

# 第 12 編 そ の 他

第 1 章	解 説	内 田 勝	1 頁
第 2 章	放射線スペクトルの超分解 (1-12)	井 上 多 聞	2
第 3 章	熱中性ラジオグラフの像の分解 (5-1')	井 上 多 聞 小 川 一 行 岩 永 征 之	10
第 4 章	放射線測定系のフーリエ解析 第一報 (7-4)	内 田 勝 速 水 昭 宗 山 崎 武 敏 東	19

## 第12編 その他

## 第1章 解 説

いままでの分野は情報理論およびフーリエ解析を画像形成の系に適用したものであるが、本分野は画像形成に限定しないで、放射線の広い範囲にわたって適用したものである。

したがって、放射線イメージインフォメーション研究会の報告としては、主流でないように見えるが、放射線像を画像とだけとらないで、例えば、線量計のスリット像というように解釈すれば本研究会のとり扱う領域であり、放射線全般を考えるならば、この分野こそ将来大きな研究の発展が期待できるといえよう。

ここには、 $\gamma$ 線スペクトルの超分解、中性子ラジオグラフィーの解析、放射線測定系のフーリエ解析の3編が収録されているが、まだ今後期待できるものとして、シンチスキャナー、放射化分析などがある。

このような方向に発展するとき、必ず問題となるのは線型性である。今までには、被写体、断層撮影にその非線型に対するとり扱いがあらわれているが、まだその十分な解決が得られていない。

シンチスキャナー、放射化分析で、この非線型のとり扱いが解決しなければ、近似的な解法によることになり満足な結果が期待できない。

問題は積分方程式の解という数学に帰することになる。

この辺に光学に対する適用とは異なった放射線独自のものがあらわれる可能性がある。

未開の分野であり、将来に対する展望をもって解説に代える。

(内田 記)

## 第2章 放射線スペクトルの超分解

井上多門

## 1. 序

放射線スペクトロメトリは広い応用分野を持ち、特に、核物理学や放射化学の分野で盛んに用いられているが、この測定に際して常に問題となるのは、測定系に固有の分解能が存在し、この値よりも放射線のエネルギーが接近した場合には、得られたスペクトルを分解判定する事ができないことである。γ線スペクトロメトリを例にとれば、シンチレーション法をとるかぎり分解能(半値幅/そこでのエネルギー)は~7%程度より小さくする事はできない。しかし、この分解能が何を表わすかを考えて見ると、これは見た目において、得られたスペクトルが分離して認定できるか否かの条件で決定され、通常単色エネルギーの放射線に対する出力パルス波高分布のピークの半値幅が、この値に一致し、したがってこの半値幅を用いて定義されている。この定義は一見妥当のように思われるが、しかし、これはあくまでもピークの形として分離されているかを問題としており、information として無いとはいえない。実際、単色の入射放射線に対する出力波高分布のフーリエ変換は、この分解能を表わす良い関数である事が示されるがこの関数の半値幅に対応する値は一般に零ではなく有限の値を持っている。我々は、この点に着目し、実際にこの半値幅で定義される通常の意味での分解能よりも接近したエネルギーの放射線が入射した場合のスペクトルから適当な数学的方法により核種を同定する事が可能である事を示す。この方法によれば、理想的な場合においては分解能が実質的に10倍以上向上したのと同様な結果を得る事ができる。

## 2. 理論

ここでは、放射線測定系を一つの black box と考えて、その入出力間の関係のみに着目する。入力として放射線のスペクトル分布、出力として出力パルス波高分析器から得られるパルス波高分布を考える。両方の分布を表わす関数の変数としてはエネルギー  $E$  を用いる事が便利である。この入出力間には簡単な関係が存在する。すなわち、i) 線型性、 $f_1(E)$ 、 $f_2(E)$  の入力に対し、 $g_1(E)$ 、 $g_2(E)$  の出力がそれぞれ対応するとすれば、 $a$ 、 $b$  を任意の定数として、 $a f_1(E) + b f_2(E)$  の入力に対しては  $a g_1(E) + b g_2(E)$  の出力が対応する。ii) 恒常性、 $f(E)$  の入力に対して、 $g(E)$  の出力が対応すれば、 $f(E + \Delta E)$  の入力に対しては  $g(E + \Delta E)$  の出力が対応する。i) の条件は、通常の放射線量のもとにおいては一般に成立し、ii) の条件は  $\Delta E$  が余り大きくなければ(半値幅の数倍程度)やはり成立する。このような場合には、ある特別の入力に対する出力を表わす事ができる。すなわち、 $\delta(E)$  の入力に対する出力  $g(E)$  は次のように convolution の型で表わされる。

$$g(E) = \int_{-\infty}^{\infty} f(E') h(E - E') dE' \quad (21)$$

この関係はあるいは、おのおのの関数のフーリエ変換を用いて

$$G(\omega) = F(\omega) \cdot H(\omega) \quad (22)$$

と書かれる。ただしここで、

$$F(\omega) = \int \exp(-i\omega E) f(E) dE$$

等各大文字は対応する小文字で表わされる関数のフーリエ変換を表わす。放射線スペクトロメトリで得られる情報は、ここに述べた  $g(E)$  であり、我々はこれから入力分布  $f(E)$  を知ろうとするのである。したがって原理的には積分方程式(2.1)を解けば良いわけである。 $h(E)$  は単色放射線に対する出力を観測すれば得られる。したがって、このようにして得られた  $h(E)$ 、 $g(E)$  をフーリエ変換して  $F(\omega) = G(\omega)/H(\omega)$  を求め、これより入力分布のフーリエ変換は得られ、さらにこれをフーリエ逆変換すれば  $f(E)$  は求められる事になる。系の特性は、ここで、 $h(E)$  あるいは  $H(\omega)$  を通じて表わされているが、ここには半値幅といった概念は全く入って来ていない。 $H(\omega)$  は、(2.2) から判るように測定系の周波数特性(エネルギー周波数特性)を表わしている。すなわち、通信系での伝達関数、光学系でのレスポンス関数と全く同じ概念である。したがって、この関数は系の性質を表わすのに良い関数であり、系の分解能もこの関数を用いて表わされるべきである<sup>1)</sup>。これに対し、半値幅は単なる一つの数値であり、系の特性を示すのには不十分である。実際この値は見た目にピークを分離して判定できるかの目安を与えるにすぎない。

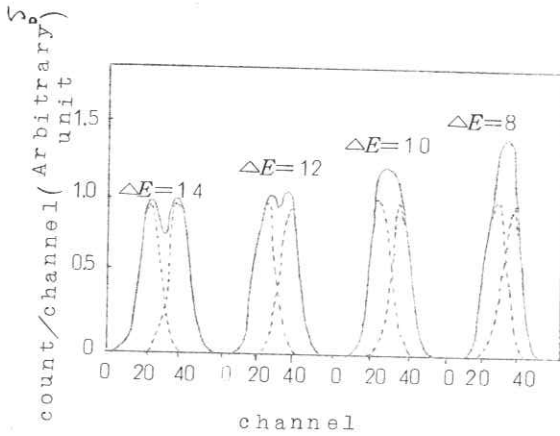


Fig. 1 Superposition of two Gaussian distributions. Half width; 11.8 channels.

Fig.1に  $h(E)$  を正規分布型として(半値幅 1.18 channel), これは種々のエネルギー間隔で、重ね合わせたものを示している。これから判るように半値幅よりも接近させて重ね合わされたものは一つのピークしか観測されない。一方  $H(\omega)$  は分解能を正確に与え、これが零となるようなエネルギー周波数に対しては、この系は分解する能力を持たないが一般に、半値幅に対するエネルギー周波数よりも大きい  $\omega$  に対する  $H(\omega)$  は零でなく有限の値を持っているので、一見一つのピークしか持たないような出力波高分布であっても分解できる可能性があり、上記の方法により分解して判定できる。

最も一般的な場合としては、入力分布は単色の放射線の重ね合わせである。すなわち

$$f(E) = A_1 \delta(E - E_1) + A_2 \delta(E - E_2) \quad (2.3)$$

と表わされるから

$$\begin{aligned} G(\omega) / H(\omega) &= F(\omega) \\ &= A_1 \exp(-i\omega E_1) + A_2 \exp(-i\omega E_2) \end{aligned} \quad (2.4)$$

が前記の方法で得られる量である。この関数の絶対値は

$$\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \omega(E_1 - E_2)}$$

であるから、 $n$  を整数として、 $\omega = (2n - 1)\pi / |E_1 - E_2|$  において最小値、 $\omega = 2n\pi / |E_1 - E_2|$  において最大値を持つ。したがってこれらの最小値または最大値を観測する事によってエネルギー差は容易に決定される。またこの最大値は  $A_1 + A_2$ 、最小値は  $|A_1 - A_2|$  であり、かつ、 $\omega$  の小さい部分においての実部虚部はそれぞれ  $A_1 + A_2$ 、 $A_1\omega E_1 + A_2\omega E_2$  である事から  $A_1 : A_2$  が決定できる。ゆえにこのような場合には、

フーリエ変換は必要でなく、むしろ誤差が大きくなるので、行なわない方がよい。

### 3. 数値的シミュレーション

この方法の妥当性を確かめるために、数値的シミュレーションを行なった。

ここでは光電ピークの形については、一般にいわれているように正規分布であるとする。

すなわち

$$h(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a} \exp\left(-\frac{E^2}{2a^2}\right) \quad (3.1)$$

実際の観測では半値幅を 10 channel 前後にする場が多いので、それに合わせるため  $a=5$  とし、半値幅は 11.8 channel となる。つきに、 $E$  の各整数値においてサンプルされた値を求めた。実際に波高分析器から得られるものは、このようなサンプルされた値である。Table 1 にそのチャンネル毎の計数値として採用された値を示す。つきに、エネルギー  $E_1, E_2$  の二本の混合放射線の入力に対する出力  $g(E)$  は

$$g(E) = \frac{1}{10\sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left\{-\frac{(E-E_1)^2}{50}\right\} + \exp\left\{-\frac{(E-E_2)^2}{50}\right\} \right\} \quad (3.2)$$

となるが、これについても同様に、各整数値の  $E$  に対してサンプルされた値を読み取った。エネルギー差  $\Delta E = E_1 - E_2$  は 14, 12, <ほぼ半値幅>, 10, 8, 6, 4, 3, 2, 1, の場合について行なった。つきにこのようにして得られた  $h(E), g(E)$  のサンプル値から、これらのフーリエ変換を計算する。

Table 1. Numerically simulated  $h(E)$ .

ch. No.	count/ch.	ch. No.	count/ch.	ch. No.	count/ch.	ch. No.	count/ch.	ch. No.	count/ch.
1	0	11	1583	21	57938	31	38837	41	476
2	2	12	2716	22	66644	32	29945	42	246
3	4	13	4478	23	73654	33	22184	43	122
4	11	14	7094	24	78208	34	15790	44	58
5	26	15	10798	25	79788	35	10798	45	26
6	58	16	15790	26	78208	36	7094	46	11
7	122	17	22184	27	73654	37	4478	47	4
8	246	18	29945	28	66644	38	2716	48	2
9	476	19	38837	29	57938	39	1583	49	0
10	886	20	48394	30	48394	40	886		

フーリエ変換を digital 計算する場合、高周波の部分では細く振動し、普通の数値積分を行なうと誤差が非常に大きくなる。

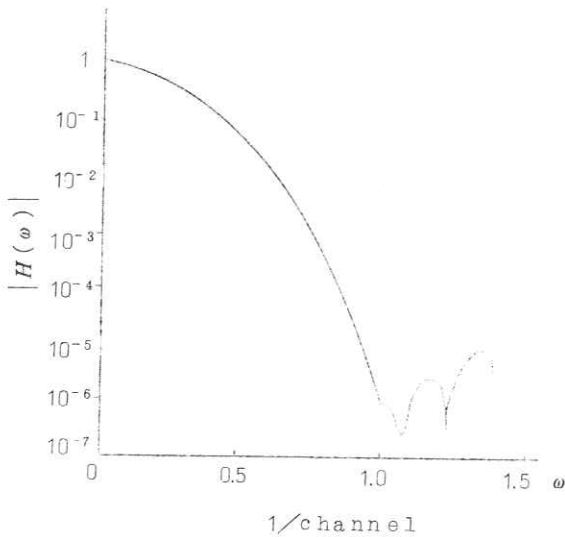


Fig. 2 The absolute value of  $H(\omega)$ .

このため、特にこの計算のために Filon により考案された方法があり、我々もこの方法を改良した Modified Filon 公式によって計算を行なった。計算はすべて IBM7090 を用いて行なった。Fig. 2 に、このようにして得られた  $H(\omega)$  の絶対値を示す。この関数は  $10^{-5}$  程度迄正確に得られており、この精度は、はじめに与えたサンプル値が 5 桁まで与えられていた事に対応する。したがって、この近似公式自身の精度は充分に得られているものと思われる。同様にして  $g(E)$  のフーリエ変換  $G(\omega)$  を求め、 $F(\omega) = G(\omega) / H(\omega)$  を求めた。この関数の絶対値を Fig. 3 に示す。これは入力分布のフーリエ変換の絶対値であるから、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left| \int \exp(-i\omega E) \{ \delta(E-E_1) + \delta(E-E_2) \} dE \right| \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left| 1 + \cos \omega(E_1 - E_2) \right|^{1/2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

の形になるはずである。Fig. 3 を見ると  $\Delta E = 1$  の場合を除いて、この関数にそれぞれ一致しているといえるであろう。エネルギー差を決定できるためには、 $\omega = \pi / \Delta E$  に極小値を持つ事が必要であるが、これは  $\Delta E \geq 3$  ならば認められ、さらに  $\Delta E = 2, 1$  の場合においても外挿によりこの点を見出す事ができる。Table. 2 にこのようにして、 $\Delta E = \pi / \omega_0$  から求められたエネルギー差の推定値と、あらかじめ与えられた値との比較が示されている。ただし  $\omega_0$  は  $F(\omega)$  の第一零点である。

これで判るように非常に良い一致を示しているが、特に  $\Delta E \geq 3$  においては 1% 以内

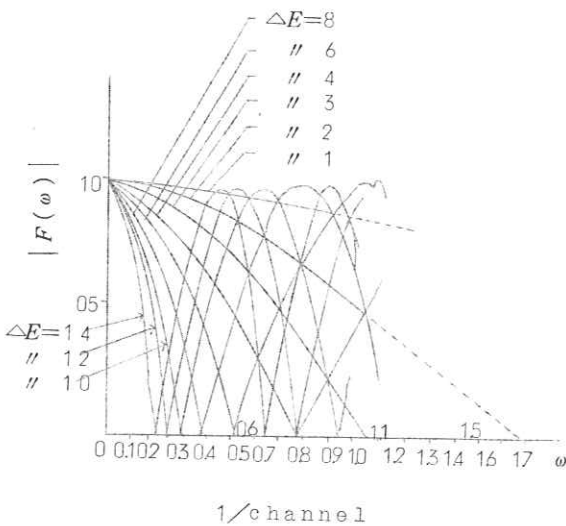


Fig. 3 The absolute values of  $F(\omega)$ 's.

Table 2. Comparison between originally given and estimated  $\Delta E$ 's.

originally given $\Delta E$	first zero point of $F(\omega)$	estimated $\Delta E$
14.00	0.225	13.96
12.00	0.263	11.94
10.00	0.314	10.01
8.00	0.393	7.99
6.00	0.524	6.00
4.00	0.786	4.00
3.00	1.057*	2.97
2.00	1.684*	1.87
1.00	4.745*	0.66

\* estimated by extrapolation

Table 3. Comparison between originally given and estimated values.

case	originally given		estimated	
	$\Delta E$	$A_1 : A_2$	$\Delta E$	$A_1 : A_2$
(1)	6.00	1 : 2	6.00	1 : 2.00
(2)	6.00	1 : 5	6.00	1 : 5.00
(3)	4.00	3 : 10	4.08	1 : 3.36

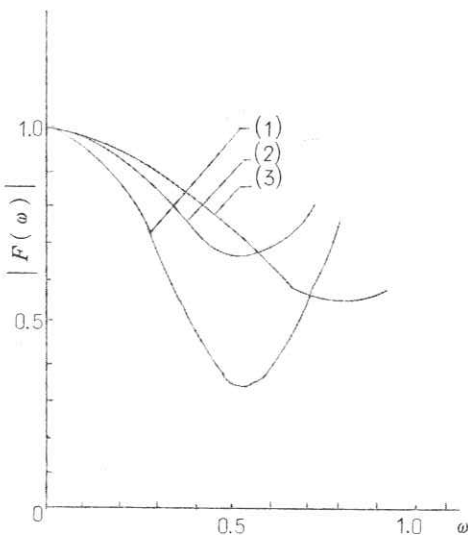


Fig. 4 The absolute values of  $F(\omega)$ 's.

の誤差であり、この精度で見ると分解能は約4倍に向上した事となり、また  $\Delta E=1$  の場合には30%程度の誤差であり、この程度の誤差も認めるとすれば分解能は10倍以上に向上したのと同様な結果を得る事ができる。

エネルギー差の判定を行なう方法について述べたが、存在比も同様に正確に決定できる事を示そう。異なった存在比  $A_1 : A_2$  でエネルギー  $E_1$  および  $E_2$  を持つて放射線が入射した場合の出力は前と同じ条件のもとで

$$g(E) = A_1 \exp \left\{ -\frac{(E-E_1)^2}{50} \right\} + A_2 \exp \left\{ -\frac{(E-E_2)^2}{50} \right\} \quad (3.4)$$

となるが、これについても同様に各整数値の  $E$  においてサンプルされた値を求めた。  $A_1, A_2$  および  $\Delta E$  の各組み合わせについては Table 3 に示されている。各関数のフーリエ変換は前述の方法で求められ Fig. 4 に  $|F(\omega)|$  が示されている。この最小値をとる  $\omega$  からエネルギー差は決定され  $\omega=0$  および  $\omega_0$  による値から  $A_1 : A_2$  が決定できる。

このようにして得られた値とあらかじめ与えられた値との比較を Table 3 に示す。これで判るようにやはり良い一致を示しているが特にエネルギー差の決定の方が正確に得られる事が判る。

以上の事から、分解能はこの方法を用いる事により実質的に向上したのと同様な結果を得る事ができる。

#### 4. 応 用

4.1  $Zr^{95}$  の接近  $\gamma$  線のエネルギー差の決定

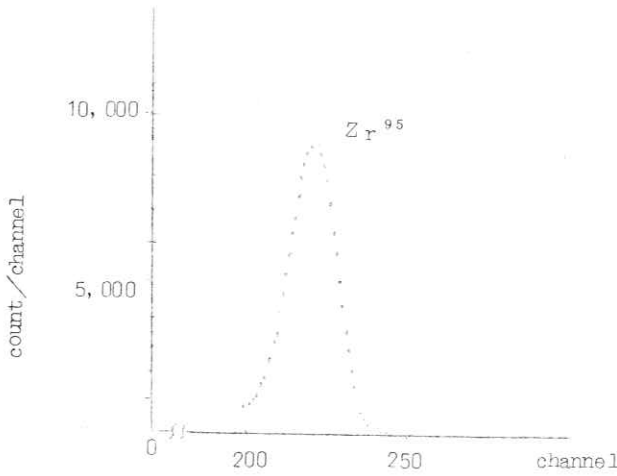


Fig. 5 The spectrum of  $Zr^{95}$ .

$Zr^{95}$  は 757 KeV および 724 KeV のエネルギーを持った二本の接近  $\gamma$  線を出す<sup>2)</sup>, このエネルギー差 33 KeV は最良の状態での分解能の分解能の  $1/2$  程度なので分離して判定できない。この場合に適用した例を述べよう。

$Zr^{95}-Nb^{95}$  混合物から塩弗素錯イオンの陰イオン交換クロマトグラフィによって  $Zr^{95}$  が抽出された。このようにして得られた  $Zr^{95}$  の観測された  $\gamma$  線スペクトルは Fig. 5 に示されている。これで明らかのように一本のピークしか認められない。

$h(E)$  としてはこの付近のエネルギーの単色  $\gamma$  線を出す核種を用いれば良いが, ここでは  $Ce^{139m}$  ( $E_\gamma = 740 KeV$ ) を用いた。Fig. 6 にその観測されたスペクトルを示す。この得られた値をそのままサンプルされた値として前述の方法でフーリエ変換を数値計算した。光電ピークの形は正規分布のそれとほぼ一致するが, 低エネルギー側では完全に零に行かないので, この付近は外挿して補正した。しかしこの補正された部分の計数値の寄与は非常に小さいので(全計数値の 1% 以下)この影響は問題とならない。前と同様な方法でフーリエ変換して得られた  $|F(\omega)|$  を Fig. 7 に示す。これで明らかごとく  $\omega_0 = 0.397 / \text{channel}$  において極小値が見出され, これから  $\Delta E = 7.92 \text{ channels} = 2.73 KeV$  が得られる。この値は, 文献に示されている値と大体一致するが, やや小さめである。しかし, この方法による決定は前に示した例でも判るようにより正確である。

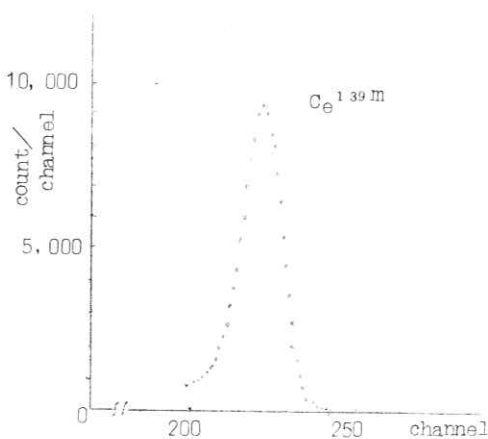


Fig. 6 The spectrum of  $Ce^{139m}$

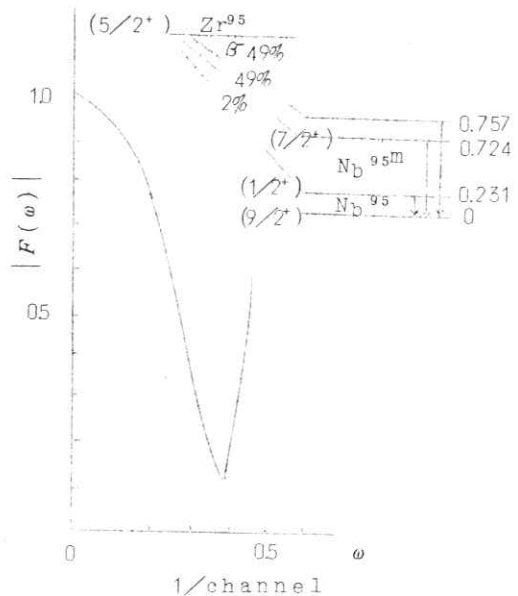


Fig. 7 The absolute value of  $F(\omega)$  obtained from  $Zr^{95}$ .



4.2  $Nd^{141m}$  および  $Ce^{139m}$  混合物の  $\gamma$  線スペクトルの分解<sup>5)</sup>

$Nd^{141m}$  ( $E\gamma = 760 \text{ KeV}$ ,  $T_{1/2} = 64 \text{ sec}$ )<sup>4)</sup> および  $Ce^{139m}$  ( $E\gamma = 740 \text{ KeV}$ ,  $T_{1/2} = 59 \text{ sec}$ )<sup>4)</sup> は  $\gamma$  線エネルギーが接近しており (半値幅の  $1/2$  以下), 半減期が同程度で小さく, かつ化学的性質が類似している等の不利な条件が重なっているため, この核種が混在している場合には従来同定する事が不可能であった。この混合スペクトルを上述の方法で解析する事を行なってみた。

$Ce^{139m}$  および  $Nd^{141m}$  はそれぞれ天然の  $Ce$  および  $Nd$  の酸化物を Cockcroft-Walton 型イオン加速装置を用いて  $T-D$  反応により  $14 \text{ MeV}$  中性子を発生せ ( $n, 2n$ ) 反応により生成した。それぞれシンチレーションカウンタを用いて観測し波高分析器の上で両スペクトルは重畳された。合成されたスペクトルを Fig. 8 に示す。  $h(E)$  としては前と同様に  $Ce^{139m}$  のスペクトル自身を用い, 前述の方法で全く同様にフーリエ変換を求め入力分布のフーリエ変換  $F(\omega)$  を得る。Fig. 9 にその絶対値を示す。

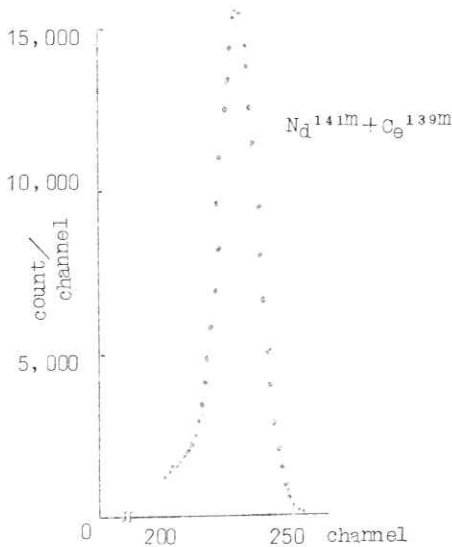


Fig. 8 The spectrum of mixture of  $Nd^{141m}$  and  $Ce^{139m}$ .

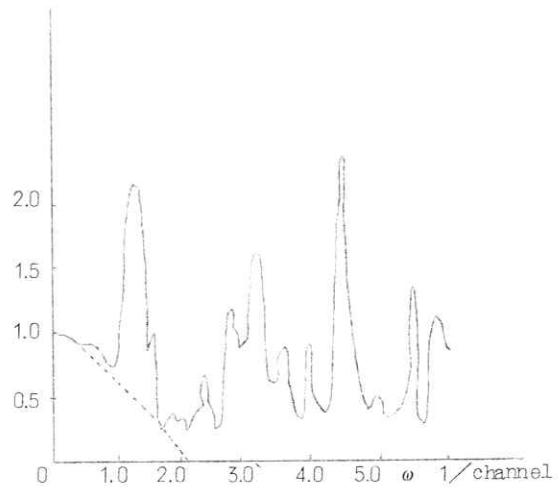


Fig. 9 The absolute value of  $F(\omega)$  obtained from mixture of  $Nd^{141m}$  and  $Ce^{139m}$ .

これで判るようにならりの高周波領域に入るため誤差が大きくなるが全体の傾向から  $\omega = 2.2$  に最小値,  $\omega = 4.5$  に最大値が在る事が認められる。これからエネルギー差は  $\Delta E = 1.4 \text{ channels} = 4.8 \text{ KeV}$  と得られる。この値は  $\omega$  の小さな場所での単調な部分から外挿して得られる値  $\Delta E = 1.5 \text{ channels}$  とほぼ一致している。この値は文献に示された値よりもかなり小さいが, その後  $Nd^{95}$  をもとにしてそれぞれとの差を決定した結果からは,  $Ce^{139m}$  のレベルが  $755 \text{ KeV}$  程度である事が推定された。

5. 考 察

この方法による実際のとりあつかいに際して問題となるのは, 計数値の統計変動および, ピークの低エネルギー側を零に近づける外挿の方法である。統計変動については計数値を充分上げて変動を小さくするのが最も簡便な解決法であるが, ピークの最高値で  $10,000 \text{ count/channel}$  程度であれば一般に半値幅の

1/3程度までは正確に求められる。後者の問題については、測定方法によって大きく影響されるが、一般にはこの外挿された影響は全計数値に対して1%以下であり前者の影響よりも小さいものと考えられる。

また、この取り扱いにおいては連続関数をすべてサンプルされた値で代表したが、この影響はサンプリングの定理から容易に判るように $\omega > \pi / \text{channel}$  以上の高周波成分が無視できるならば、1 channel毎にサンプルされた値で関数は完全に記述され、一般にこのような高周波成分は全計数値の $10^{-5}$ 以下であり、実際上問題とならない。

## 6. 結 語

以上述べた方法で取り扱い事により分解能が向上したのと同様の結果が得られる事が示された。具体的応用例については、 $\gamma$ 線スペクトロメトリの場合について述べたが、他の放射線スペクトルの取り扱いについても全く同様に適用できる<sup>5)</sup>。この方法の困難な点は数値計算にかなりの労力を必要とする点であるが、この問題は電子計算機の使用により解決されているといえる。

最後に、本研究に際しいろいろ御指導いただいた当研究所の鴨川、寺田両博士、実験を担当していただいた藤井博士、数値計算に関してお世話になった渡辺研究員に感謝します。

## 文 献

- 1) 井上, 吉岡: 第5回日本アイソトープ会議報文集No.3, 133-5 (1963)
- 2) P. W. King: Rev. Mod. Phys. 26, 327 (1954)
- 3) 藤井, 井上, 武藤: 放射化学討論会講演 (1963)
- 4) R. A. James and C. D. Bingham: Phys. Rev. 117, 810 (1960)
- 5) 吉岡, 井上: 日本物理学会分科会講演 (1963)

井上多門 小川一行 岩永征之

1. 概 言

我々は東芝訓練用原子炉 (TTR) を熱中性子源として、熱中性子によるラジオグラフィを行なつて来た。<sup>1)</sup> これによる撮影は、中性子線が、X線等と全く異なつた吸収、散乱を受けるため、従来のX線ラジオグラフィ等と全く異なつた様相を示し、お互いのいわば相補的な関係を利用する事により種々の分野において利用する事ができるであろう。この撮影では、比較的鮮明な像を得る事ができているが、X線による撮影像と比較した場合、後者など明瞭なものが得られているとはいえない。このようなお互いの解像力の比較を行なうためには解像力自身の定量的な表示が行なわれねばならない。幸い、光学系では、良く知られているように、空間周波数の伝達系として、それぞれの構成要素の特性を表示する事が行なわれているので<sup>2)</sup>、我々もこの手法を用い、中性子撮影系の評価を行ない、空間周波数特性を求めて、この撮影系の解像力を検討した。また、この結果にもとづいて、現在の装置の改良を行ない、さらに解像力の良いものとする見通しも得られた。

2. 装置の概要および撮影法

今回の実験を行なう際に用いられた装置および方法は1)において述べられたものとほぼ同じであるので、特に詳しくは述べない。Fig 1に装置全体の配置を示す。

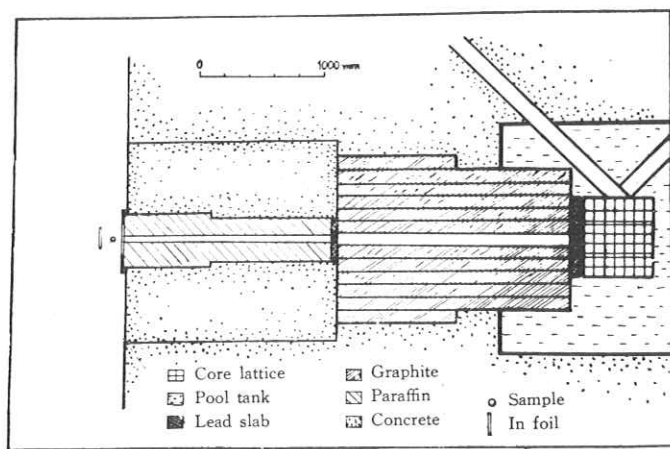


Fig. 1 Experimental arrangement.

撮影は通常原子炉出力30 KWで行ない熱中性子線照射により中性子線に対する影を得、これによりInフォイル (厚さ0.5 mm) を activate して潜像を作り、その後X線用フィルムに転写する。Inフォイル照射は約30分、転写には約40分程度の時間を要する。Fig 2にこのようにして得られた撮影像を示す。これはM型高周波接栓であるが、同時に示されているX線による撮影像と比較する事により、それぞれの特

徴が明らかとなるであろう。この撮影像においてもかなりの細部が見分けられ、良い解像力が得られている事が判る。

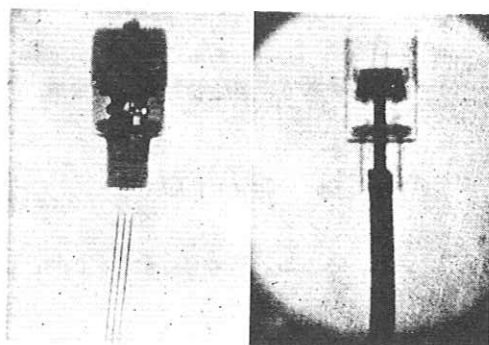


Fig. 2 An example of neutron radiograph (right) and comparison with the X-ray radiograph (left).

### 3. 撮影系の空間周波数特性

前節で述べたように、この撮影は熱中性子線によって転写用  $I_n$  面を activate し、これを X 線用フィルムに転写し、さらにこのフィルムを現像する過程に大別する事ができる。一般に全撮影系の空間周波数特性 (Optical Transfer Function : 以下  $O. T. F.$  と略す) は個々の過程の  $O. T. F.$  の積として表わされる。このなかのあるものは非線型性があり、このような表わし方は必ずしも適当ではないが、一般に行なわれているように、近似的にはこのような表わし方を行なって良いであろうし、また、この撮影に特徴的な中性子線による activation の過程は線型性の良いものであると考えられるので、我々は、このようにとりあつかいをする。このような場合、全系の  $O. T. F.$  は個々の過程の  $O. T. F.$  のうち最も高周波数の成分の少ないものによって支配される。したがって、まず最も空間周波数特性の悪いと思われる過程をえらびその  $O. T. F.$  を考える事とする。

#### 3.1 ビームの非平行性

我々の撮影では、原子炉の炉心で生成された熱中性子をコリメータを通し使用する。このようにして得られた中性子ビームの非平行性は、そのまま像のぼけとなって現われる。そこで、まず、このビームの非平行性による  $O. T. F.$  を考察する。

Fig. 1 に示したように、この撮影のために我々は熱中性子柱のほぼ中央にある黒鉛棒 (断面:  $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ ) を 1 本引き抜き、中性子流の通路とし、さらに、この前方にパラフィン入りのコリメータを設置した。コリメータの外側はすべてステンレス・スチールを用いた。被写体はコリメータの出口に設置されているので、ビームの開き角はコリメータの出口より炉心表面を見込む角で表わされる事になる。したがって、この場合ビームの開き角  $\theta$  に対し

$$\tan \theta = \frac{50}{3535} = 0.0141$$

となる。ここで、被写体の位置に1次的に $\delta$ 関数的な被写体(線)を設けて撮影すれば、転写用 $In$ 面にそった $x$ 軸に対して中性子強度分布にしたがって得られる潜像 $h(x)$ は

$$h(x) = \begin{cases} \frac{1}{2x_0} & |x| \leq x_0 \\ 0 & |x| > x_0 \end{cases}$$

と表わされる。ただし $x_0 = \tan \theta \cdot \ell$ であり、 $\ell$ は被写体と転写用 $In$ 面との間の距離である。これをフーリエ変換すれば

$$H(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cdot \exp(-2\pi i \nu x) dx = \frac{\sin 2\pi \nu x_0}{2\pi \nu x_0}$$

となり、これがこの過程のO. T. F.となる。具体的に $\ell = 60\text{mm}$ とした場合のこの関数をFig.3に示す。

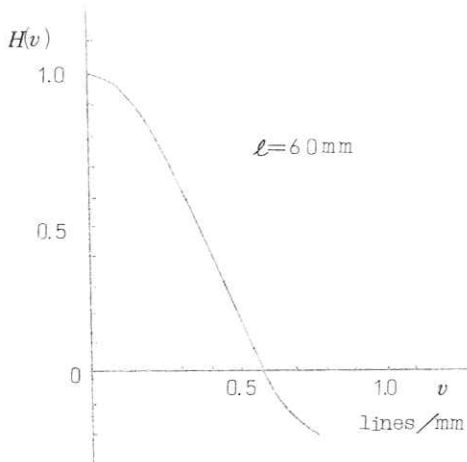


Fig. 3 Optical transfer function calculated from the unparallelism of neutron beam. ( $\ell = 60\text{mm}$ )

この関数の形から判る事は解像力を示す目安となるO. T. F.の第1零点は約 $\nu = 0.59 \text{ lines/mm}$ とかなり良いものであり(X線フィルム等と比較すればはるかに悪いが)、また、この値をすぎてO. T. F.は負の値を示し、この空間周波数の領域では像の反転、いわゆる偽解像が表われる事となる。

### 3.2 Starによる偽解像の表示

我々はこの偽解像が表われる事を確かめるために、中性子線像に対するSiemens-Starを熱中性子吸収の大きい $Cd$ の板を用いて作成し撮影した。原図をFig.4に示すが、ここで黒い部分は熱中性子遮蔽の $Cd$ 板のある場所を示し、これが厚み $0.5\text{mm}$ の $Al$ 板にはり

つけてある。これは $In$ 面との間隔 $\ell = 60\text{mm}$ として撮影して得られた像をFig.5に示す。あまり明瞭では無いが偽解像の現われているのが認められる。

この反転像が現われる空間周波数を求めれば、 $\nu = 0.75 \text{ lines/mm}$ と得られ、これはO. T. F.の第1零点の周波数に対応するがこれは先に示したビームの非平行性から求めた値よりもかなり大きい。また前報告では、ビームの開き角を $2^\circ 22'$ としたが、これはコリメータの前方で充分露光された写真の感光面の最大直径から求めたものであり、このような広角の成分もあるが撮影に寄与する大部分の熱中性子はこのようにシャープなものであると思われる。

### 3.3 実験的に得られるO. T. F.

この配置でのO. T. F.を実験的に求めた。このために、まず、中性子線像に対するステップ状の関数を $Cd$ 板から得、この撮影像を得て、その黒化度を数値的に微分すれば、いわゆるline spread functionが求められ、さらにこれをフーリエ変換すればO. T. F.が求まる。我々は、 $Cd$ 板をシャ-

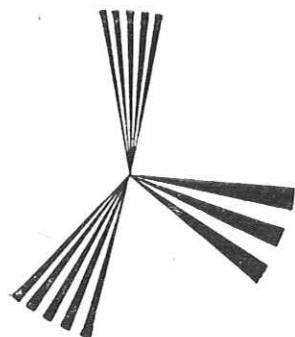


Fig. 4 Siemens-star.

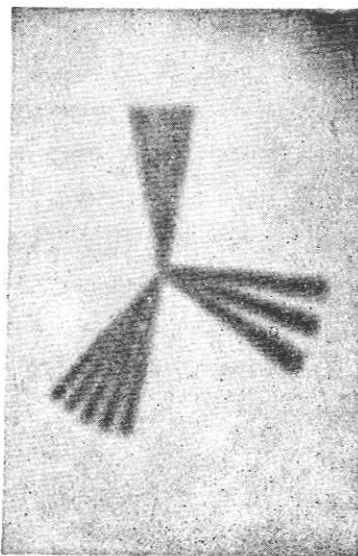


Fig. 5 Neutron radiograph of Siemens-star.

ブに直線的に切断し、これを撮影し得られたフィルムの透過度をマイクロオトメータで読みとった。このようにして得られた値をザイデル関数を用いて黒化度に変換し、これをさらに数値的に微分した。我々のところでは、これらの演算およびフーリエ変換等はすべて電子計算機用のプログラムとしてルーチン計算用に備えてある。Fig.6にこのようにして得られたline spread function, Fig.7にそのフーリエ変換であるO. T. F. を示す。

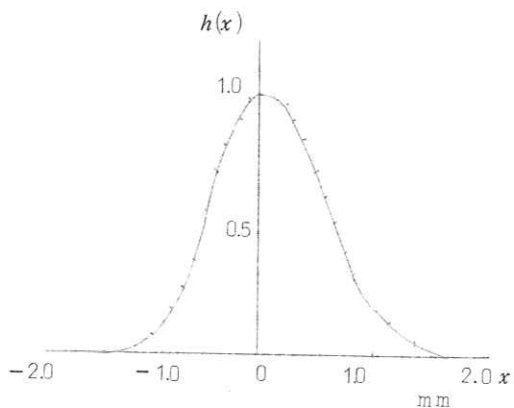


Fig. 6 Line spread function at  $\ell=60$ mm.

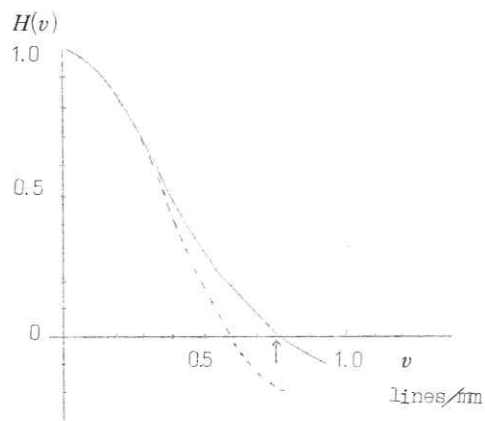


Fig.7 Optical transfer function obtained from the experiment at  $\ell=60$ mm. The arrow shows the frequency of the first zero point of O. T. F. obtained from the spurious-resolution.

Fig. 7にはFig. 3に示した中性子線ビームの非平行性から求められたO. T. F. が点線で示され、また矢印で示された周波数はstarの反転像の現われた位置から求められたO. T. F. の第1零点であるが、実験的に得られたO. T. F. の第1零点( $\nu=0.77$  lines/mm)と当然の事ながら良い一致を示している。前に求めたビームの開き角だけを問題にして得られたO. T. F. と比較すると、かなり良い一致を示しているが、興味ある事に高周波数の領域まで延びている事が判る。すなわち、解像力は予想されたものよりも良く中性子ビームは炉心の表面をコリメータにより見通される領域の見込まれる角よりも鋭いものである事が判る。このO. T. F. の第1零点から、実際のビームの開き角を求めると $\tan \theta=0.011$ となり前記の値より30%ほど少ない。これは、撮影に役立つ熱中性子は炉心の表面よりかなり内側から得られ、外側に向かって比較的良くコリメータされたものであるといえる。この事は、また、炉心の中央部で測定したカドミウム比(3.0)と被写体の位置でのそれ(3.5)とがほぼ同じである事とも合致し、この配置では、熱中性子柱は中性子のthermalizerとしては、ほとんど役に立たず、むしろコリメータとして作用している事が判る。我々は、この点につき、前報告でもある程度述べたが、ここに定量的に表現し、検討する事ができたので、装置の根本的な改良をはかり、さらに鋭い角度のビームを得るように改造中である。

### 3.4 近接撮影の効果および転写のO. T. F.

今まで述べた例では被写体とIn面との距離 $\ell=60$ mmとして行なって来たが、これは偽解像が表われ易いように、通常とられているものよりも大きな値である。 $\ell=23$ mm、および9mmと接近させて撮影した場合のline spread functionをFig. 8に示す。

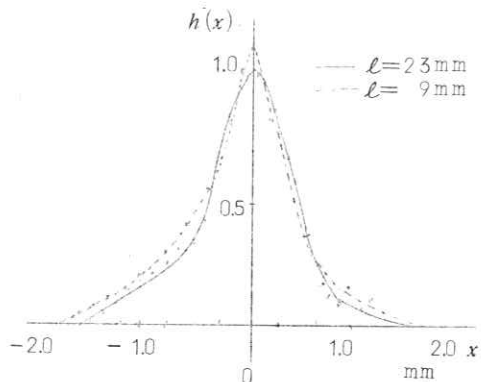


Fig. 8 Line spread functions at  $\ell=23$ mm and  $\ell=9$ mm

この両者の比較では、ほとんど差が認められない。これは、被写体の位置と関係の無い転写の過程のO. T. F. が関係していると思われるのでこれについて考察する。現在用いられている転写の方法はすでに一部述べたようにactivateされたInフォイル(厚さ0.5mm)をカセットを用いてX線フィルム(医用厚さ0.25mm, 両面感光)とはり合わせ、一定時間放置する。この操作を行なう際に、1)フォイルの厚み、2)フィルムの両面感光および、3)フィルムとInフォイル間の距離のためにぼけが生ずる。

Inフォイルは0.5mmの厚みであるが、熱中性子のInに対する平均自由行程は $\lambda=1.3$ mm程度であり、この撮影においてはフォイルと垂直のZ方向 $\exp(-\frac{Z}{\lambda})$ にしたがってactivateされた潜像が得られている事になる。このようにして得られた潜像からの $\beta$ 線および $\gamma$ 線がX線フィルムを感光させるが、フィルムの厚さ0.25mmに対し $\beta$ 線の飛程は4mmほどになるのでフィルムの両面とも感光される事になる。したがって問題は単に放射線の空間的なひろがり方だけを考慮すれば良いであろう。

全体の配置を Fig.9 に示す。

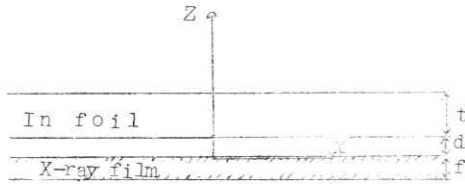


Fig. 9 Experimental arrangement of the process of image transfer between the In foil and the X-ray film.

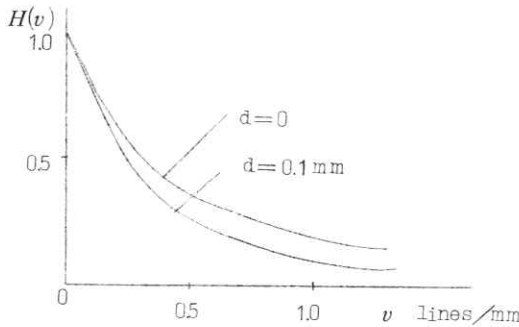


Fig. 10 Optical transfer functions of image transfer

フィルムの上層感光面にそって  $x$  軸, これと垂直方向に  $z$  軸をとれば, 感光面での line spread function  $h(x)$  は,  $z$  軸にそって In フォイル内に面状の  $\exp(-\frac{z-d}{\lambda})$  に比例した強度分布の潜像があるとすれば

$$h(x) = \int_d^{d+t} \frac{\exp(-\frac{z-d}{\lambda}) \cdot z}{x^2 + z^2} dz + \int_d^{d+t} \frac{\exp(-\frac{z-d}{\lambda}) (z+f)}{x^2 + (z+f)^2} dz$$

これをフーリエ変換すれば, 転写の過程  $O. T. F.$  が求められる。すなわち, 単純化因子をのぞいて

$$H(\nu) = \frac{\pi \cdot \exp(\frac{d}{\lambda})}{2\pi|\nu| + \frac{1}{\lambda}} \left\{ \exp\left\{-2\pi\left|\nu + \frac{1}{\lambda}\right|d\right\} - \exp\left\{-\left(2\pi\left|\nu + \frac{1}{\lambda}\right|\right)(d+t)\right\}\right\} \times \left[1 + \exp(-2\pi|\nu| \cdot f)\right]$$

が得られる。この関数の形から分かる事は, 関数はすべての空間周波数  $\nu$  に対して正の値をとり, したがってこの過程のみでは位相の反転(偽解像)が現われる事は無い。実験で認められた偽解像は, したがってビームの非平行性によって生じたものとして良いであろう。この関数を  $t=0.5\text{mm}$ ,  $f=0.25\text{mm}$ ,  $d=0$ , および  $0.1\text{mm}$  とした場合の値を Fig.10 に示す。

Fig.11 および Fig.12 に被写体と In フォイルとの間隔を  $9\text{mm}$  および  $60\text{mm}$  とした場合の両  $O. T. F.$  の積を示す。同時に実験で得られたものとの比較も示す。ただし, この場合, 中性子ビームの非平行性から求められた  $O. T. F.$  に対しては, 実験で求められた  $O. T. F.$  の零点から求められる, ビームの開き角を用いている。



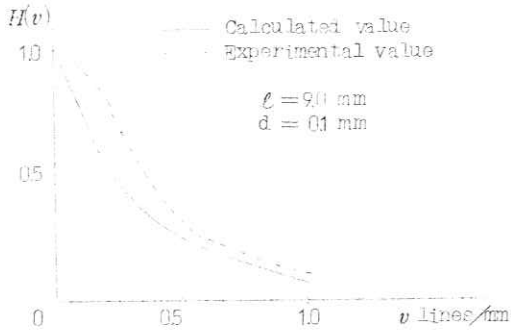


Fig. 11 Optical transfer functions at  $l=90\text{mm}$ .

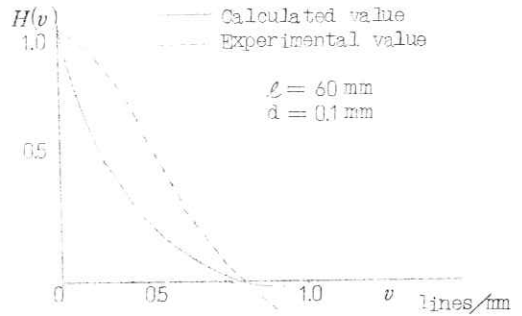


Fig. 12 Optical transfer functions at  $l=60\text{mm}$ .

実験から得られた O. T. F. との比較から判る事は、ビームの非平行性および転写の過程の O. T. F. の積として求められたものの方が周波数特性が悪く得られている事である。これは、転写の過程の O. T. F. を求める際に  $\beta$  線および  $\gamma$  線の飛程を厚みに対して大きいものとして考慮に入れなかったが、実際には  $\beta$  線に対しては、飛程の制約のため、広い角に進んだものは In フォイルの中で減衰する事のため、line spread function は、より幅の狭いものとなり、したがって O. T. F. はより高周波数成分まで含むものとなるためであろう。また、この事は、同時に存在している  $\beta$  線と  $\gamma$  線のうち撮影に寄与しているのは、ほとんど  $\beta$  線であるとの結論も得られる。

前に示した Siemens Star の反転像の現われ方が、あまり明瞭で無かった事は、反転の現われる周波数において転写の過程の O. T. F. が常に正の小さい値をとるためであると考えて良いであろう。

### 3.5 含水素物質の影響

水素、炭素等の熱中性子散乱断面積の大きい元素の存在は中性子線像のみだれに直接つながる。この影響を同様な方法で解析する事を行なった。前節で示した  $l=9\text{mm}$  の場合に被写体 (カドミウム片) と In フォイルとの間に同じ厚みのアクリル板を挿入してステップ状関数の撮影を行なった。Fig. 13 にこれによって得られた line spread function, Fig. 14 にそのフーリエ変換である O. T. F. を示す。

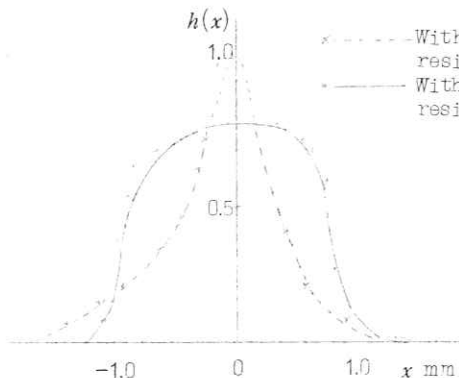


Fig. 13 Line spread functions at  $l=9\text{mm}$

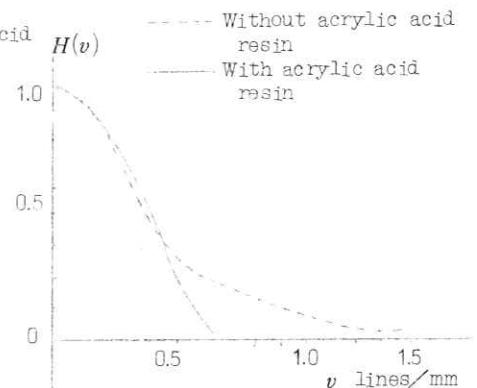


Fig. 14 Optical transfer functions at  $l=9\text{mm}$

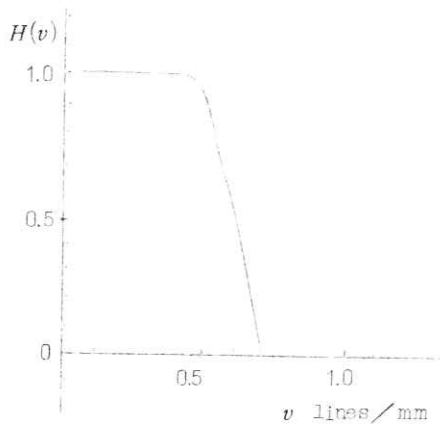


Fig. 15 Optical transfer function of acrylic acid resin of 9mm thickness.

アクリル板の挿入により当然空間周波数特性が悪くなるが、この両者の O. T. F. の比較から、この厚さのアクリル板の O. T. F. が求まる。Fig. 15 にこのようにして求められたアクリル板の O. T. F. を示す。

## 5. 結 語

以上述べたような定量的な解像力の検討する事により像形成を支配する各種の因子を評価する事ができた。我々の行っている現在の方法では、熱中性子ビームの非平行性が通常の撮影でのぼけの主因となり、この面の改良がまず問題となる。これについては、すでに述べたごとく、熱中性子柱は中性子の熱化にはほとんど役に立たない事が判明しているので、我々はこの使用を止め、炉心から直接中性子を導くビームポートをこの用途に専用させる事を計画している。また転写の際にとられる各種の操作も、これについて像の改良に重要な問題である。これに関しては、フィルムの感光乳材塗布面、転写用 activator の材料の選択およびその厚み等に改良を加えて、この過程の空間周波数特性を良くする事を計画している。

これらの問題にともなって、常に感度の変化が表われるが、これについても現在のものは充分でなく、種々の方法たとえば増感紙の使用などを計画している。

これらの改良により、最終的には我々の行っている方法で通常の方法で 5 lines/mm 程度の解像力 (O. T. F. の第 1 零点の周波数) は比較的容易に得る事ができるものと思われる。

## 文 献

- 1) 小川, 若林: 応用物理 3 (1964) 334.
- 2) 久保田 広: 応用光学, 岩波書店 (1959).

質問討論

飯田：中性子が被写体迄の途中で熱中性子化されるか分布はどうか。

井上：レスポンス函数よりみるとサーマライザーでできているのではなくて、炉心よりのものがきいていることがいえる。

飯田：生物で実験されたら。

井上：やってみたい。生体ではイナゴを撮った。生体でとることはむづかしい。

足立：特別放射線研究会（新しい放射線を使って診断）で中性子でとった写真を見せて欲しい。

遠藤：ジーマンスチャートのCdの厚みは。

井上：1mm

土井：転写するさい螢光体を使われたか。

井上：使っていない。

佐柳：速中性子の成分が撮影にきいているのではないか。

井上：速中性子の成分は役に立たない。

## 第4章 放射線測定系のフーリエ解析 第1報

内田 勝 速水昭宗  
山崎 武 東 敏

## 目 的

電離槽型線量計のボケの空間周波数特性を測定し、これを用いることによって正しい線量分布をうること。

## 計 算

空気中での一次元空間周波数特性を次の仮定のもとに計算した。

- 1) 電離電流は電離容積、二次元では電離槽断面積に正比例する。
- 2) 電離槽断面積は電離槽軸方向に対して一定であり、円形(半径  $a$  mm)である。
- 3) 電離槽軸方向に沿った線量分布は一様である。

$$F(2\pi\omega') = \frac{a J_1(2\pi a \omega')}{\omega'} \quad J_1: \text{一次ベッセル関数}$$

$$h(\omega) = F(2\pi\omega') \quad (\text{第1図})$$

## 実 験

空気中での一次元空間周波数特性を測定する実験は、X線管焦点の空間周波数特性が入らぬようにするため、線源～電離槽間は62～70cmでチャート・スリットは電離槽直前に配置した。チャート・スリットの移動速度は1.07cm/min。矩形波連続チャートによる矩形波レスポンス関数と、スリットを用いる線像強度分布からの正弦波レスポンス関数を求めた。(第2図)

線量計: シヤロー型, 電離槽直径10mm, 電離容積0.16cc

線 源: 43.5 KVP (HVL 0.46mmAl), 190 KVP (HVL 1.3mmCu) X線

チャート: 公比  $\sqrt{2}$ , 矩形波連続チャート, 鉛0.3mm厚

スリット: 1mm, 1.78mm中, 鉛0.3mm, 2mm厚

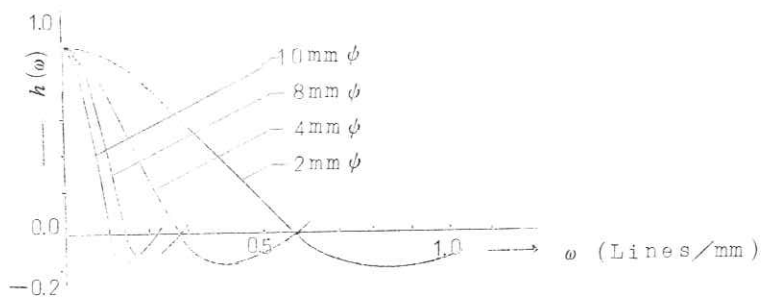
## 結 論

電離槽型線量計のボケの一次元空間周波数特性は、43.5 KVPの方は実験と計算は良い一致を示し、190 KVPの方は実験から得られたものは計算のものより悪くなっている。これら空間周波数特性から電離槽型線量計の解像力、すなわち  $h(\omega) = 0$  の空間周波数を求めることができ、X線撮影系で問題になっている偽解像が測定系にも存在することがわかる。(第3図)

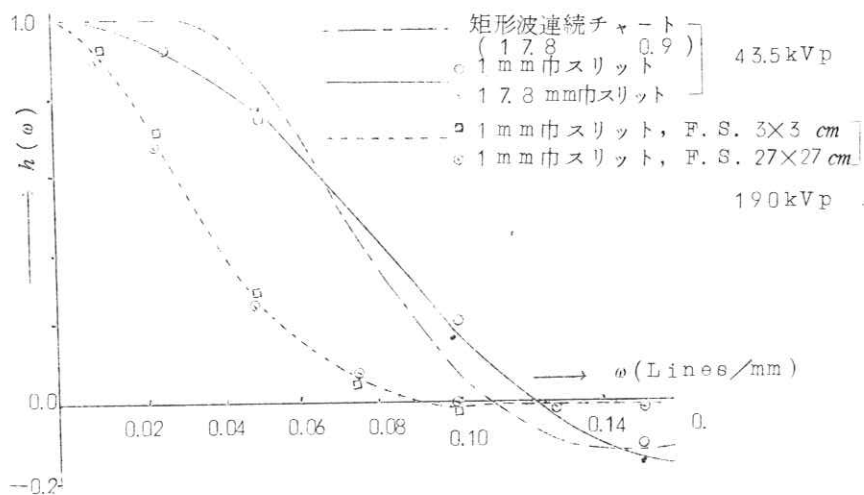
また、 $h(\omega) = 0$  の空間周波数が有効直径を与えるものとすれば、190 KVPの実験結果は、実寸よりも有効直径が大きくなっていることを示している。

このようにして得られた電離槽型線量計の空間周波数特性を用いて、得られた測定結果を補正し、さらに逆フーリエ変換によって真の線量分布を知ることができる。

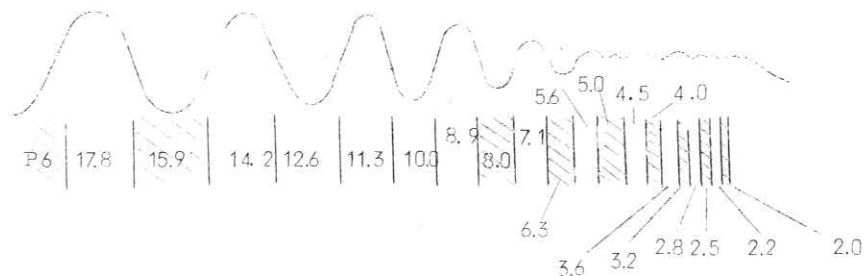
第1図



第2図



第3図



質問討論

津田：線量計が球形ならレスポンスは変わってくるか。

速水：ちがってくる。

土井：計算はベッセル関数か。

速水：一次のベッセル関数を使っている。

鳥生：線量特性は。

速水：使用範囲ではリニアである。

光田：X線装置の半波，全波整流波形の影響は。

速水：スリットの移動速度が遅いので影響はない。

津田：濃度計のアーチエアーが違ったことと同じか。

速水：同じだ。

尾内：解像力は知りたいところだが，高エネルギー領域が問題だ。

