda)/\Delta\lambda \times 100(\%)$.

討する必要がある。そのため種々の半値巾をもつローレンツ型のスペクトル線について計算を行った。

スペクトル線の形は $\Delta\sigma$ を半値巾として

$$\tilde{B}(\sigma) = \frac{(\Delta\sigma/2)^2}{(\sigma - \sigma_0)^2 + (\Delta\sigma/2)^2} \quad (21)$$

と仮定する。

σ -法を用いて種々の $\Delta\sigma$ に対してスペクトルを復元した結果を Fig. 3 に示す。 δ 関数のスペクトルに比べて、ゴースト線が著しく弱くことがわかる。又半値巾の大きい程その傾向が強い。Table IV にローレンツ型スペクトルの半値巾及びゴースト線の中心強度を示す。

つぎに λ -法で波長について

$$\tilde{B}(\lambda) = \frac{(\Delta\lambda/2)^2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (\Delta\lambda/2)^2} \quad (22)$$

なる形のスペクトル線の復元を行った。

種々の $\Delta\lambda$ について復元したスペクトルを Fig. 4 に示す。やはり δ 関数の場合よりゴースト線が目立たなくなっている。 σ -法に比べて著しいゴースト線による乱れがあるが、これはスペクトル強度分布を波長のスケールに直すとき λ^2 で割るため、歪みが非常に拡大されることによる。透過率を測るような場合は、試料スペクトルと標準スペクトルの比をとるからこれによる支障はない。

Table V に種々の半値巾について、復元したスペクトルのゴースト線の中心強度を示す。ゴースト線の弱くなる原因は、これが真のスペクトルのように中心強度が

特に大きいのではなく、むしろ波束のような形をしているので、位置が少しずれたものが重なり合うと極大と極小が打ち消し合ってしまうためと考えられる。

5. 結 論

σ -法、 λ -法のいずれにおいても、復元されたスペクトルの resolution は波数で $1/2X$ に等しく、フーリエ分光法と同じである。

またいずれの方法においても本来のスペクトル線の他に、波数が整数倍の位置にゴースト線があらわれる。装置関数は今の場合解析的に求められるのでこれらのゴースト線の強度を計算することができる。そして電子計算機により数値的に計算した結果とよく一致する。

スペクトル線に幅がある場合には、その幅が resolution に等しいか大きいならばゴースト線はほとんど消失し、実際のスペクトルの復元には影響を与えない。

文 献

- 1) K. Yoshihara and A. Kitade: Japan. J. Appl. Phys., **17**, 1895 (1978).
- 2) K. Yoshihara and A. Kitade: Optica Acta, **26**, 1049 (1979).
- 3) K. Yoshihara, Sen Kako and A. Kitade: Jpn. J. Appl. Phys., **18**, 2327 (1979).
- 4) 吉原邦夫, 北出篤夫: 分光研究, **22**, 173 (1980).
- 5) K. Yoshihara, A. Kitade and K. Okada: Jpn. J. Appl. Phys., **19**, 2523 (1980).