

第 12 編 R I 系

第 1 章	解 説	竹 中 栄 一	1 頁
第 2 章	オートフローグラフィに使用するコリメータの検討 (10-3)	津 田 元 久	3
第 3 章	RI スキャニング系のレスポンス関数 (15-7)	竹 中 栄 一 木 下 幸 次 郎 中 島 緑 彦	6
第 4 章	RI シンチレーションカメラのレスポンス関数 (16-2)	服 部 浩 之 金 子 昌 生 佐 々 木 常 雄	15
第 5 章	スパークチエンバーを用いたガンマカメラ (17-3)	宮 沢 竜 雄	20
第 6 章	RI イメージ系のMTF (フオトスキヤン) (18-5)	速 水 昭 宗 猪 熊 正 克	29

第 12 編 R I 系

第 1 章 解 説

東大医学部放射線医学教室 竹 中 栄 一

RI スキャニング系にもレスポンス関数の概念が導入され、系のレスポンス関数が測定し始められたのが数年前である¹⁾。

我国では RI スキャニング系の解像力試験にシーメンススター様のテストチャートを使用した²⁾が、空間周波数の概念やフーリエ解析に進歩しなかつた例があり残念である。1966年9月、竹中、木下らは我国では始めてシーメンス・スターを用いて RI スキャニング系の MTF を測定し、コリメーターの指向性関数が主として RI スキャニング系のレスポンス関数であることを実験及び理論計算で示した³⁾。同年11月には放医研飯沼らも同様にコリメーター関数が RI 系のレスポンス関数なることを発表している⁴⁾。

現在、RI Scanning には moving type と stationary type とあり、後者には spark chamber (Kellershohn 1964, Lansiaart 1966), Angar 型の Gamma camera { (Angar, 1952 (ピンホール型) 1954 (モザイク+蛍光増倍管), 1956, (現在使用のもの) } autofluoroscope (NaI 結晶のモザイク使用) (Bender and Blau 1962)

蛍光増倍管とイメージオルシコン使用の Auto fluoroscope (Ter-Pogossian 1963), シンチレーションカウンターのモザイク型 Gamma-retina camera (Fucks and Knipping 1964) などの type が現在使用されつつある。何れもコリメーターを使用しているので、moving-type と同様にコリメーターの特性で系の空間周波数特性が殆んど左右される。(モザイク型では素子の大きさが之につき影響を持つてくる)。

いま観察像を $h(x', y', z')$ 、被写体の RI 分布を $f(x+\xi, y+\eta, z+\zeta)$, $f(\theta, \varphi)$ をコリメーター関数とすると散乱を無視すると z 方向の平均的な RI 像は次のよう convolution で示される。

$$h(x', y', z') = \frac{1}{r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x+\xi, y+\eta, z+\zeta) \times \\ f(\theta, \varphi) \exp(-\alpha r) \cdot \frac{d\xi d\eta d\zeta}{r+z_0 \sec \theta^2}$$

r は点 (ξ, η, ζ) からコリメーターの焦点迄の距離、 z_0 はコリメーターの焦点面からシンチレーター面の距離、 α は組織の吸収係数、 $\theta, \varphi, \xi, \eta, \zeta$ は後述の第二章の通りである。点 (ξ, η, ζ) と代っているだけである。簡単に二次元だけで示すと第二章と同様となる。

RI scanning 系では、1:1 に像面に写像される場合が多く、倍率がちがっても、X線撮影系のように拡大撮影によって被写体 (RI 強度分布) の解像力を向上させることはできない。しかし X線系におけるフィルムや蛍光板、増感紙のような non-linear なものがない点及び出力像を digital で取出せ

る点など便利な点が多く、且出力像シンチグラムの画質が悪いことなどから画質の向上という点でX線撮影系と異った面での情報理論の応用がある。X線撮影系では各要素や組合せ系の周波数特性やS/Nの解析が主であり、今の所像修正や微分像などは実用上余り役立っていないが、RI スキャニング系ではこの方面の利用が現在盛んに利用されている。例えばシンチグラム像から convolution の式を解いて真のRI強度分布被写体を求める方法などがある¹⁾。

第1章は島津製作製 auto fluorograph をコリメーターをレスポンス関数的に解析し最適画質をうるための最適ディメンジョンを与えている。

第2章はRI スキャニング系のMTFの測定と理論計算 quantum noise, コリメーターの指向性を考えた response curve をすすめている(従来のコリメーターの面積効率なども含まれる)。

第3章は Anger 型 Gamma カメラを用いて line spread function からMTFを求めて従来の moving type scanner のMTFと比較している。

第4章は東芝中研の開発した spark chamber に関するもので、比較的良好なシンチグラムを得ているが、MTFの解析はされていないが、collimator 以外の画質に及ぼす影響は比較的少ないとのことである。

第5章は一般のRI シンチグラム像は画質が悪く且つ dot が妨害しているので dot をけして見易くするため photoscan を行なうとき、そのためにMTFがどれだけ改善されているかを述べている。

RI スキャニング系はデータ処理がX線系より簡単と思われることとX線系と異なったいろいろの利点があるので一層の発表を期待したい。

文 献

- 1) Beck, R. N. Medical Radioisotope Scanning Vienna, IAEA, 1964.
- 2) 若林, 飯田, 須崎, 菅原 日医放誌 22:565, 1961.
- 3) 竹中, 木下, 中島 Radioisotope 16:73, 1967.
" " " 放射線医学物理部会, 1966年9月.
- 4) 飯沼, 永井 核医学総会, 1966年11月.
T. A. IINUMA & T. NAGAI Phys. Med. Biol. 12:501, 1967.

第2章 オートフローログラフィに使用するコリメータの検討

島津製作所 津田元久

1. オートフローログラフィについて

R I 薬剤による内臓診断がシンチスキャナなどによって行なわれているが、別の行きかたとしてシンチスキャナのように走査をしないで内臓中の R I 分布を描出するオートフローログラフィが研究されている。

オートフローログラフィの原理は図1に示されているが、被検体内の R I から出る γ 線をマルチホール形コリメータでコリメートして、イメージングアンプライアで検出し、R I の分布を画像として観察ないしは記録しようとするものである。イメージングアンプライアの感度が充分高ければ、走査方式にくらべて短時間で R I 分布像の記録ができるばかりでなく、R I 分布の時間的な変化まで追跡できる可能性がある。

○ オートフローログラフィ

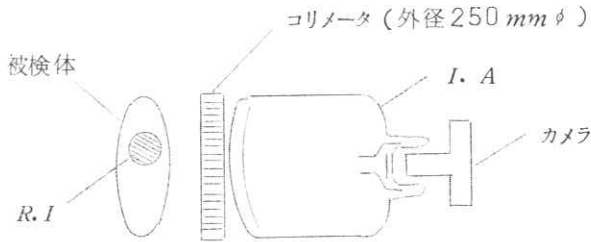


図 1

この系の画質に大きく影響する要素は図2に示すようなコリメータである。ここではこのコリメータの結像特性をしらべてみた。本来 R I を使用してその結像特性をしらべるべきであるが、R I の取扱いが困難なので可視光線を用いてアナログに実験を行なった。また γ 線を受けるイメージングアンプライアの入力蛍光面は図1にも示すように球面であるが、この実験では平面で行なった。

- コリメータ：素子寸法：pb製，内径3mmφ，外径3.8mmφ，長さ30mmφ
pb-パイプ群

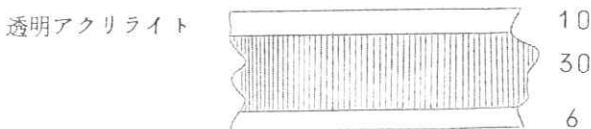


図 2

2. コリメータの特性の測定

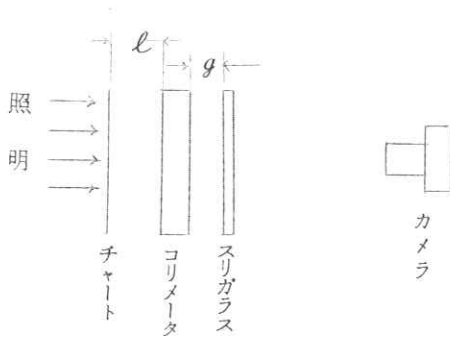
図2に示すような配置で、スリガラス上の像を写真撮影し、フィルムについてデータを求めた。

照明はX線フィルム用のシャウカステンを用い、この上にチャートを置いた。コリメータは図2のものを用い、コリメータ—チャート(l)および、コリメータ—スリガラス(g)間の距離を変えて実験した。前者は、人体内部にある臓器の人体表面からの深さが、被検体により、また臓器によって違うことに対応するものであり、後者はコリメータと、イメージング入力面との距離が変わることに対応している。一般に現実の問題として g および l は零にはできないので、有限値をとることになる。

また、コリメータがあるためにどの程度像の改善があるかを見るために、図3でコリメータを取除いた状態でも実験を行なってみた。

使用したチャートは黒紙で作った巾3~10mmの平行線群矩形波チャート、およびR10系列の等比数列矩形波チャートである。

○ コリメータの検討



チャート：1.矩形波チャート，線巾3~10 mm

2.R10系列の等比数列矩形波チャート3.0~30 mm

方法： l をパラメータとして、 g を変えたときの解像度および矩形波レスポンスを調べた。
矩形波レスポンスは、等比数列矩形波チャートの写真を長いスリットで走査し、光量に変換して求めた。

図 3

3. 結果および検討

チャート—コリメータ間距離： l をパラメータとしてコリメータ—スリガラス間距離： g を変化させたときの矩形波解像度を図4に、矩形波レスポンスを図6、図7に示す。図5はコリメータがない場合の矩形波レスポンスで、 l もコリメータの厚さも零である。

図5、6、7はいずれも写真フィルムをマイクロホトメータで走査し、光量に変換したものである。

図4からわかるように g の値を変えて行くとき解像度の極値があり、ある点で最も解像度がよい。($l=0$ の場合は例外で $g=0$ のときがもっともよい) 極値は l によって変わるが、 l が小さいほど極値での解像度はよい。

図6、図7は $l=0$ 、 $l=70$ mmの場合の矩形波レスポンスである。 $l=0$ では g の増大と共にレスポンスが単調に低下して行くが、 $l=70$ mmの場合は g を大きくして行なったときレスポンスの極大が現れることがわかる。

図5、図6を比較すると $g=0$ 付近ではコリメータなしの場合(図5)の方がレスポンスは良い。すなわ

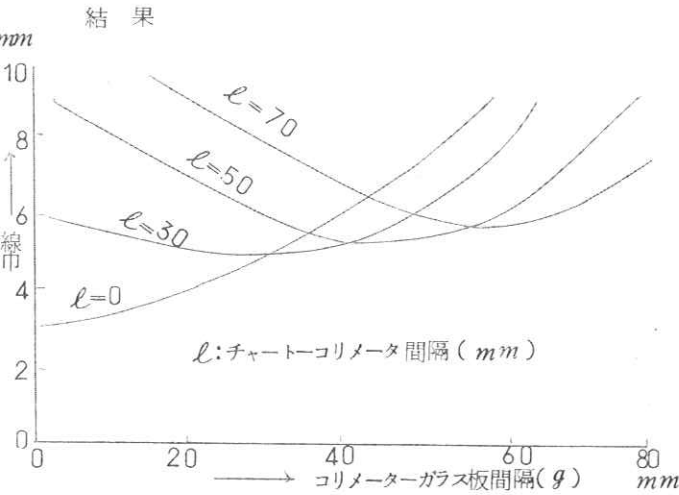


図4 解像度

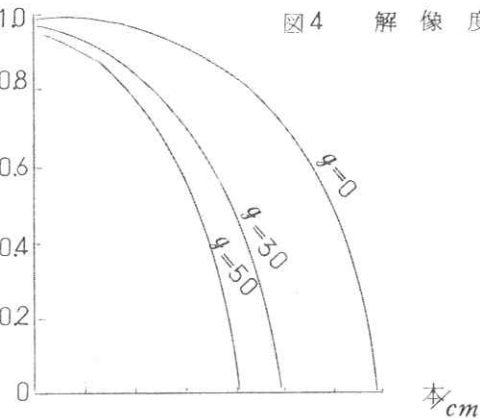


図6 $l=0$ の場合のレスポンス

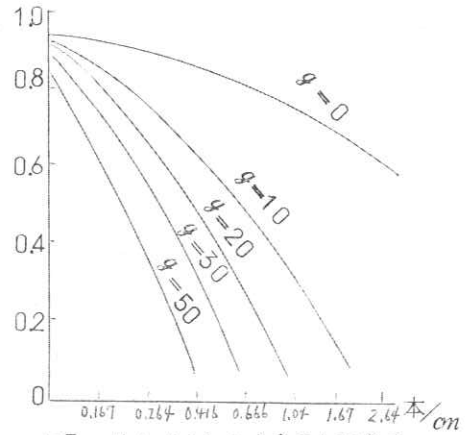


図5 コリメータなしのときのレスポンス

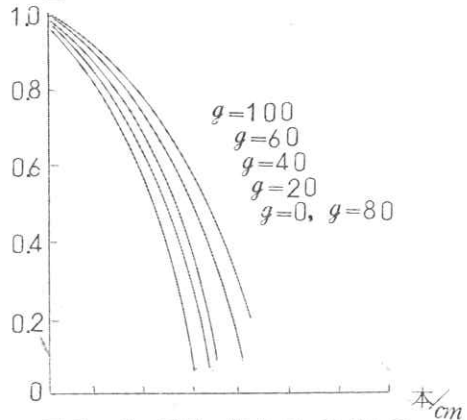


図7 $l=70$ の場合のレスポンス

ち、コリメータを入れない方が画質がよい。しかし、 g が大きくなり始めるとすぐにコリメータを使った場合(図6)の方がレスポンスが良くなる。実際の場合には内臓からはなれたところ($l \neq 0$)で像を検出しようとしているのだから、図5、図6の場合は実際的ではない。

$l \neq 0$ の場合、かなりレスポンスは低下するが(図7)、 g の値がかなり大きくなってもコリメータなしの場合(図5)の $g=50$ よりかなり良いレスポンスを示すことがわかる。

r 線は鉛パイプの壁をある程度通過するであろうが、可視線で実験している限りでは透過はないから、実際にオートフローグラフィに使用した場合はかなり違った結果が出ているかもしれない。

また、実際のオートフローグラフィにコリメータを使用することになると、鉛パイプの長さ、セプタの厚さ、パイプの直径など画質に影響を与える要素が多く存在する。しかし、オートフローグラフィのコリメータを設計するに当たって、このような方法で最適なディメンジョンを決定する見通しをたてることのできるのではないかと考える。

第3章 RI スキャニング系のレスポンス関数

東大医学部放射線医学教室

竹 中 栄 一

NHK放送科学基礎研究所

木下幸次郎（現芝電気基礎研究所）

中 島 緑 彦

§ 1. 序 言

RI スキャニングが臨床的に応用されるようになって10数年になるが、まだ、RI 像伝達系としてシンチグラフの理論的な画像評価や系を1つの情報伝達系として取り扱うことなどはほとんどなされていない。10年くらい前から光学方面では、レンズの設計とその評価や画像評価などに波形伝送理論や情報理論が応用されている。同様に、放射線医学の分野でも¹⁾、X線管の焦点とか、増感紙、フィルムが従来、鮮鋭度、コントラスト、解像力などの概念で取り扱われていた評価法から更新され、X線撮影系も1つの情報伝達系として取り扱われるようになった。被写体からそのX線像に取り出される最大情報量は、X線管の焦点や増感紙の空間周波数帯域幅と、増感紙やフィルムのもつ信号対雑音比(S/N)で決定される²⁾。ことに、X線テレビの解析には、電気通信系とX線撮影系を一貫した理論で取り扱いうるという非常な利点がある。

RI スキャニングでは、いままで、シンチグラフの評価としてファントム中の欠損試験で detail perceptibility を見たり、等反応曲線で性能の評価をしたりしているが、これらの方法では走査系と画像との関係を理論的に取り扱いうるにいたらなかった。しかし、RI スキャニングの場合にも、系をRI 像が伝達される1つの情報伝達系と考えるので、系の空間周波数特性(characteristics of spatial frequency)を調べるため、¹³¹I-ペーパージャーメンズ・スター及びRI 溶液シーメンズスターを試作して測定した。Detail perceptibilityについては点線源反応曲線よりもシーメンズスターによる測定値から求めた反応曲線がより近い値を示す。さらに量子雑音の影響についても調べた。また、べつに、理論的に推測した値と比較した結果、伝送理論的な取扱いの妥当性が確かめられた。この取扱いは、RI スキャニング系の要素(Table 1)の伝達特性と、被写体のスペクトルなどを統一的に把握し、各要素ならびに装置の改善のみならず、RI 像の画像解析に不可欠なことである。

Table 1 Factors influencing on radioisotope image transmission

- | | |
|--|--------------------------|
| 1) Collimator | 5) Recording method |
| 2) NaI crystal | 6) Object movement |
| 3) Scan speed | 7) Pulse height analyser |
| 4) Dot factor, dot size and line spacing | 8) Background eraser |

§ 2. 実験装置ならびに条件

2.1 ^{131}I -ジューメンズ・スター

伝達特性の測定に信号源として、Fig. 1 に示すようなジューメンズ・スターを用いるときはつぎの利点がある。

- 1) 空間周波数が半径方向に連続的に変化しているので、特性の零点を見落とすおそれがない。
- 2) 円周方向の信号の強度分布は完全な周期関数である。

ただし、測定空間周波数範囲が広く、かつ、低い周波数帯域が主となるときは、利点2)を満足しなくとも、実用上このような範囲の測定には最低4本あればよい。本実験では、 Na^{131}I (0.05%) + Na_2SO_4 の希釈溶液をろ紙に浸潤乾燥したのち、切り取り成形して作製した。したがって、ジューメンズ・スター全体に数百 μCi (約 $1 \mu\text{Ci}/\text{cm}^2$) が含まれていると考えられる (Fig. 2a)。溶液ジューメンズ・スターはプラスチックの三角槽からなる (Fig. 2b)。

2.2 スキャニング装置

本実験に用いたスキャニング装置は、市販の東芝製 (RDA-103-3A型) シンチレーション・スキャナーである。医用スペクトロメーター (UCH-23103), $2 \times 2 \times 2 \text{ in}^3$ $\text{NaI}(\text{TI})$ ヘッドを含み、シンチグラムは放電式記録であり、MTFはペン書きレベル・レコーダー (EIA-39601) で記録した。

2.3 コリメーター

コリメーターは37孔ハネコーン (5 cm 焦点, 長さ 8 cm), 37孔ハネコーン (10 cm 焦点, 長さ 8 cm) と、円筒型コーン (直径 1 cm, 長さ 8 cm) を使用して、上記のジューメンズ・スターを走査した。

3. 測定結果

ジューメンズ・スターを含む平面と平行に走査したときのシンチグラムの一例を Fig. 3 に示してある。これを MTF として空間周波数に対する相対振幅で示すと、Fig. 4 のとおりである。図中、実線は公称焦点 5 cm のハネコーンコリメーターであり、点一破線はこれの焦点を 5 cm ずらしたものである。比較のため、X線撮影系の MTF を点線で示してある。これは、X線管の焦点 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ 、管電圧 55 kVp で、拡

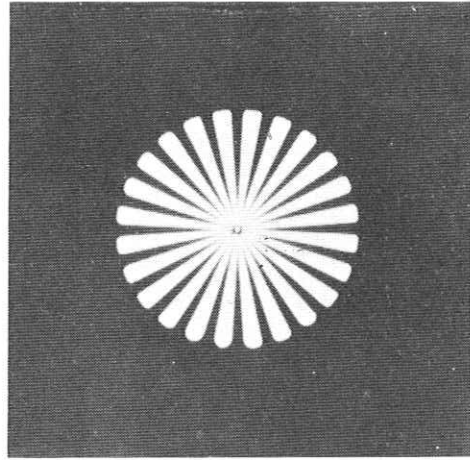


Fig. 1 Siemens star.

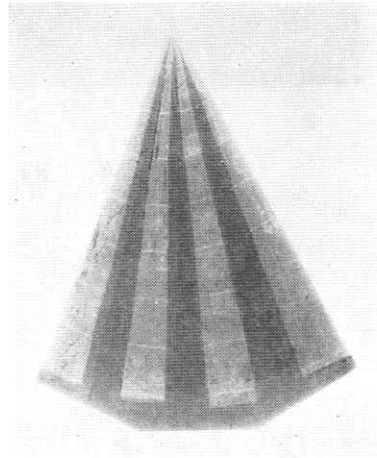


Fig. 2a ^{131}I -paper Siemens star.

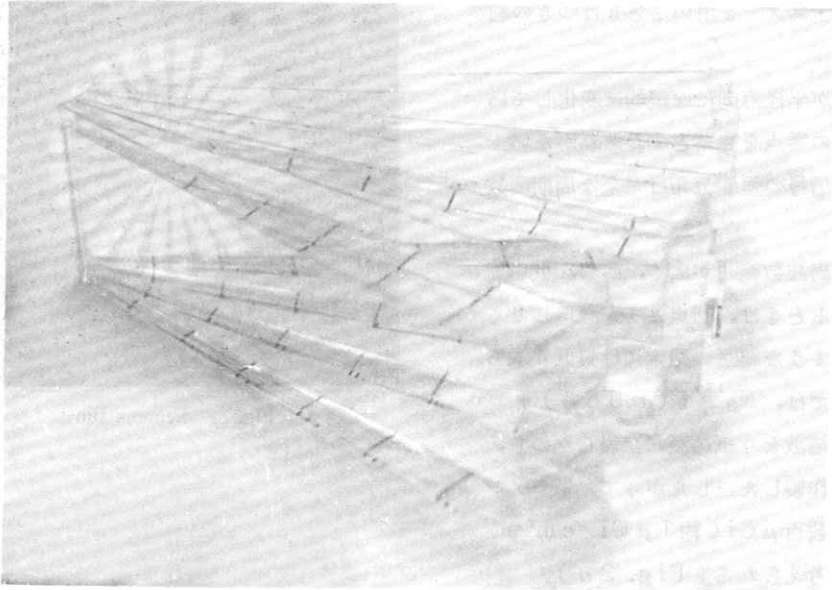


Fig. 2 b RI Liquid Siemens star

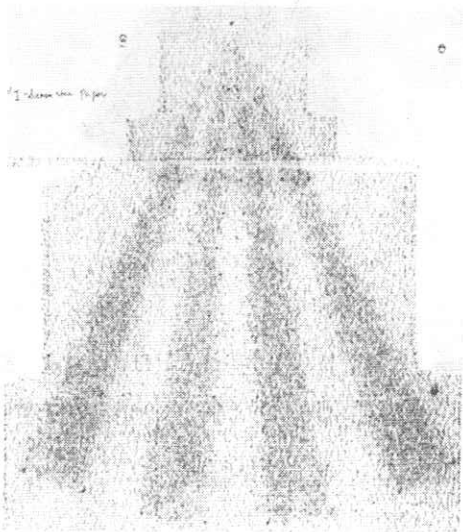


Fig. 3 Scintigram of ^{131}I -paper Siemens star, scanning speed: 36 cm/min; background eraser (-); scale factor: 4.

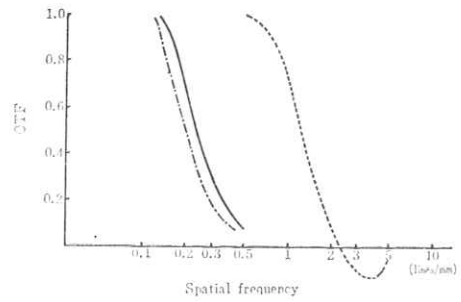


Fig. 4 Optical transfer function of radioisotope scanning system.

.....OTF of X-ray imaging system, magnification ratio: 1.35; X-ray tube voltage: 55 kVp; focal spot size: $1 \times 1 \text{ mm}^2$; no intensifying screen.

— Honey cone collimator (5 cm-focused) is focused on Siemens star, scanning speed: 36 cm/min.

·-·-·-It is defocused 5 cm above it.

大率1.35倍のときのMTFである。消化管、胸部X線撮影では、体内病変は1.1~1.3倍に拡大されているので、そのときのX線管焦点のMTFはこれくらいと考えてよい。シンチグラムでは当然のことながら、空間周波数の範囲が1桁低いことがわかる。シンチグラムのMTFは図の例では単調減少で、偽解像を生ずるような零点の存在は認められなかった。

本例では、0.1本/cmから急速に減少し、0.3~0.5本/cmで0.1に近づく。このMTF曲線のなかに従来の detail perceptibility が含まれている。また、いかなる空間周波数の成分がどれくらいのコントラストで再現されるかを示している。現在用いられている解像力という表現は、MTFから計算できるが、現在のシンチグラムでのMTFでは0.1付近のところの空間周波数を表わしているようである。また、円筒コーンとハネコーン(5cm焦点, 10cm焦点)は、Fig. 7に示すように優劣が定量的に判断できる。すなわち、3つとも同型の曲線であるが、円筒形コーンがもっとも広い伝送帯域幅をもっている。溶液シーメンス・スターの結果については Fig. 9 に示す。

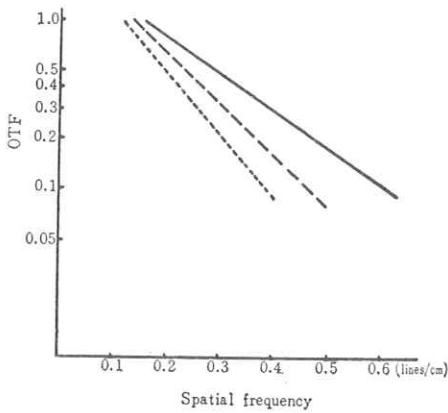
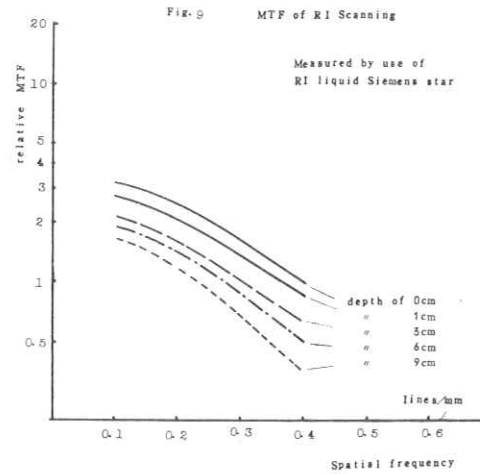


Fig. 7 Effects of collimator type on optical transfer function of radioisotope scanning system.

- cylindrical cone(1 cm in diameter, 8 cm long)
- - honey cone(5 cm focused, 8 cm long)
-honey cone(10cm focused, 8 cm long)



§ 4. 理論的考察

4.1 二次元または一次元強度分布のとき

いま、体内RI強度分布を二次元として、 $F(x, y)$ とおき、そのシンチグラムの強度分布を $h(x', y')$ とし、コリメーターの指向性を $f(\theta, \varphi)$ とすると、次式が成立する。

$$h(x', y') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x + \xi, y + \eta) \cdot f(\theta, \varphi) d\xi d\eta \quad (1)$$

ただし、 θ と φ はコリメーターの指向性の角度座標で、座標 ξ, η と θ, φ は $\theta = \cos^{-1}(l/r) = \cos^{-1}$

$(l/\sqrt{l^2+\xi^2+\eta^2})$, $\varphi = \tan^{-1}(\eta/\xi)$ の関係があり, l はコリメーターと $x-y$ 平面との距離である。RI スキャニングでは 1:1 に投影されるので $x=x'$, $y=y'$ である (Fig. 5 参照)。

ここで, RI 分布とコリメーターの指向性をそれぞれ

$$F(x) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + a \cos \frac{\pi}{L} x \right\}$$

$$f(\theta) = \cos^2 \theta, \text{ ただし } 2L \text{ は RI 分布の周期である。} \quad (2)$$

と仮定すると, (1)式はつぎのようになる。すなわち

$$h(x') = \frac{\pi l}{2} \left[1 + a \exp\left(-\frac{\pi}{L} l\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{L} x'\right) \right] \quad (3)$$

また

$$F(x) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + b \sin \frac{\pi}{L} x \right\}$$

のときも同様に,

$$h(x') = \frac{\pi l}{2} \left[1 + b \exp\left(-\frac{\pi}{L} l\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} x'\right) \right] \quad (3')$$

になり, (3)と(3')を直流分を除外して考えると, 物体の強度分布が $a \cos \frac{\pi}{L} x$ ならびに $b \sin \frac{\pi}{L} x$ のいずれの場合でも, シンチグラムでは $\pi l \exp\left(-\frac{\pi}{L} l\right)$ と同じ減衰を受けることを示している。この減衰量を g とおき, $f_s = \frac{1}{2L}$ または $\omega_s = 2\pi f_s$ と空間周波数または角空間周波数の関数として示すと, $g(\omega_s) = \pi l \exp(-\omega_s l)$ となる。さらに

$$G(\omega_s) = g(\omega_s) / g(0) = \exp(-\omega_s l) \quad (4)$$

と書く。これがこの系の相対振幅で示した MTF である。これは, $f(\theta)$ のフーリエ変換を表わし, コリメーターの指向性関数のフーリエ変換が, RI 像スキャニング系のいわゆるレスポンス関数となることを示すものである。

前述の実測値 Fig. 4 を式(4)と比較しやすいように \log scale で書き換えると, Fig. 6 のようになる。図中 (a) はコリメーターをジーマンス・スターに焦点を結ばせたときで, (b) はそれから 5cm 速くに離れた場合である。(4)から(b)のほうが直線の傾斜が急になるはずであるが, 図からそのようになることが示されている。Fig. 6 からコリメーターを収束したときと, 5 cm 離れたときの有効距離 l は, それぞれ 1.2 cm と 1.4 cm となることがわかる。

さらに, 異なる型式のコリメーターを上述の MTF を用いて比較した。円筒形 (直径 1 cm, 長さ 8 cm),

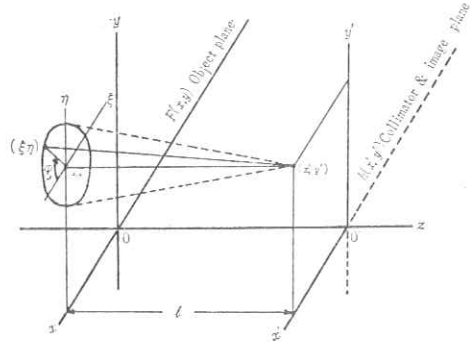


Fig. 5 Relation of collimator and object.

ハネコーン(5 cm焦点と10 cm焦点, 長さはいずれも8 cm)についての結果を Fig. 7 に示す。図中実線は円筒形, 破線は5 cm焦点のハネコーン, 点線は10 cm焦点のハネコーンである。MTFの関数形は同一だが, 30%低下する空間周波数はそれぞれ0.4本/cm, 0.3本/cmならびに0.25本/cmである。これから明らかに, 円筒形がすぐれており, ハネコーンの優劣も定量的に定められる。以上のことは臨床的使用経験とまったく一致する。

4.2. RI 強度分布がz方向に厚みがあり組織の吸収を考慮に入れたとき

RI 強度分布の厚さを Δl , 組織の線吸収係数を α とし, 厚さ Δl の間でr線の波長 λ につき一定とし, さらに散乱を考えないとき求めるMTFの $G(\omega_s)$ は, 式4)を使って近似的に下記のようになる。

すなわち

$$G(\omega_s) = \frac{1}{\Delta l} \int_{l_1}^{l_2} \exp(-\omega_s l) \cdot \exp(-\alpha \Delta l) dl \quad (5)$$

$$G(\omega_s) = \frac{\exp(-\omega_s l_1) [1 - \exp\{-(\omega_s + \alpha) \Delta l\}]}{\Delta l (\omega_s + \alpha)} \quad (6)$$

をうる。ただし, l_1 と l_2 はそれぞれ組織とコリメーター間の最短および最長距離であり, $\Delta l = l_2 - l_1$ である。(6)から体内の厚さ Δl を有するRI 強度分布のMTFは厚さに応じて, MTFが劣化する。また, 線吸収係数 α が大きくなるほどMTFが同じように悪化する。

これを前述の有効長を用い補正すると,

$$G'(\omega) = \frac{\exp(-1.2 \omega + 0.99) [1 - \exp\{-(0.04 \omega + \alpha) \Delta l\}]}{\Delta l (0.04 \omega + \alpha)} \quad (6)$$

Fig. 8はこの計算結果に基づく値を示す。また Fig. 9は¹³¹I溶液シーメンススターによる実測結果である。このとき単位体積濃度は一定である。従って厚さの少いときは量子雑音が多い。

§ 5. シーメンス・スターから求めた反応曲線と量子雑音

1) 所謂の response curve (反応曲線) と測定用チャートとの関係

一般に点線源を用いて反応曲線を作り, これをフーリエ変換すると, 線線源を用いたときより良い値

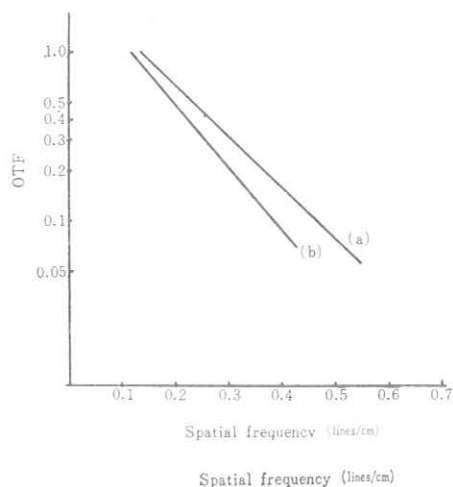


Fig. 6 Optical transfer function of radioisotope scanning system.
a): Honey cone collimator is focused on Siemens star.
b): It is defocused 5 cm above it.

をうる。さらにシーメンス・スターのときは線線源より値が悪くなる。これはコリメーターの Area efficiency によるものであると考える。実測値から求めた焦点したときの有効距離から、 $f(\theta) = \cos^2 \theta$ または $\cos^3 \theta$ のときの反応曲線を求めると Fig. 10 のようになる。点線源の反応曲線と比較すると前者をフーリエ変換した MTF の値がよくなるのは当然である。Area efficiency を考えるとシーメンス・スターによる測定値が臨床的経験や欠損試験の結果に近い。

2) 量子雑量の問題

r 線の quantum noise は RI 系の MTF の値には測定上影響を与える。信号対雑音比で見ると、859 カウント/15 秒で (標準偏差 35.9 カウント) 13.8 dB である。MTF 測定は記録紙に記録して行なうため、X 線フィルムは信号対雑音比測定と同様に、記録紙上の平均カウント数/秒とその標準偏差をとり、S/N を求めると別表の通りである。Response time 0.5 秒の方が 2 秒よりカウンターのみとよく対応する。(表 1) しかし S/N は悪くなる。

3) 測定上の問題

記録紙で記録するときはその振巾特性、周波数特性を考えねばならない。またシンチグラム上で cutoff frequency をよむのならスキヤン速度は速くても良いが、記録紙で測定するにはレスポンス・タイムは大なるほどよく、スキヤン速度はおそいほどよく、S/N は改善される。

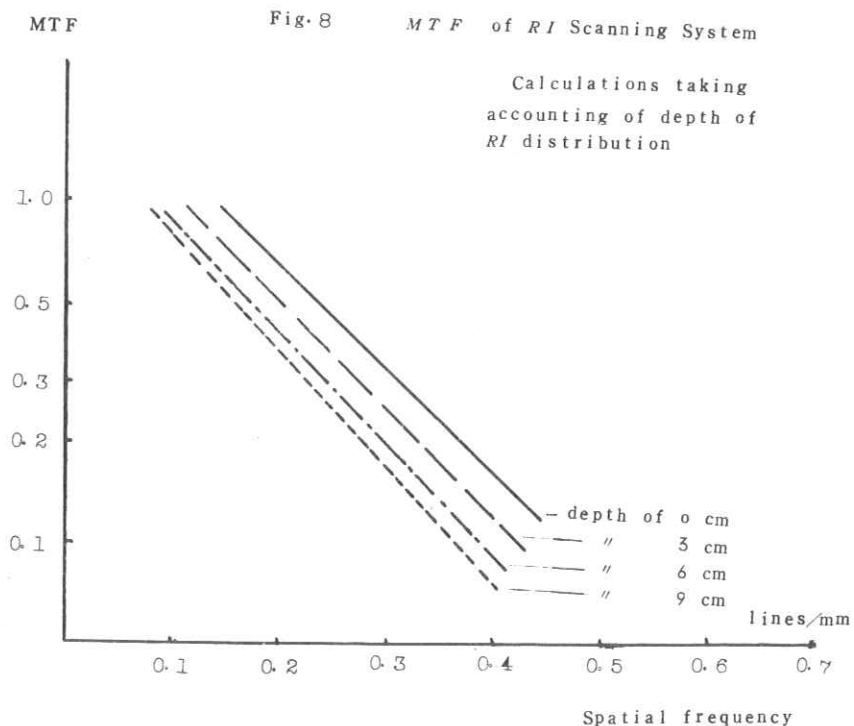


Fig. 10, Socalled Response curve and our response curve, taking account of Collimators directionality.

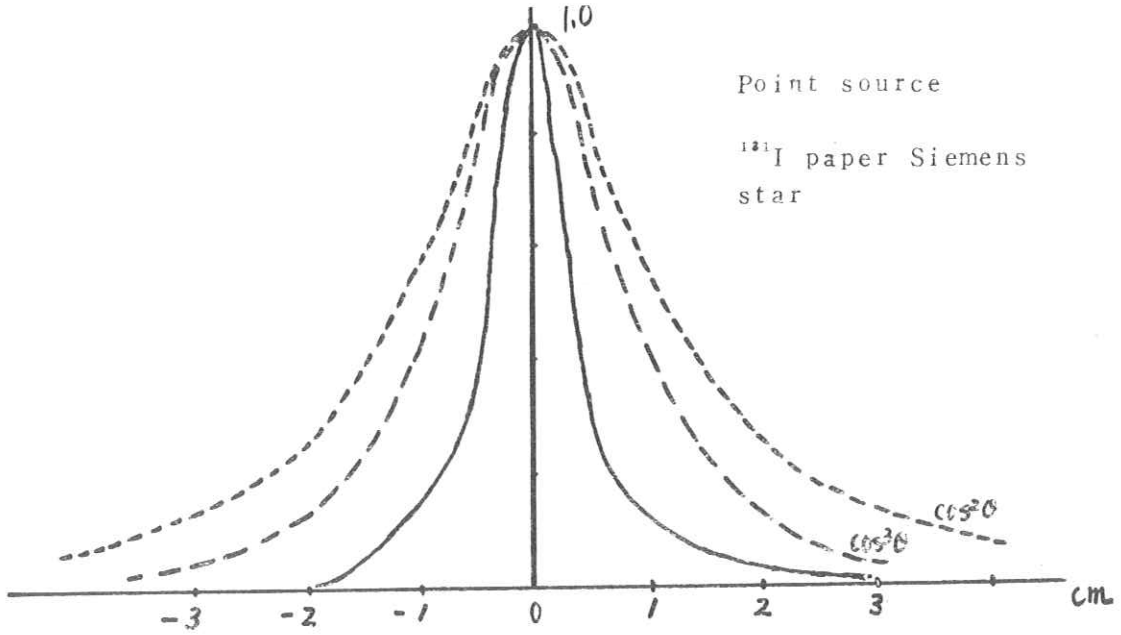


表2 Quantum noise and S/N in RI scanning system

	RT 0.5			RT 2.0			\bar{n}	σ	S/N dB
	\bar{n}_r cps	σ_r cps	$(S/N)_r$ dB	\bar{n}_r cps	σ_r cps	$(S/N)_r$ dB			
1	58.8	5.6	16.1	64.5	3.0	19.2	859.4	35.9	13.8
2	33.6	4.4	14.7	37.1	2.3	18.1	449.4	25.5	12.5
3	19.6	2.6	13.8	20.1	1.9	16.1	227.2	15.6	11.6
4	10.5	1.9	12.9	11.0	1.2	15.6	136.2	11.3	10.8
5	6.9	1.9	11.4	7.1	0.9	15.0	82.8	9.4	9.5
6	5.5	1.5	11.5	5.1	0.8	13.8	54.2	7.9	8.4
7	4.1	1.1	11.4	3.9	0.6	13.9	35.5	5.6	8.0
	$10 \log \left(\frac{\sqrt{15} \bar{n}_r}{\sigma} \right)$			$10 \log \left(\frac{\sqrt{15} \bar{n}_r}{\sigma} \right)$			15 sec		

§ 6. 結 語

RI スキャニング系のレスポンス関数につき理論的推測値と ^{131}I ペーパーシーメンス・スターやRI 溶液シーメンス・スターの実測値を比較し、その妥当性をたしかめた。すなわちコリメーターの特性を MTF によれば定量的に比較できる。さらに detail perceptibility については所謂、点源源反応曲線よりシーメンス・スターから求めた反応曲線がよりよい近似を与える。また量子雑音の S/N に及ぼす影響を測定した。

(注 本論文は Radioisotope 16:73, 1967 に更に RI 溶液 Siemens star の実験を加え、更に quantum noise, response curve についての考察を加えた)

第4章

RI シンチレーションカメラのレスポンス関数

服部浩之, 金子昌生*, 佐々木常雄*

愛知県がんセンター研究所放射線部, *同病院放射線診断部

1968年4月4日 受理

組織等価物質中の RI 分布に対する scintillation camera の空間周波数伝達特性を, ^{131}I - γ 線線源像の強度分布を測定し, それを Fourier 変換することによって求めた。また, 同様の方法で RI-scanning 系についてもこれを測定し, scintillation camera との比較を行なった。その結果, たとえば組織下 10cm の面にある RI 分布について, OTF に 0.1 を与える空間周波数は pinhole collimator 使用の camera で 1.0 本/cm, multichannel collimator 使用の camera で 0.44 本/cm, 10cm 焦点 collimator 使用の scanner で 0.27 本/cm であった。

1. 序 言

RI scintillation camera (以後 S. camera と記す) が開発されてから (Anger^{1,2)}, すでに 10 年近くになり, わが国においても最近この装置が実用に供されるようになってきた。S. camera の基礎的事項については, すでにいくつかの研究発表がなされているが (Anger^{3,4)}, Craddock, et al.^{5,6)}, Westerman, et al.⁷⁾, 臨床的な使用状況に近い条件での写像特性を response 関数 (optical transfer function, 以後 OTF と記す) の観点から論じたものはまだないようである。そこでわれわれは Nuclear Chicago 社製の S. camera について, 組織等価物質中の RI 分布に対する multichannel collimator (以後 M. collimator と記す) および pinhole collimator (以後 P. collimator と記す) 使用時の OTF を実験的に求めた。さらに比較のために同一条件下での S. camera の OTF を求めた。また P. collimator 使用時の拡大率と OTF の関係について考察を加えたので, 以下これらについて述べようと思う。

2. 装置および実験方法

S. camera の機構についてはすでにいくつか述べられている¹⁻⁶⁾。本研究に用いた装置の detector は直径 11.5 in., 厚さ 0.5 in. の NaI 結晶板に 19 本の光電子増倍管を 6 方形に配列したものである。結晶板前面に装着する M. collimator は鉛製であり, 直径 6 mm, 隔壁厚さ 1.9 mm, 高さ 7.6 cm の穴溝が 1,165 個, 6 方形に配列してあげられている。一方, P. collimator の穴径は 5 mm であり, 穴の中心と結晶板との実効間隔は, 実験的に求めたところ 20 cm であった。光電子増倍管からの出力 pulse は波高分析回路で口過され, 所定のエネルギー範囲の光子に対応する pulse だけが oscil-

loscope 上に輝点として表わされる。それゆえ, 低エネルギー散乱線の影響はある程度除去される。この輝点の X, Y 座標はたがいに重畳した感光面を有する複数の光電子増倍管の出力から analog computer によって決定される。輝点は polaroid camera でフィルム上に記録され, 被写体中の RI 分布に対応した像が輝点の集まりによって形成される。フィルム上の像は結晶板上の像, すなわち M. collimator の場合は実物の大きさの 6 分の 1 に縮小されている。用いた線源は ^{131}I を内径 0.6 mm の塩化ビニール細管中に約 $1\mu\text{Ci/cm}$ の割合で封入したもので, その長さは約 5.5 cm である。均一性を確保するために, この線状線源を縦方向に 2 本重ねて使用した。体内での RI 分布に近い条件を実現するために, acryl 板中にきざんだ直線溝の中に線状線源を變形せぬよう保持し, その下側に Mix D 製ブロックを置き, detector 側である上方に所定の厚さの polystyrene 板を積載した。装置の波高分析回路は ^{131}I の主 γ 線エネルギーに合わせて 360 kV にセットし, window 幅は 15% とした。この条件のもとで撮影した線状線源像を Neopan SS フィルムで複写し, 透明化して microphotometry を行なった。別に, 複写フィルムも含めた全撮像系の γ 線密度-黒化度特性曲線を実験的に求めた。この特性曲線により, 線状線源像の強度分布, すなわち, line spread function (以後 LSF と記す) を求めた。なお, 別に oscilloscope 上の輝環内においては, 各場所の感度は $\pm 5\%$ 以内の範囲で均一であることを実験的に確かめた。また, 比較のために, 島津社製 3 in. crystal の S. scanner についても, 前述の線源を用い同様の条件のもとで, 光電子増倍管の出力を直接レコーダーで記録して LSF を求めた。この場合, 焦点距離 5 cm および 10 cm の多孔型 collimator を用い, scanning 速度は本装置で最も遅い 21 cm/min

であった。ところでOTF, すなわち $H(\omega)$ はLSFを $F(x)$ とおくと

$$H(\omega) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} F(x)e^{-2\pi i\omega x} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} F(x) dx} \quad (1)$$

で与えられる⁸⁾。それゆえ、上述のようにして得られたLSFを電子計算機で数値的にFourier変換してOTFを求めた。このさい、写像系は等方であると仮定し、cosine partのみで変換を行なった。

3. 結 果

S. camera の M. collimator については、像を構成する輝点の数を 15×10^3 個で、また P. collimator については 5×10^3 個で線状線源像を撮影した。得られた像を Fig. 1 に示す。これらの像より求めた LSF を M. collimator については Fig. 2 に、P. collimator については Fig. 3 に示す。図中の D は collimator の先端から線状線源までの距離であり、 T は polystyrene 吸収体の厚さである。M. collimator においては、 T が大きくなると D も大きくなり、LSF はかなり急激に広がる。しかし P. collimator では、 D は 10cm で一定であり、 T が変化しても LSF はあまり変化しない。この場合、結晶板上での像の拡大率は 1.76 倍である。吸

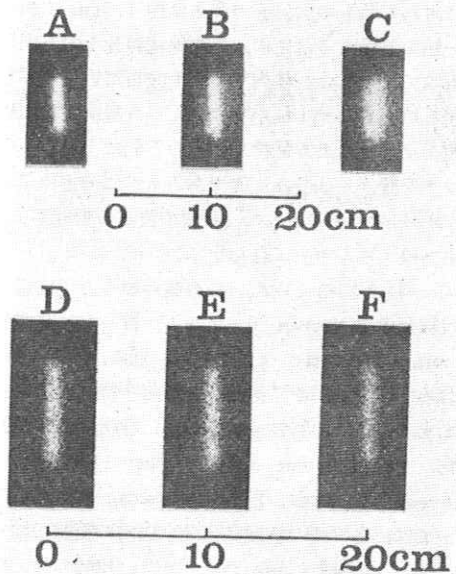


Fig. 1 Images of ^{131}I line source in various depth of absorber. A, B and C are the images obtained using multichannel collimator. D, E and F are of pinhole collimator. The thickness of absorber for A is 0, B 3, C 10, D 0, E 3 and F 10 cm.

収体が厚くなるにつれて、吸収、散乱のために線源の輝度は低下し、一定数の輝点を得るに要する時間は

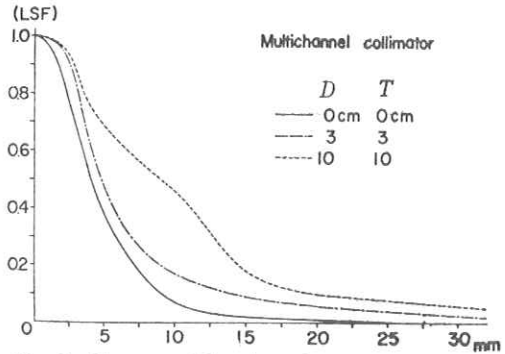


Fig. 2 Line spread function of scinti-camera with multichannel collimator. D (cm) is the distance from the top of the collimator to the line source and T (cm) is the thickness of the polystyrene absorber.

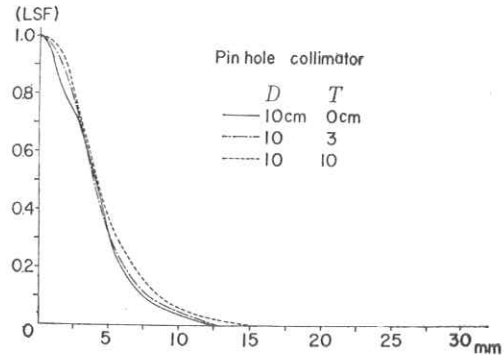


Fig. 3 Line spread function of scinti-camera with pinhole collimator in magnification 1.76. D and T are of same one in Fig. 2 mentioned.

Table 1 Exposure time for obtaining 10^4 counts for various depth of $11\mu\text{Ci}$ of ^{131}I line source in polystyrene absorber. The effects of absorber upon two collimators are almost same one.

Conditions		Thickness of absorber (T , cm)		
		0	3	10
Pinhole collimator ($D=10$ cm)	Time (S_p , sec)	220	306	556
	Relative time	1.00	1.40	2.46
Multichannel collimator ($D=T$)	Time (S_m , sec)	96	134	236
	Relative time	1.00	1.39	2.53
$\frac{S_p}{S_m}$		2.29	2.28	2.20

Table 1 に示すごとく変化した。また、S. scanner について得られた LSF を Fig. 4 に示す。これらの LSF を(1)式により Fourier 変換し、かつ $\omega=0$ で規格化し

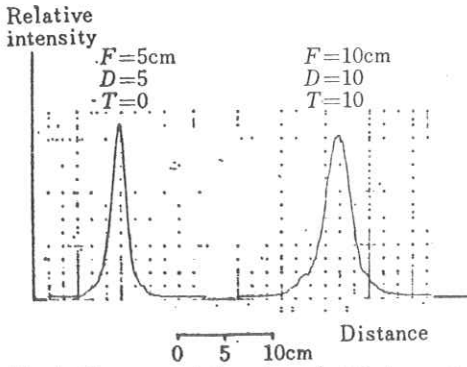


Fig. 4 Line spread function of 3 inch crystal scintillation scanner. D and T are of same one in Fig. 2 and $F(\text{cm})$ is the length of focus of the honey cone collimator.

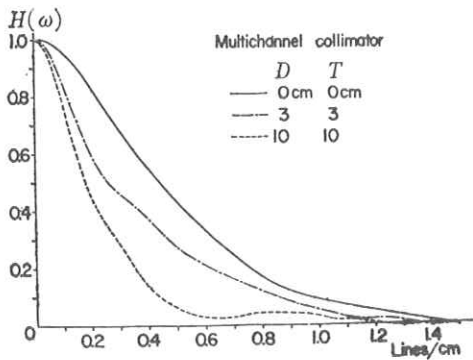


Fig. 5 Optical transfer function of scintillation camera with multichannel collimator. $H(\omega)$ was obtained by means of Fourier transform of LSF.

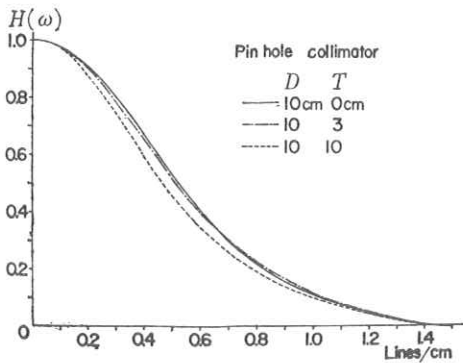


Fig. 6 Optical transfer function of scintillation camera with pinhole collimator in the condition of magnification of 1.76.

て得られた OTF を Fig. 5~7 に示す。Fig. 5 に示されるごとく、M. collimator 使用の場合には線源が深くなると LSF の拡散に対応して OTF もかなり急激に劣化する。一方、P. collimator 使用時の OTF は、拡大率を一定にした場合、線源上の組織等価物質の厚さにあまり影響されない。これらに比べて S. scanner の OTF は、Fig. 7 のごとく、それと同等の条件下での S. camera の OTF より劣っている。以上の結果から、OTF に 0.1 を与える空間周波数をその装置の実用上の分解能であると仮定すると⁹⁾、組織下 10cm にある ^{131}I の平面的な分布に対して、S. camera で 1.76 倍拡大の P. collimator 使用の場合には 1.0cm、同じく M. collimator 使用の場合には 2.3cm、10cm 焦点 honey cone collimator 使用の S. scanner は 3.7cm の分解能を有することになる。

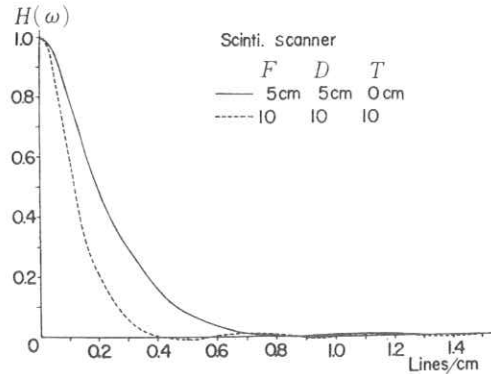


Fig. 7 Optical transfer function of 3 inch crystal scintillation scanner with honey cone collimator. Scanning speed was 21 cm/min.

4. 考 察

S. camera の LSF を求めるさい、photometry した幾本かの曲線を合成して、これに平滑操作を加えた。このことは十分に多くの輝点で画像を構成し、像の noise level を下げたことに相等する。実際には有限個の輝点で撮影しており、とくに体内中の RI 分布状況を dynamic に追求しようとするさいには、短時間で、すなわち比較的少数個の輝点で撮影せざるを得ないこともあろう。実際上の像の見やすさは装置の OTF のみならず、輝点の数、すなわち撮影時間にも依存することになる。傾向としては、ラチチュードの大きい写真フィルム上に、多数の、しかも十分に小さい輝点で撮影すればより良い結果が得られることになろう。P. collimator 使用時の結晶板上の像の拡大率は

$$m_c = \frac{19.61}{D+1.175} \quad (2)$$

であらわされることを、実験的に種々の D に対する m_c の関係から求めた。装置の OTF, すなわち $H(\omega)$ を P. collimator の OTF, $P(\omega)$ とそれ以外の装置全体の OTF, $C(\omega)$ とに分けると

$$H(\omega) = P(\omega) \cdot C(\omega) \quad (3)$$

であらわされる⁹⁾。γ線が collimator の穴の edge を透過する効果を見捨ると、像面での $P(\omega)$ は理論的につぎのように与えられる。すなわち、hole の像面に作る錯乱円の直径を $2p$ とすると

$$P(\omega) = \int_{-p}^p \sqrt{1 - \frac{x^2}{p^2}} e^{-2\pi i \omega x} dx$$

$$= \frac{4J_1(2\pi P\omega)}{\omega} \quad (4)$$

となる。ここで、 J_1 は1次の Bessel 関数である。実験を行なったさいの条件である D が 10cm のときの m_c について、 $P(\omega)$ を(4)式により計算し、Fig. 6 の $H(\omega)$ から(3)式によって $C(\omega)$ を求めた。この結果を Fig. 8

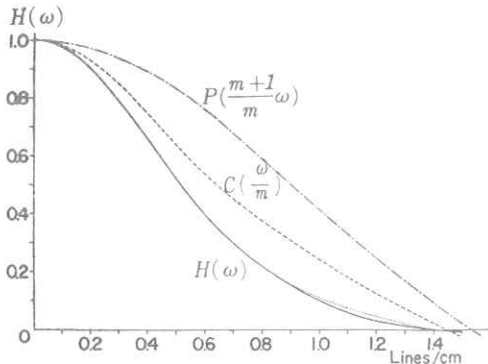


Fig. 8 Calculated OTF of pinhole collimator $P(\omega)$, and of other part of scintillation camera $C(\omega)$. In this case, m is 1.76. A slight correction for $H(\omega)$ is done in high frequency region of ω for obtaining the reasonable shape of $C(\omega)$. Dotted curve is original, and solid curve corrected.

に示す。このさい、高周波部の $H(\omega)$ に若干の補正を加えた。ここで、X線撮影系などで論じられている最適拡大率の考え¹⁰⁾を導入すると、物体面での空間周波数 ω_0 について、物体とその像の Fourier 変換は

$$G_0(\omega_0) = P\left(\frac{m_c+1}{m_c}\omega_0\right) \cdot C\left(\frac{\omega_0}{m_c}\right) \cdot F(\omega_0) \quad (5)$$

の関係であらわされる^{9),10)}。ここで、 F および G はそれぞれ物体および像を Fourier 変換したものである。一般に m_c は $0 < m_c < \infty$ の範囲で変化しうる。それゆえ、 m_c の 0 から ∞ までの変化に対して(5)式の右辺の

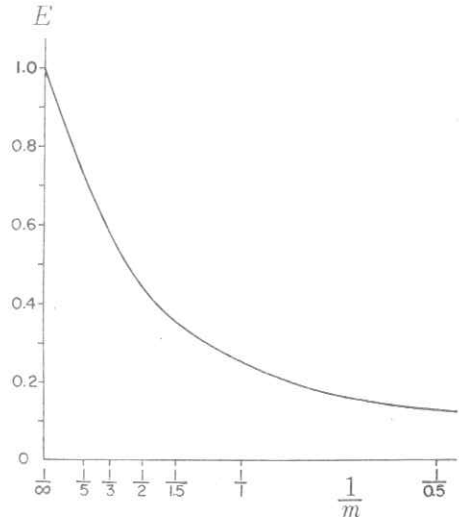


Fig. 9 The ratio of integrated OTF of magnification m to ∞ , E is defined in equation(6). OTF of scinti-camera with pinhole collimator become better monotonously according to increase of magnification m provided that the RI distribution is in thin plane.

第1項の P は 0 から $P(\omega_0)$ まで変化する。また、第2項の C は同様に 0 から 1 まで変化する。ゆえに、装置全体の OTF, すなわち P, C は m_c が大きくなるにつれて、0 から $P(\omega_0)$ まで単調に増加する。それゆえ、被写体が平板であるかぎり、最適拡大率は存在しないことになる。拡大するといかに OTF が良くなるかを検討するために、縦軸に

$$E(m) = \frac{\int_0^{\omega_m} H_m(\omega) d\omega}{\int_0^{\omega_\infty} H_\infty(\omega) d\omega} \quad (6)$$

をとり、横軸に $1/m$ をとって図示すると Fig. 9 のごとくなる。ここで H_m は m_c が m のときの $H(\omega)$ であり、 ω_m は $H_m(\omega_m) = 0$ を満たす最少の ω である。実際には、 m_c は(2)式のごとく双曲線的に変化するの、ある程度以上倍率を大きくすると、各深さでの倍率のちがいが大きくなる。この効果は深さを有する被写体に対する視野中心より離れた部分の分解能を劣化させる。それゆえ、被写体の横方向、縦方向の大きさに依存した最適拡大率が存在することになる。この量的な議論はのちにゆずる。傾向としては、被写体がひろがり、厚さともに小さく、拡大しても視野中心近傍に収まる場合には拡大するのが良いといえる。

なお、¹³¹I のごとく比較的高エネルギーのγ線に対する collimator の OTF を論ずるさいには正確には透

過の影響を考慮しなければならない。今回はこの効果を見無視したが、これを考慮すれば傾向としては Fig. 8 の $P(\omega)$ はこれよりいくぶん低いものとなり、逆にその分だけ $C(\omega)$ は高いものとなるはずである。この透過の影響は、隔壁の薄い M. collimator の場合には比較的大きく、無視することはできないであろう。

5. 結 論

scintillation camera の臨床使用条件に近い状態での OTF を ^{131}I γ 線線源像の強度分布を数値的に Fourier 変換することによって求めた。その結果、つぎのことが結論された。すなわち、無焦点 multichannel collimator 使用時の OTF は、組織等価物質中で、線源が深くなるにつれてかなり急激に劣化する。しかし、pinhole collimator 使用の場合には、組織等価物質中で線源が深くなっても、拡大率が一定であるかぎり、OTF はあまり劣化しない。比較のために同様の条件下で求めた。scintillation scanner の OTF は scintillation camera のそれより一般に劣っていた。たとえば、組織等価物質中、深さ 10 cm の場所にある RI 分布に対して、OTF=0.1 を与える空間周波数は 1.76 倍拡大の場合の pinhole collimator で 1.0 lines/cm, multichan-

nel collimator で 0.44 lines/cm であり、10 cm 焦点の honey cone collimator 使用の場合の scintillation scanner では 0.27 lines/cm であった。

文 献

- 1) Anger, H.O.: *Rev. Sci. Instr.*, **29**, 27 (1958)
- 2) Anger, H. O.: Lawrence Radiation Laboratory Report (UCRL-8640), 1 (1959)
- 3) Anger, H.O.: In Donner Laboratory Semiannual Report (UCRL-11184), 69 (1963)
- 4) Anger, H.O.: *J. Nucl. Med.*, **5**, 515 (1964)
- 5) Craddock, T.D. and Fedoruk, S.O.: *Phys. Med. Biol.*, **10**, 67 (1965)
- 6) Craddock, T.D., Fedoruk, S.O. and Reid, W.B.: *Phys. Med. Biol.*, **11**, 423 (1966)
- 7) Westerman, B.R. and Glass, H.I.: *J. Nucl. Med.*, **9**, 24 (1968)
- 8) 久保田 広: 応用光学, 204~43, 岩波書店, 東京 (1963)
- 9) 竹中栄一, 木下幸次郎, 中島緑彦: *Radioisotopes*, **16**, 73 (1967)
- 10) 佐柳和男: 応用物理, **26**, 134 (1957)

Abstract

Optical Transfer Function of Scintillation Camera

Hiroyuki HATTORI, Masao KANEKO* and Tsuneo SASAKI*

Department of Radiology, Aichi Cancer Center Research Institute,

*Department of Diagnostic Radiology, Aichi Cancer Center Hospital,
Tashirocho, Tikusa-ku, Nagoya

Optical transfer function (OTF) of RI scintillation camera for RI distribution in tissue equivalent materials was determined experimentally by means of Fourier transform of line spread function measured by using ^{131}I γ -ray line source. Also, for comparing with scintillation camera, OTF of RI scanning system in the same condition above was measured by the same method. These results were, for example, as following: the spatial frequency which gives the value of 0.1 for OTF is 1.0 lines/cm for the combination of pinhole collimator and scintillation camera in magnification 1.76, 0.44 lines/cm for the multichannel collimator and scintillation camera, and 0.27 lines/cm for scintillation scanner mounted 10 cm focus honey cone collimator for RI distribution in 10 cm depth of tissue.

(Received April 4, 1968)

第 5 章 スパークチエンバーを用いたガンマカメラ

東芝中央研究所 宮 沢 竜 雄

スパークチエンバーの特長を生かしたガンマカメラを試作し種々の性能についてのデータを得た。

1. 構造及び動作；ブロック図を〔図1〕に示す。

- ① 特殊のコーティングガラスを用いて平行平板型電極としてその中にヘリウムを封入して放電筒とした。
〔図2〕
- ② 高電圧は直流印加をし、プリセットスケアラを用いて半自動的に接一断を行なえるようにした。
- ③ 放電の記録はボラロイドカメラを用いASA3000のフィルムに蓄積する。その時のシボリは8ないし11で行なり。
- ④ 分解能の良い像を得る為にコリメータは特殊な設計法をした多孔形コリメータを使用した。〔図3〕

2. 性能

- ① r 線エネルギーと感度依存性

140keVから660keVまでの r 線についての感度はほぼ直線的に増加する〔図4〕

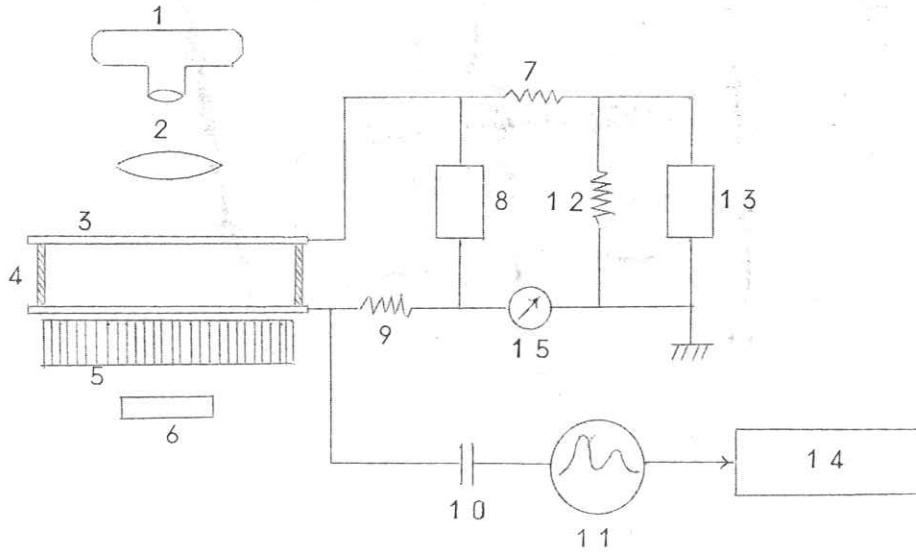
これはこの装置の電極配置にゆらいする特長的な性能である。

- ② r 線強度と感度の関係

^{131}I の結果について〔図5〕に示す。これはある強度以上でスパークチエンバーの不感時間の為に飽和現象が見られている。

- ③ 得られた像

像の分解能はほとんどコリメータによって決まり、ビッカー社のファントムを用いた場合の像を〔図6〕に示す。



- 1 カメラ
- 2 集光レンズ
- 3 ネサコートガラス
- 4 絶縁物
- 5 コリメータ
- 6 放射性同位元素
- 7 クエンチ抵抗
- 8 クエンチコンデンサ
- 9 電流パルス取出抵抗
- 10 直流しや断コンデンサ
- 11 波高分析器
- 12 リーク抵抗
- 13 直流高圧電源
- 14 プリンタ
- 15 印加電圧モニタ用電流計

図1 スパークチエンパブロック図

図2. スパークチェンバ型ガンマカメラ

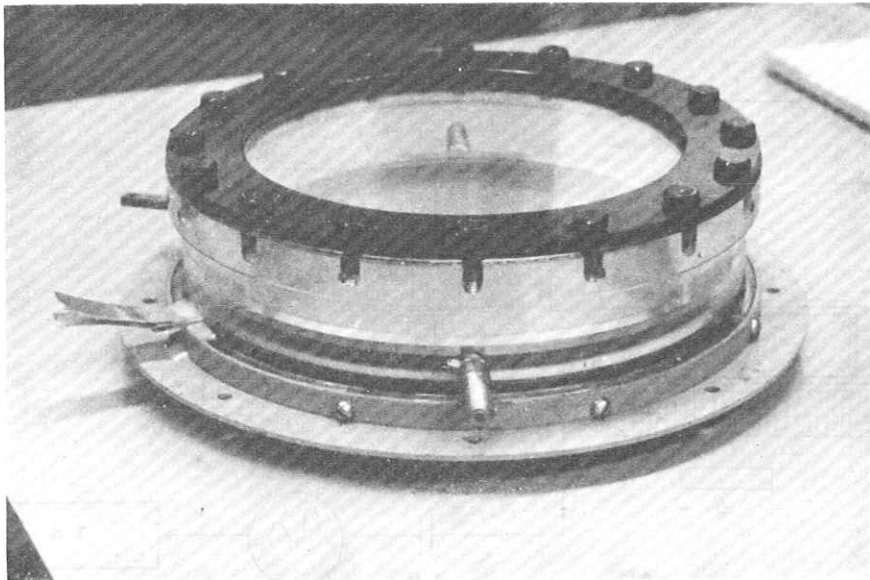


図3. 多孔コリメータ (Tc-99m用)

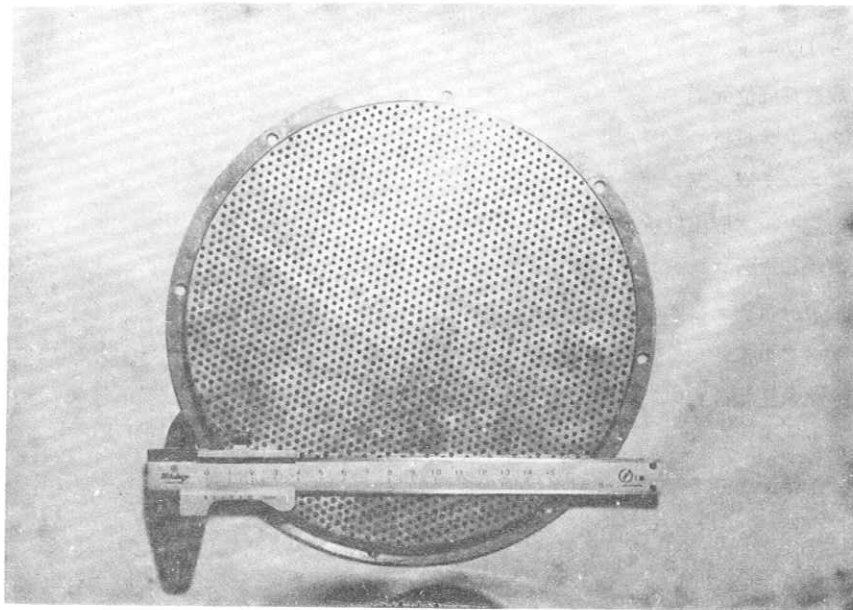


图 4 THE DEPENDENCE OF THE EFFICIENCY ON γ -RAY ENERGY FOR VARIOUS RI SOURCES

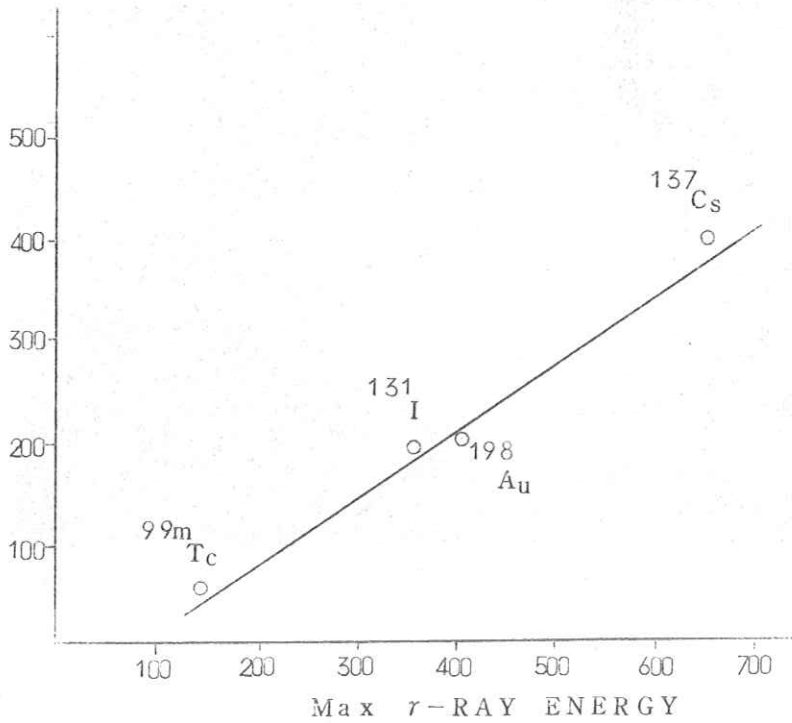


图 5 THE DEPENDENCE OF NUMBER OF SPARKS VS INTENSITY OF γ -RAY FOR ^{131}I source

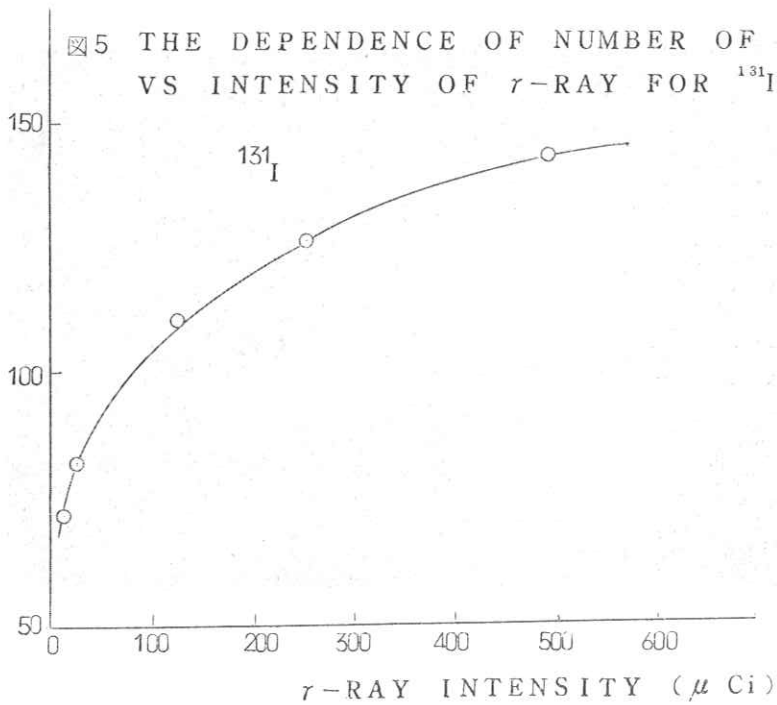
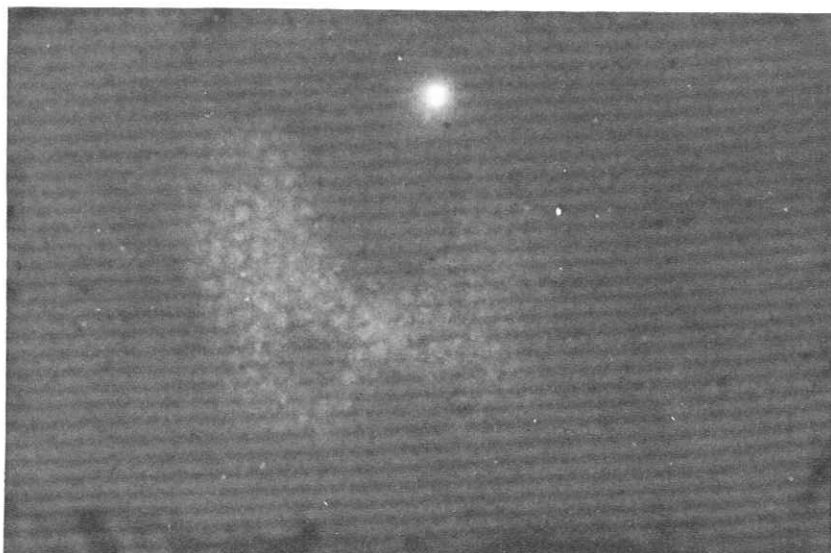


図 6 甲状腺ファントーム放電像例



f : 8 195秒露出



f : 11 228秒露出

参考

スパークチェンバーを用いたガンマカメラ

宮 沢 竜 雄

東京芝浦電気株式会社・中央研究所

人体臓器、諸器官中の放射性同位元素の分布を画像として表示する装置が種々開発されている。使用される放射性同位元素は ^{99m}Tc 、 ^{125}I などの γ 線あるいは X 線放射体が多いため、これらの装置を総称してガンマカメラという。このうち写真乾板を用いる方法、NaI、ZnS などの固体結晶と光電子倍增管あるいはイメージ管を組み合わせたいわゆるシンチカメラなどが実用化されている。

さらに新しい装置として半導体放射線検出器を用いる方法、気体放電を利用したスパークチェンバーを用いる方法が提示され基礎研究が各所で行なわれている。

この後者のスパークチェンバーについてはフランスの A. J. Lansart らがガンマカメラとして利用できるという可能性を公表し、それとほとんど時を同じくし、アメリカ、イギリスなどでも基礎研究を開始した。わが国でも大学、民間でこの研究に着手し数々の基礎データが得られている。

このスパークチェンバーはわが国で開発された画期的な検出器であって、これをガンマカメラとして用いることは意義深いことであり、本誌上を借りてスパークチェンバーの特性などを紹介してみたいと思う。

1. スパークチェンバー

1.1 起源と動作原理

スパークチェンバーは1953年ごろ、宇宙線の検出器であるホドスコープチェンバーを研究していた Fukui, Miyamoto^{1),2)} によって開発された放射線検出器である。これは F. M. チェンバーといわれ Fig. 1 に

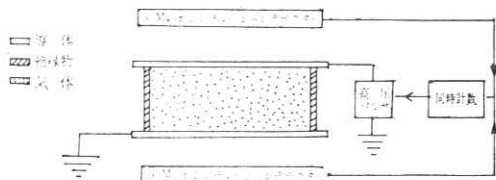


Fig. 1 F. M. チェンバーの構造と動作

示すような構造をしている。ガラス平板に導電性の膜を被ふくしたもの (NESA コートガラスといわれる)、あるいは金属板を用いて間隙 5 mm~20 mm の平行平板型電極とし、その間隙に He、Ne あるいはその混合気体に数%のアルコールを混入した気体を放電気体として封入する。

つぎにこの検出器の動作を Fig. 1 に示すブロック図により説明する。平行電極の上下に同時計数用の G-M 管 (あるいはシンチレーション検出器) を配置し、荷電粒子が G-M 管ならびにスパークチェンバーを通過したときにのみ、同時計数回路、高電圧パルスによってスパークチェンバーに高電圧を印加するようになっている。印加する高電圧は、封入した放電気体の放電開始電圧よりやや高く (たとえば He の場合は 8 kV/cm) してある。一方、スパークチェンバー中を通過した荷電粒子は放電気体を電離し、電子などを生ずる。この電子などは印加された高電圧により可視光を伴った 0.1~1 mm 径程度の放電柱となる。この光を写真乾板に感光させて荷電粒子の検出を行なった。

スパークチェンバーはこのように動作構造が簡単であり形状、大きさも使用する目的、場所によって自由に選択できるといった従来の検出器にない長所をもっている。そのうちこの F. M. チェンバーに種々の改良が加えられ、高エネルギー物理学関係で使用されている。

1.2 スパークチェンバーの特性

スパークチェンバーは上述の特徴のほか検出器としても数々の特質をもっている。以下順を追って述べてみる。

1.2.1 記憶時間 (memory time)³⁾: スパークチェンバー中で荷電粒子による電離をもとにしてできた放電の“種”である電子群が気体中で拡散せずにある時間残存する。その電子群が残存している時間を記憶時間といい、荷電粒子が通過してからこの記憶時間内に高電圧を印加すれば放電を生ずる。この性質はシンチレ

ーターなどではできなかった、特別な方向のものだけをとり出して検出可能であるというスパークチェンバーの大きな長所である。この記憶時間はふつう 10 μ sec 前後であるが、クエンチガス（アルコール、ハロゲンなど）の混入度、両電極間へ与える直流バイアス電圧により 0.5 μ sec から 10 μ sec 程度まで変えることができる。

1.2.2 放電生成時間 (formation-time)¹⁾: 荷電粒子がスパークチェンバーを通過後、高電圧を印加してある時間後に放電を生ずる。この間の時間を放電形成時間といい、印加高電圧、ガスの種類によって決まる。たとえば He を用い場合 8 kV/cm の場合は約 50 n sec, Ne-Ar の混合気体で 12 kV/cm の場合には約 2 n sec といわれている。この放電形成時間が短いほうが検出効率が低い。

1.2.3 不感時間 (dead-time)²⁾: 荷電粒子の飛来により一度放電を起こした直後に高電圧を印加すると、つぎの荷電粒子が飛来しなくとも放電を起こす。これは測定しようとする現象に対してはノイズとなり望ましくない。この原因は、スパークチェンバーでの放電は 1 種のプラズマであって、電子群はバイアス電圧によって掃引できるが、イオン群は残されこのイオンを種にして放電が起こると考えられる。このイオン群は徐々に拡散してゆき、ある時間後には放電の種にならなくなる。この時間を不感時間といい、付属回路、たとえば高電圧パルサの回復時間とは意味が異なる。

この不感時間は放電気体の種類、バイアス電圧、電極の面積などで変わるが、大略数 msec である。この不感時間を小さくすることが計数効率を上げるうえで最も重要な因子である。

1.3 放電の記録方法

スパークチェンバー内で荷電粒子の通過に伴って起こる放電を記録する方法が種々考えられ実施されている。その代表的な例を二、三示す。

1.3.1 写真記録: 最も簡単な方法であって、カメラを用いて放電光を記録する方法である。欠点は種々の現象の解析にかなりの時間を要することである。

1.3.2 ビデオコン走査³⁾: 放電光を複数のビデオコンを用いて走査し、位置を時間軸に変換し、放電した位置、放電の頻度をデジタル化し情報処理回路を通して解析を自動的に行なう。

1.3.3 ワイヤチェンバー^{7), 8)}: スパークチェンバーでの荷電粒子の検出を放電光で観測するという上記の方法からさらに進展させ、検出、測定を簡易化したワイヤチェンバーといわれるものが開発された。構造

を Fig. 2 に示す。これは従来のスパークチェンバーの平行電極の片方をプリント配線などに使われるプリント基板に幅 1 mm, 間隔 1 mm ぐらいの金属ワイヤをプリントし放電によって生じた電流を検出する構造である。この信号をメモリ素子を含んだ情報処理回路により解析を自動的に行なわせる。この方法が最近では最も多く使われている。

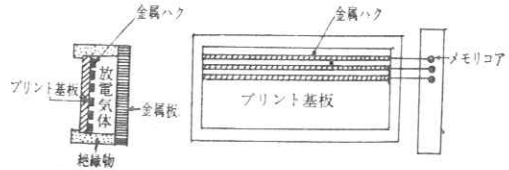


Fig. 2 ワイヤチェンバーの構造

1.3.4 音の利用⁹⁾: スパークチェンバー内で放電が起こるとそれと同時に音を発生する。この音を複数のマイクロフォンをチェンバーの周囲に配置し、そこに到達する音の時間差から位置の確認を行なう。

これらのほかにも磁気テープ、X線フィルム、クロマト紙への記録などが実験されている。

2. スパークチェンバーのガンマカメラへの応用

以上のように発展してきたスパークチェンバーの長所である簡単な構造動作、形状、大きさを自由に選ぶことに着目して、フランスの A. J. Lansart, C. Kellershon¹⁰⁾ らはこれをガンマカメラとして利用することを提唱した。そののちアメリカでは N. Horwitz¹¹⁾、イギリスでは B. R. Pullan¹²⁾ らもこの研究のり出し、100 keV 以下のエネルギーの γ 線、X線について実験した結果ガンマカメラとしてスパークチェンバーはかなり期待されると報告している。わが国でも千葉大学、東芝でも研究に着手し、100 keV 以上の γ 線について研究しかなりの結果を報告している¹³⁾。

2.1 ガンマカメラとしての動作

γ 線は荷電粒子と異なり、従来の方法、すなわち、内部トリガにより高電圧を印加する方法はそのまま採用できない。スパークチェンバーをガンマカメラとして用いた場合の代表的なブロック図を Fig. 3 に示す。

放射性同位元素より放出された γ 線は鉛などでできた多孔コリメーターによりスパークチェンバーの電極板に垂直な成分だけに選択され、スパークチェンバーに入射する。この γ 線は電極あるいは封入されている放電気体と反応して 2 次電子を放出する。一方、高電圧はクエンチ抵抗を通して直流的に両電極板に印加され

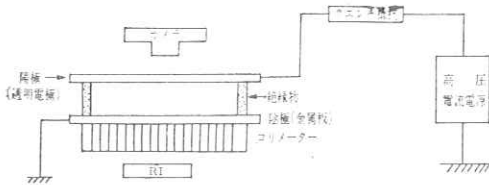


Fig. 3 γ 線用スパークチェンバー動作図

る。この2次電子による電子の倍増と印加電圧により放電が生じ、さらにこの放電を生じたことによる電流で直流電圧はクエンチ抵抗を通して低下し、クエンチ作用をする。この放電を外側にあるカメラで数10秒ないし数分間蓄積して画像にする。

2.2 ガンマカメラへの応用例

各国で行なわれている応用例を2つあげ、その動作構造についての特徴を述べる。

2.2.1 Lansiaart 型¹⁰⁾: スパークチェンバーの構造は Fig. 4 に示すような平行平板型電極の間に金属格子をもった3極構造である。陰極と格子状の成極電極間は約 6 mm、成極電極と陽極間は 4 mm、有感領域は 20 cm 径の円形である。放電気体は Ne-Ar-アルコールまたは Xe-アルコールの混合気体を用い、陰極と成極電極間に約 30~300 V の直流電圧を印加して、この間隙で気体または陰極と γ 線が相互作用して生じた2次電子を加速しその2次電子を基にして成極電極と陽極間に印加された高電圧により放電が起こる。高電圧は直流的に 20 M Ω のクエンチ抵抗を通して印加しておき、成極電極に2次電子が流れ込んだときの信号をとり出して、その信号をスパークチェンバーの不感時間に相当する時間だけ遅延させ、逆方向へ高電圧パルスを印加して放電の持続を抑えている。この特徴は γ 線と相互作用をして2次電子を放出する物質としてはほとんどが気体の寄与であることと、放電のクエンチ作用を γ 線の電離による電子の信号をトリガに用いていることである。

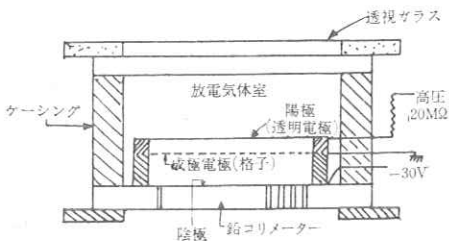


Fig. 4 Lansiaart 型

2.2.2 Horwitz 型¹¹⁾: この構造を Fig. 5 に示す。これは初期の F. M. チェンバーに近い構造をしてい

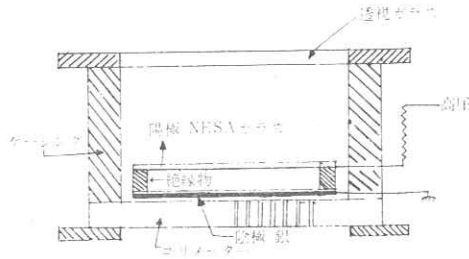


Fig. 5 Horwitz 型

て、陰極は約 25 μ m のガラスに銀を 0.2 μ m 被ふくしたものを用い、陽極は NESEA ガラスを用いた。放電気体は Ne-Ar-アルコールの混合気体を用いる。有感領域は前者の Lansiaart 型とほぼ同じで 20 cm 径である。高電圧は 10~100 M Ω のクエンチ抵抗を通して直流的に 1.5~2.0 kV/4 mm を印加する。この型式は γ -X線用 G-M 管と同様な動作原理、すなわち陰極と γ 線が相互作用をして2次電子を放出してその2次電子が放電の種となることを利用したものであって前者とは対照的である。

2.3 検出感度とそれに影響を与える要因

現在までの報告によれば、¹²⁵I から放出される 27 keV の X線に対し約10%の感度をもっている。

これらの検出感度に与える要因なるものを列挙する。

2.3.1 放電気体の種類およびその圧力: 気体中で γ 線と相互作用をさせて2次電子を多く放出させるためには原子番号の高い気体、たとえば Xe などを用い、しかも圧力を高くすれば良い。Lansiaart らはこのために Xe を数気圧にすることを考えている。

2.3.2 陰極物質およびその厚さ: とくに Horwitz 型の場合に2次電子の放出効率が大きい物質を選び、その内部での放出電子の吸収の少ない厚さを選ぶ必要がある。これらは使用される γ 線のエネルギーによって決めなければならない。

2.3.3 印加電圧: 印加電圧により飛来する γ 線に対応した放電数にはプラトーが存在することが認められる^{13), 14)}。このプラトー領域からはずれるとノイズが増加するため印加電圧は適当な値のところで使用しなければならない。

2.3.4 クエンチ抵抗: Horwitz 型の場合にはとくに影響する因子である。このクエンチ抵抗はスパークチェンバーの不感時間と同程度になるように、スパークチェンバーのもっている自己容量とクエンチ抵抗値の積を選ぶ。それより大きな値で使用すると効率は下がり、それ以下の抵抗値を選ぶとノイズが増える。

検出感度はこれら種々の要因に左右されるが、このほかにも記録方法によってもかなり左右される。したがってこれらのものの最良点を選ぶことにより Anger カメラと同様な感度を得ることはさして困難ではない。

2.4 分解能

検出する放射性同位元素の位置の分解能は使用するコリメーターにも影響されることはシンチレーターを用いたガンマカメラと同様であるが、スパークチェンバー自身の分解能としては、放電の太さと放電の位置のゆらぎがある。前者は放電気体の種類およびその圧力、電極間隔、印加高電圧に依存するが、大体 0.1~1.0 mm 程度である。また放電のゆらぎについては、1 cm 間隔の電極を用いた場合、電極と 45° の角度をもって入射した電子による放電の位置は高々 1 mm 程度しかずれない。これらを総合してみると結晶体でいわれている位置の分解能 5 mm~1 cm に比べかなり良好である。

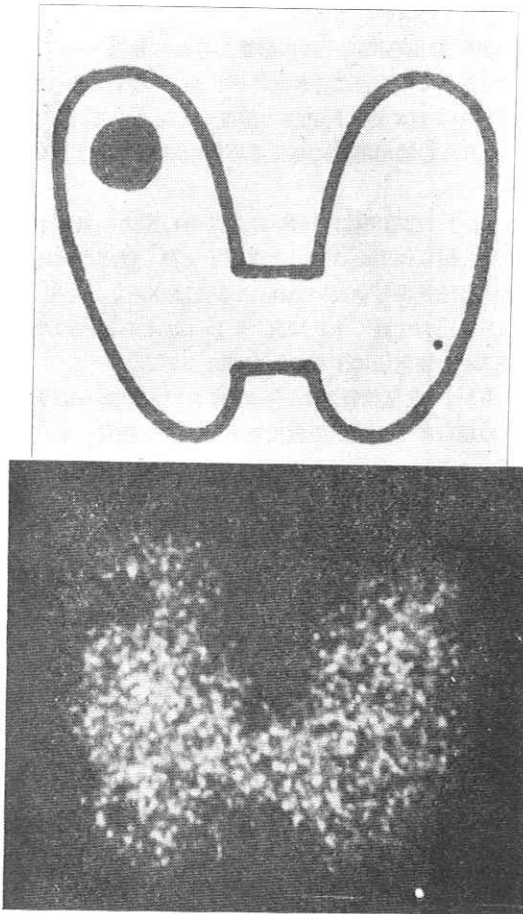


Fig. 6 放電像の1例

3. 放電像の例

種々の報告からスパークチェンバーによる放電像が提示されているが、その1例として ^{99m}Tc をファントムに入れて動作させたときの放電像を Fig. 6 に示す。このように放射性同位元素の分布と放電像の対応は非常に良い。

4. 結 び

以上のように簡単な構造、動作で形状、大きさも自由に選べ、しかも高分解能をもったスパークチェンバーについてさらに研究を進めることによりつぎの新しいガンマカメラとして完成されることが大いに期待される。

文 献

- 1) S. Fukui and S. Miyamoto : *INS-TCA*, **10**, 11 (1957)
- 2) S. Fukui and S. Miyamoto : *Nuovo Cimento*, **11**, 113 (1959)
- 3) S. Fukui and S. Miyamoto : *Nuovo Cimento*, **27**, 1325 (1961)
- 4) J. Fisher and G. T. Zorn : *Rev. Sci. Instr.*, **32**, 499 (1961)
- 5) F. Collins : *Proc. Inform. Meet. on Filmless Spark Chamber (CERN)* 117 (1964)
- 6) S. Fukui : *原子核研究*, **8**, 26 (1963)
- 7) C. Neuman, et al. : *IEEE Trans.*, **NS-9**, 259 (1962)
- 8) S. Miyamoto, et al. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **20**, 236 (1963)
- 9) H. W. Furbright and D. Kahler : *N. Y. O. Report* 9540
- 10) A. Lansiaart, et al. : *Nucleonics*, **24**, (3) 56 (1966)
C. Kellershon, et al. : *Medical Radio Isotope Scanning*, Intern. Atomic Energy Agency, Vienna (1964)
- 11) N. H. Horwitz, et al. : *J. Nucl. Med.*, **6**, 724 (1965); N. H. Horwitz, et al. : *Radiology*, **84**, 125 (1965)
- 12) B. R. Pullan and B. J. Perry : *1st Intern. Conf. on Med. Phys.*, Harrogate, England, Sept. 8-10 (1965)
- 13) A. Lansiaart, et al. : *N. I. M.*, **48**, 167 (1967)
- 14) T. Miyazawa and H. Kamei : *応用物理, 年會要旨集*, p. 171 (1968)

第6章 RIイメージ系のMTF(フォトスキヤン)

阪大医放 速水昭宗
 阪大医 RI 猪熊正克

RIイメージ系に対するMTFの適用は、すでに多くの発表があるが、現在、各施設でおこなわれているフォトスキヤンについてのものは少ない。

フォトレコーディング方式は、一般に“シンチグラム上の濃度変化範囲を巾広くとることができるため、多くのRI分布に関する情報を含んでいること、またX線写真と重ね合わせてみることができるためにシンチグラムと臓器との位置関係が明確に判断できる特長がある”といわれている。

岐阜の物理部会(1967)で、コリメーターからレートメーターまでの系についてのMTFを発表したが、今回は、そのあとの記録部までを含めたものということになる。それに加えて、いわゆるガウシアンフィルターを光源に附加したときの結果もあわせて求めた。

フィルターに関しては、安河内氏らの仕事があるが、要約すれば“みやすい”ということになると思われる。これは、われわれの甲状腺モデルでの追試でもみやすいとの意見が多く正しいと考えられる。しかし、“みやすいもの”と“忠実なもの”というのは別の問題になると思われるが、とりあえず、われわれの予備実験の結果を発表する。なお、これは現在も実験中のものであり、中間報告的なものであることを御了解いただき、御検討ねがいたい。

線源： ^{131}I 100 μCi 、長さ12 cm、内径0.7 mmのガラス管による線源使用

第一図：ドット状スキヤンでの rate down の効果、10 cm焦点ヘニコーン使用

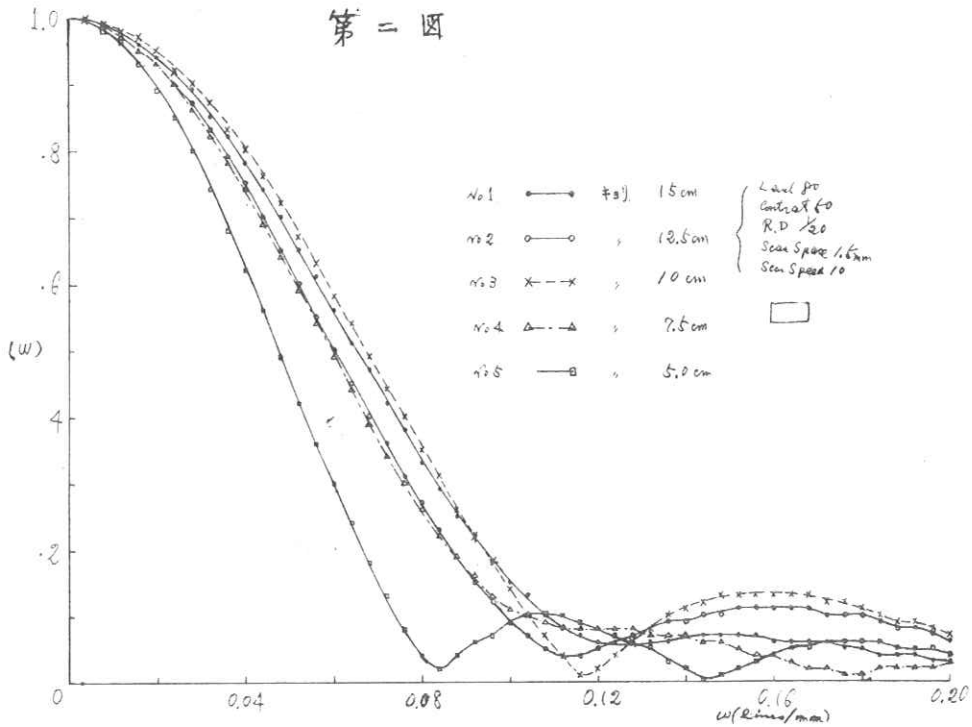
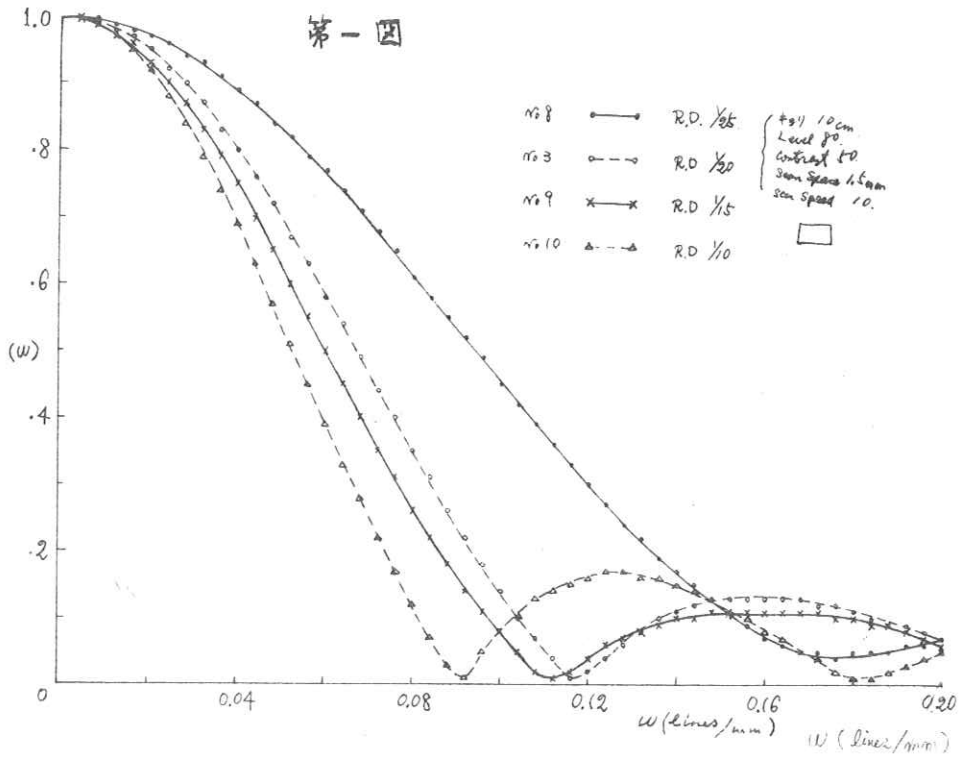
第二図：ドット状スキヤンでの焦点はずれの効果、10 cm焦点ヘニコーン使用

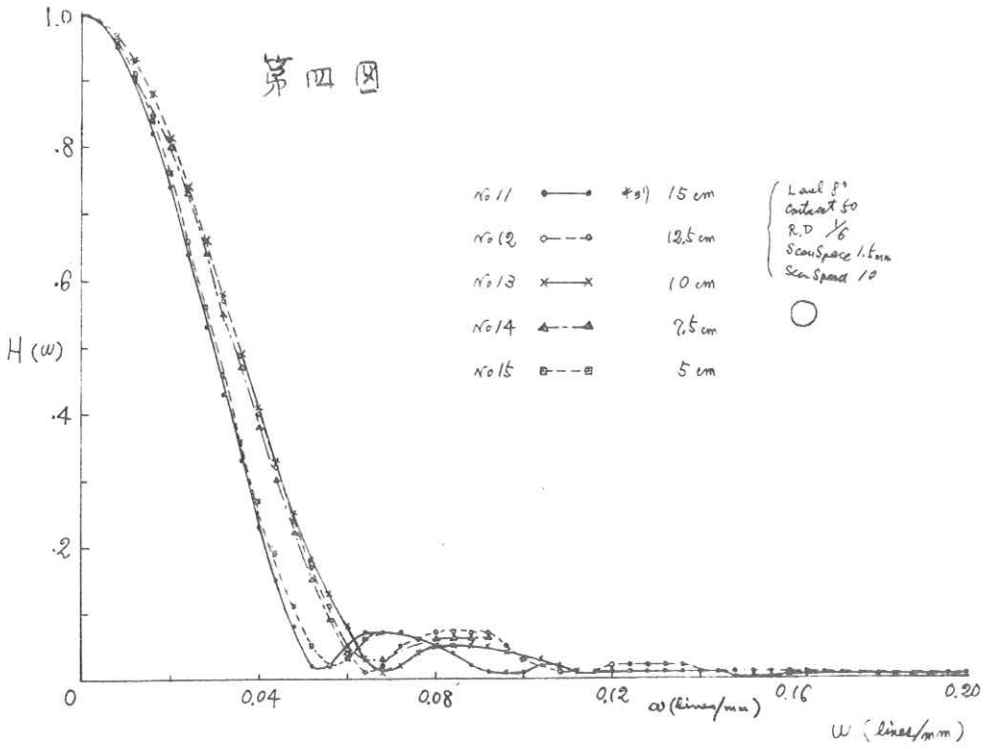
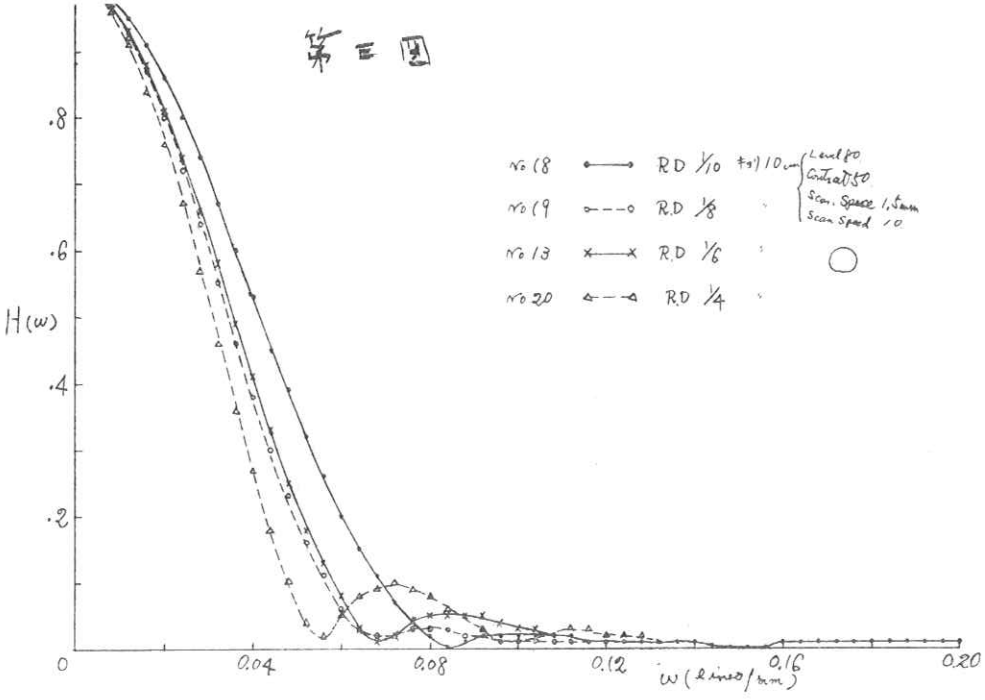
第三図：ガウシアンフィルターを加えたときの rate down の効果

第四図：ガウシアンフィルターを加えたときの焦点はずれの効果

現在の所、大体の傾向として次のことがいえるようである。

- 1) rate down をかけるとMTFは向上するが、フィルム濃度が低下し実用性が少ない。
- 2) ガウシアンフィルターを加えるとMTFは低下(ほぼ半減)し、焦点距離ならびに rate down による効果が減少する。





質疑応答

問：迷走電子があるか？

答：出所不明の電子もあるようだ。

問：視野中心をX線不透明な物体でおおったときのかぶり輝度は測定したか。

答：していない。Fenner はやっていたように思う。

問：小視野周辺がボケるのは何が原因か。

答：出力ケイ光面上の像面ワン曲である有効範囲内ではさほどボケが大きいわけではない。

問：入力ケイ光面の性能向上のわりには総合解像度がよくないのではないか。

答：大小視野を切替えても、それぞれのモードで満足な結像をさせなければならないので、単一モードのイメージ管に比べると大小視野いずれも少し解像度がおとる場合がある。

問：変換係数 (conversion factor) 測定時のX線管電圧は、どの程度の値になるか。

答：全波整流波形で85kVp、完全平滑波形で75kVp程度であるが、個々の装置で差が出る。