

第 1 編 解

説

第 1 章	解 説	佐々木常雄	1頁
第 2 章	放射線像の画質評価に対する考え方 (1 1 - 1)	津田元久	2
第 3 章	ラジオグラフィにおける粒状性	土井邦雄	14
第 4 章	視覚系と放射線像の画質 (第 1 報) 視覚系の正弦波レスポンスをめぐる諸問題 (1 3 - 4)	藤村郁夫 山本勝昭	30
第 5 章	(I) Fraunhofer 回析計による写真フィルム のレスポンス関数の測定法 (1 4 - 1)	高野正雄	38
	(II) Fraunhofer 回析計による写真フィルム の粒状性の測定 (1 6 - 3)	高野正雄	50

第 1 編 解 説

第 1 章 解 説

佐々木 常雄

*R I I*研究会が昭和39年3月発足して以来、現在までに20回の研究会を実施しているが、この間、X線像の画質を向上させる諸因子についてフーリエ変換を応用して検討がなされてきた。この結果、X線像の本質について新しい角度から観察することができるようになった。そして第1回から第9回までの成果をまとめて昭和42年4月第1巻を発表した。ここに次の10回分をまとめて、その後の活動状況、進展状況について第2巻として発表することになったのは同学の士にとって誠に喜ばしいことである。

殊に第1巻においては Modulation Transfer Function (Response Function) の解説、その応用についての論文が多かったのであるが、第2巻はこの域を脱して *MTF* を道具として X線撮影系それぞれの検討に具体的に取組んでいくようになってきた点、大なる進歩がなされたものと考えられる。

さて、本篇においては放射線像すなわち、X線写真、*I. I*像、*TV*像、などの画質の評価に関する考え方について解説的に述べる(津田)と共に、フィルム画質形成の諸段階における *MTF* 評価法に関するレポートを集録した。

第 2 章 放射線像の画質評価に対する考え方

島津製作所 津 田 元 久

1. 概 論

ここでわれわれが問題とするのは、放射線で作られる各種の像——直接 X 線写真・間接 X 線写真・断層写真・ケイ光板像・IA 像・XTV 像・シンチグラム等——であり、その中に含まれる情報である。

像がボケれば原像の中の細かい構造は見えなくなってしまう。すなわち、原像にあった情報が伝達されなくなってしまう。

ラジオ受信機およびテレビジョン受像機でアンテナをはずすと、ラジオでは雑音が入りテレビジョンでは画面に砂をまいたようなパターンが見られる。

このような現象をいずれも雑音というが、テレビジョンでは画像信号が見えなくなってしまう。したがって、雑音も画像の情報を失わせてしまう。

このように、伝達される画像の情報は結像系のボケおよび雑音に関係がある。

結像系は必ずボケを伴う。従来、ボケについては Nitka 法などの提案があったが、その物理的意味は明確でなく、しかも系の中の個々の素子のボケが一応測定できたとしても、それらを総合した系のボケとなると、仮説的に $u_T^2 = \sum u_i^2$ のような表現がとられていたに過ぎない。

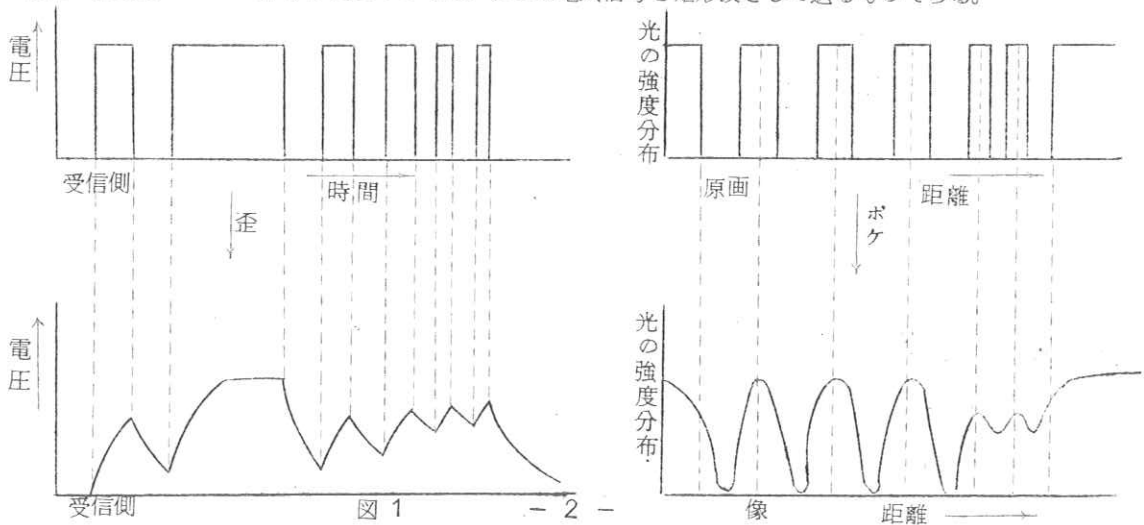
また、ボケの結果として解像度が出てくる。これも写真レンズなどで問題にされるように、解像度と鮮鋭度が一致しないというようなくあいの悪いことがある。

このような見地から、画像の情報をより正確に記述する方法として、最近光学的レスポンス関数 ($O.T.F.$, $M.T.F$ 等ともいう) が用いられる。

雑音については、画像を作る量子ないしは粒子の統計的な変動によって生ずる時間的・空間的に変化するものと、変化しない固定した雑音としての粒状性がある。

通信工学の分野では、情報を伝達するということが根本命題であり、その発展過程をふり返ってみると、われわれが直面している問題と相似点が多いことに気づく。

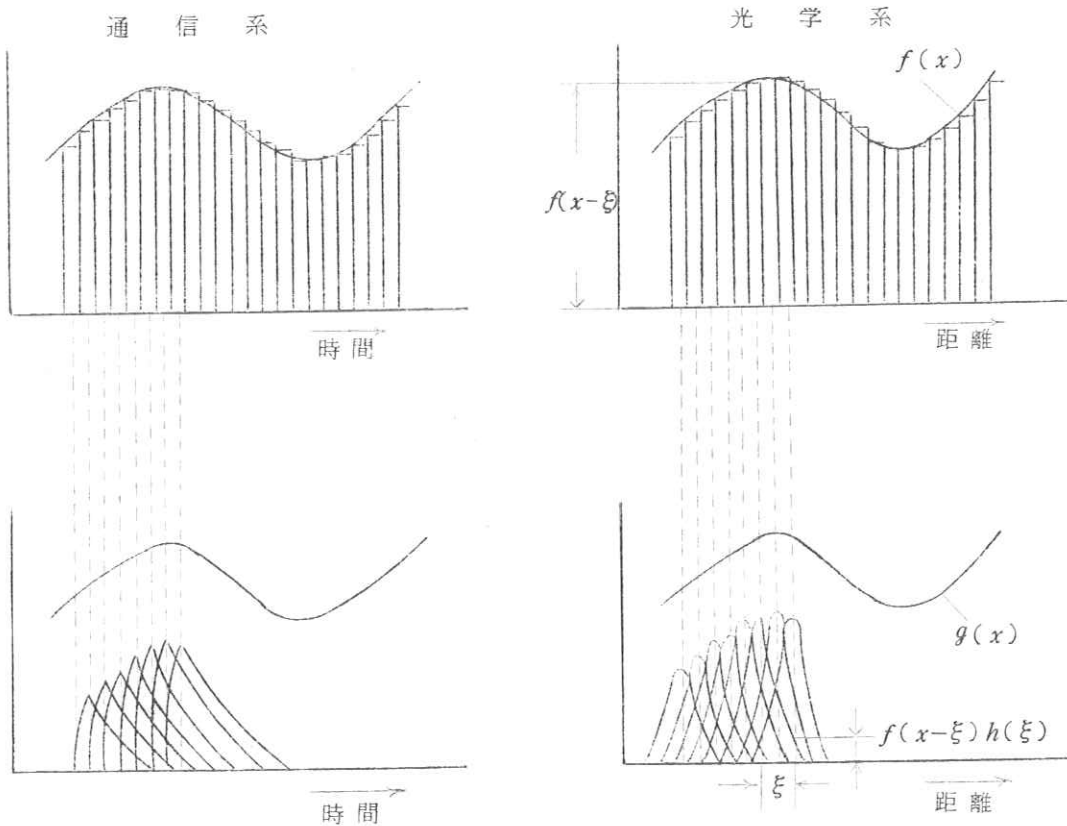
通信の最初はモールス信号の伝送であった。これは電気信号を矩形波として送るものである。



これを画像の問題に引当ててみると、矩形波の解像度試験チャートの像の強度分布をみる場合に相当して
いる。

モールス信号の場合、単位時間内に打つ信号の数を増してゆくと、図1からわかるように通信線の歪のため
に受信号の信号波形の変化が少なくなり、ついには変化しなくなって受信不能になる。画像の場合も同様
に、単位長当りの線の数を増してゆくと、ボケのために光の強度変化が少なくなり、ついには線が数えられ
なくなる。このように、両者は全く同様な関係をもっているが、一面違うところもある。すなわち、通信系
では歪が、時間をおくれる方向にずれておこってくるのに対して、画像の場合は両側にボケてくる。

通信の分野での次の発展はベルの電話である。これは人間の声という複雑な波形の電気信号を通信線を通
して送るものである。これは画像でいえば、例えば人体のX線像のある断面を考えたときに相当する。



$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x-\xi) h(\xi) d\xi$$

図 2

このような場合には、図2のように幅の狭いパルスに分けて考え、このパルスに対する出力を加算してやり、パルス幅を無限に狭くしたときの極限を考えれば出力像が求められることになる。すなわち

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x-\xi) h(\xi) d\xi \tag{1}$$

のような積分を行なうことになり、これは convolution 積分と呼ばれる。

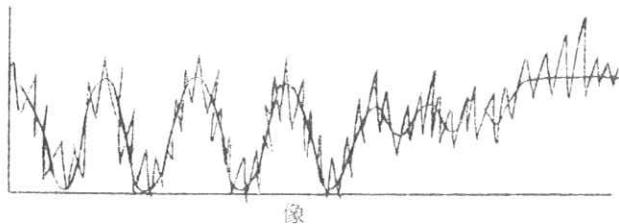
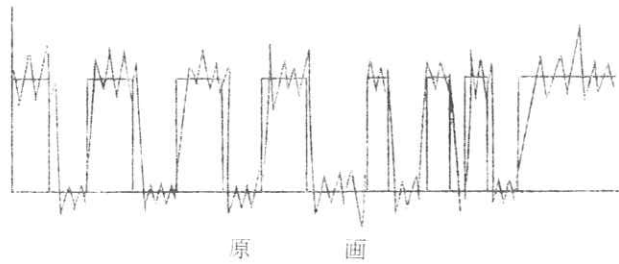
このように考えてくると、画像の情報が結像系によって伝達される過程はほとんど全く電気通信系で情報が伝達される過程と平行的に論ずることが可能である。事実、最近における光学の進歩は電気通信系の手法を全面的に導入し発展させるということに負うところが大きであったのである。

このような手法を放射線の像にも適用してゆくことによって、放射線結像系の解析が可能になってきた。

雑音については、図1のような像の上に雑音が重なると図3のようになり、特に像の場合には全く見えなくなってしまう。

最終的には、このようにボケと雑音を総合的に取扱う情報理論を役立てることが望まれるわけであるが、当面これら個々のものについての知識すら十分ではないので、まず各素子について十分検討していかねばならない。

先にも述べたように図4のようなパルス状の入力に対する系の応答が通信系・結像系いずれの場合にも基本的な特性になる。これをインパルス・レスポンスと呼んでいる。



雑音による情報の消失

図 3

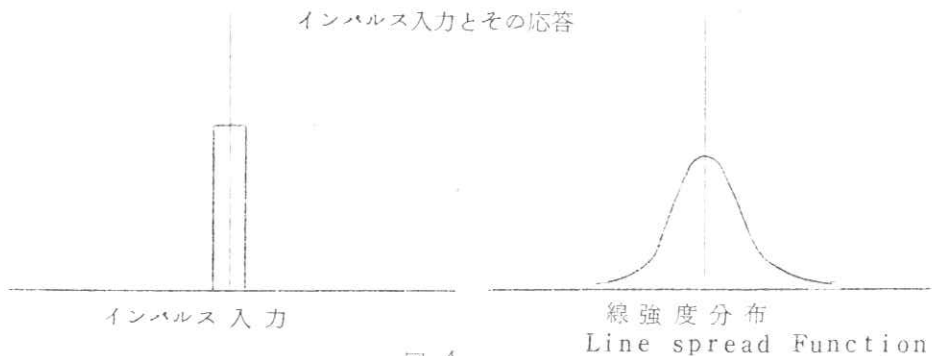
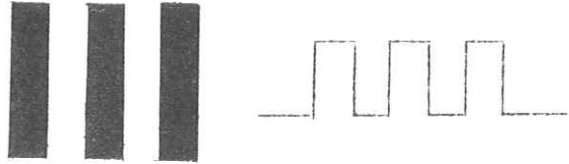


図 4

結像系ではこれはちょうどスリットとその像の関係になるので、線強度分布と呼んでいる。

これまでは解像度試験チャートは、図5のような強度分布が矩形波の矩形波チャートが用いられてきたが、最近では正弦波チャートが用いられる。

これは、正弦波チャートはどのような結像系を通しててもやはり波形としては正弦波で、振幅だけが違って出てくるのが知られているので、理論的な取扱いが便利だからである。(入力と出力の関係が直線的な比例関係であることが必要)



矩形波チャート

2. 光学的レスポンス関数(ボケの取扱い)

結像系の線強度分布がボケの本質であり、これからある被写体の像の強度分布を求めるには convolution 積分を行えばよいということは前にも述べた。多くの結像素子を直列に並べた系についても、各素子の線強度分布がわかっていれば順次 convolution 積分を行ってゆけば最終像も求められるが、これは非常に手間のかかる仕事である。



正弦波チャート

図 5

一方、図5のような正弦波チャートで、強度の振幅は一定で単位長さ当りの線の数(これを空間周波数と呼ぶ)が違うものがある結像系で結像させ、その像の強度分布をみると波形は正弦波であるが、ボケのために周波数が高くなるにしたがって振幅が小さくなる。

図6でコントラストを(2)式のように定義すると、周波数が高くなるにしたがってコントラストが低下するといえる。

$$\text{コントラスト} = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}$$

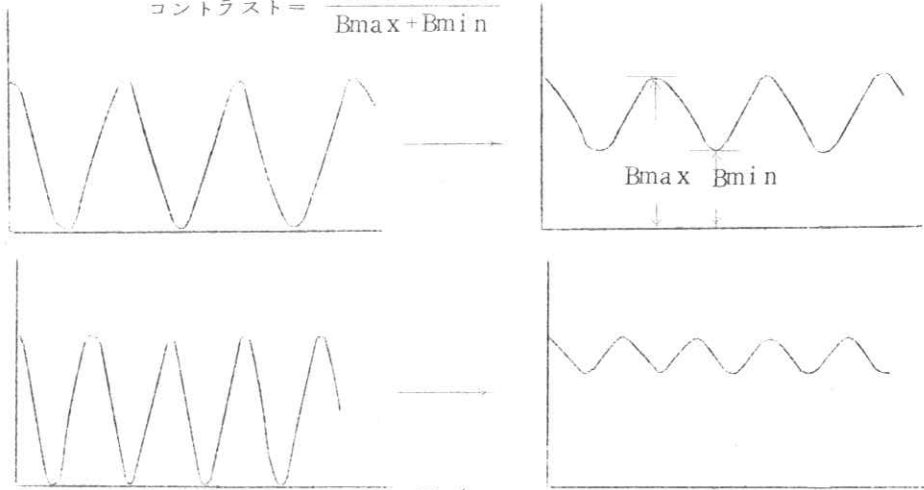


図 6

$$\text{コントラスト} = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}} \dots (2)$$

このコントラストを周波数に対してプロットすれば結像系の特性が一目でわかる。これを光学的レスポンス関数 (Optical Transfer Function または Modulation Transfer Function) と呼んでいる。

光学的レスポンス関数は通信工学ではラジオなどの周波数特性と同じものである。

この曲線の値が眼のコントラスト識別限界 (数%といわれている) になった点の周波数が解像度である。したがって、図7で $a \cdot b$ 2つの系があったとすると、解像度は b の系の方がよいが低周波では a の方がコントラストが高く鮮鋭な感じを与えるということになる。

NBSでは、光学系の試験片に高コントラスト用と低コントラスト用の2種類を出しているが、この場合の解像度は図8のような関係になる。

ところで、線強度分布および光学的レスポンス関数はともに同じボケの表示法であり、一見何の結びつきもないように見えるが、数学的には Fourier 変換という関係でつながっている。

すなわち、レスポンス関数を $R(\omega)$ 、線強度分布を $h(x)$ 、 $h(x)$ の Fourier 変換を $F(\omega)$ とすると

$$\omega = 2\pi f$$

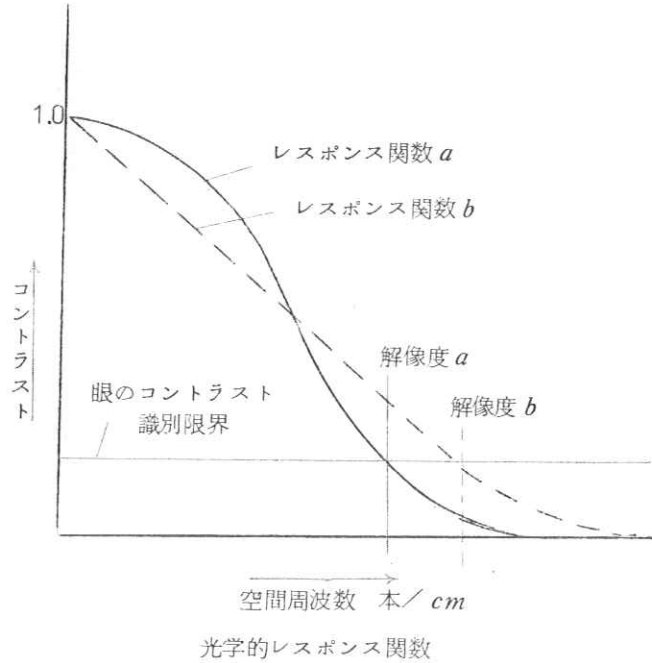


図 7

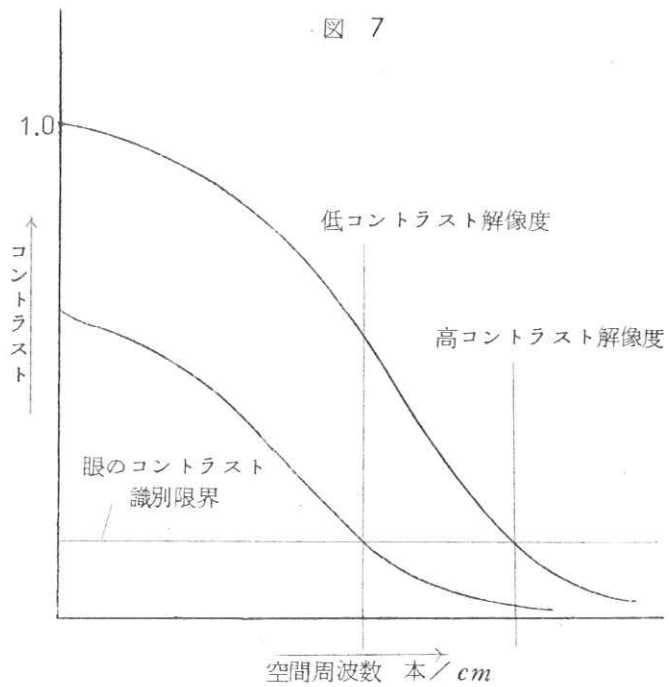


図 8

$$\begin{aligned}
 h(x) &= \int a(\omega) \cos \omega x d\omega + \int b(\omega) \sin \omega x d\omega \\
 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \omega x d x \right] \cos \omega x d\omega \\
 &\quad + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \sin \omega x d x \right] \sin \omega x d\omega \\
 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} F(\omega) \cos [\omega x + \phi(\omega)] d\omega \tag{3}
 \end{aligned}$$

ここで

$$\left. \begin{aligned}
 F(\omega) &= \sqrt{\left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \omega x d x \right]^2 + \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \sin \omega x d x \right]^2} \\
 \phi(\omega) &= \tan^{-1} \frac{-\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \sin \omega x d x}{\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \omega x d x}
 \end{aligned} \right\} \tag{3}$$

偶関数のときは

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \omega x d x \tag{4}$$

レスポンス関数はこの Fourier 変換を正規化したもので

$$\left. \begin{aligned}
 R(\omega) &= \frac{\sqrt{\left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \omega x d x \right]^2 + \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \sin \omega x d x \right]^2}}{\int_{-\infty}^{\infty} h(x) d x} \\
 \text{偶関数のときは} \\
 R(\omega) &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \omega x d x}{\int_{-\infty}^{\infty} h(x) d x}
 \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

ここで $\int_{-\infty}^{\infty} h(x) d x$ の項は、 $\omega = 0$ で $R(\omega) = 1$ に正規化するための係数である。

Fourier 変換は $h(x)$ という関数を、連続的に周波数が $\omega/2\pi$ であるような正弦波に分解することと相当し、その連続的な周波数成分の振幅を周波数の関数として示したものが $R(\omega)$ である。

表1に数種類の関数のレスポンス関数を示す。

今、スリット像のようなインパルスの Fourier 変換を考えてみる。

インパルスは $x=0$ のみ1の値をもち、他では0であるような関数でこれを σ 関数 (デルタ関数) と呼んでいる。 σ 関数の Fourier 変換は表1に示すように幅1をもつような関数である。

関 数	光学的レスポンス関数
$\delta(x)$	1
$\cos ax$	$\delta(\omega - a)$
$f(x) = 1 \quad x \leq a$ $= 0 \quad x > a$	$\frac{\sin a\omega}{a\omega}$
e^{-ax^2}	$e^{-\omega^2/4a}$
$f(x) = \sqrt{a^2 - x^2} \quad x \leq a$ $= 0 \quad x > a$	$\frac{J_1(a\omega)}{a\omega} \quad (a > 0)$
$f(x) = 1 - \frac{ x }{2a} \quad x \leq a$ $= 0 \quad x > a$	$\frac{\sin \frac{a\omega}{2}}{\frac{a\omega}{2}}$

表 1

そこで今一度、スリット線とある系の線強度分布の関係をふり返ってみると。スリット線は周波数分解をすると振幅の等しい周波数の違った正弦波を現わすのだから、ちょうど周波数の異なる振幅一定の正弦波テストチャートを結像系で結像させる過程に対応しており、像として得られた線像強度分布は周波数分解すればレスポンス関数そのものになることが理解できよう。

次に、任意の強度分布の被写体のある系を通して結像したときの像は(1)式で示される。

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x-\xi) h(\xi) d\xi \tag{1}$$

$g(x) \cdot f(x) \cdot h(\xi)$ の Fourier 変換をそれぞれ $G(\omega) \cdot F(\omega) \cdot H(\omega)$ とすると

$$G(\omega) = F(\omega) \cdot H(\omega) \tag{5}$$

の関係があることが証明されている。

ここで、 $H(\omega)$ はレスポンス関数になっているわけであるから、被写体 $f(x)$ の周波数成分の分布 $F(\omega)$ がわかっていれば、出力像 $G(\omega)$ のそれは $F(\omega)$ と $H(\omega)$ の単なる掛け算として得られるということになる。

また、 $h(x) \cdot f(x)$ がそれぞれ直列におかれた2つの系の線強度分布であるとすれば、 $g(x)$ はこの総

合の線強度分布を示し、それらのレスポンス関数は(5)式で結ばれていることになり便利である。

放射線像では一般に直列に数多くの系が入っており、それぞれの系のボケがからみ合っているわけであるが、このようなレスポンス関数の手法を用いればそれらはすべて掛け算だけで求められるわけである。

今、各素子の線強度分布がガウス分布で示されるような特別の系を考えると、表1にあるように各レスポンス関数もやはりガウス分布になる。

$$\left. \begin{aligned} h_i(x) &= \ell \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_i^2}\right) \\ R_i(\omega) &= \ell \exp\left(-\frac{\sigma_i^2 \omega^2}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} R_T(\omega) &= \ell \exp\left(-\frac{\omega^2 \sum_i \sigma_i^2}{2}\right) \\ h_T(x) &= \ell \exp\left(-\frac{x^2}{2\sum_i \sigma_i^2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

この場合、解像度 r_i は σ_i に反比例するからボケは

$$\sigma_T^2 = \sum_i \sigma_i^2 \quad (8)$$

総合解像度としては

$$\frac{1}{r_T^2} = \sum_i \frac{1}{r_i^2}$$

(8)式も従来はよく使われていたものであるが、これらはすべて線強度分布がガウス分布のときに限られる。

レスポンス関数を測定するには、線強度分布を何らかの方法で測定してこれを数値計算でFourier変換する方法が最も基本的な方法である。また、図5のような正弦波チャートを使って(3)式を応用し、図9のようにアナログ方式に線強度分布をFourier変換する方法もあり、ケイ光板・X線管焦点のレスポンス関数測定に用いられる。

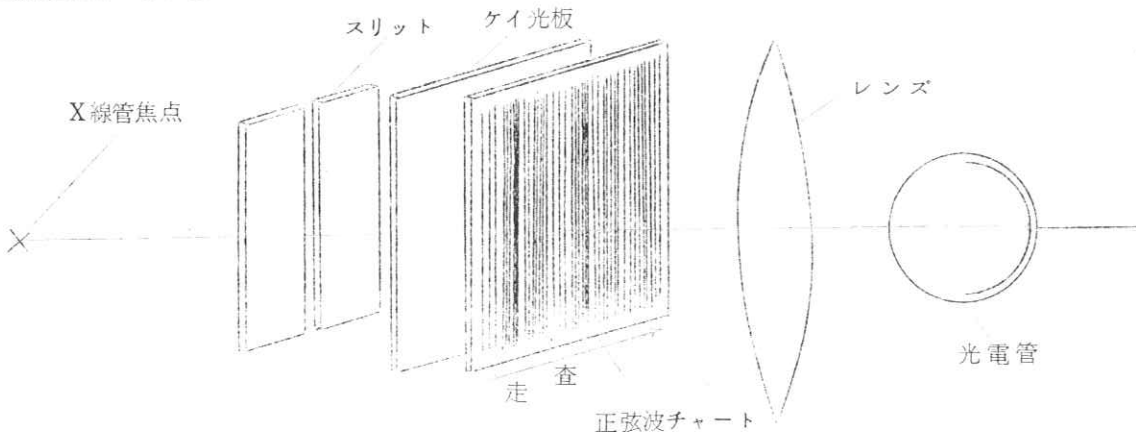


図 9

正弦波チャートは図5のような正弦波で周波数のちがうものを順次入れて走査し、その振幅を光電管で測定すればよい。このとき、正弦波チャートとしては図10のように周波数が連続的に変化するものを使用することもできる。この場合、出力曲線の包絡線がレスポンス関数になる。

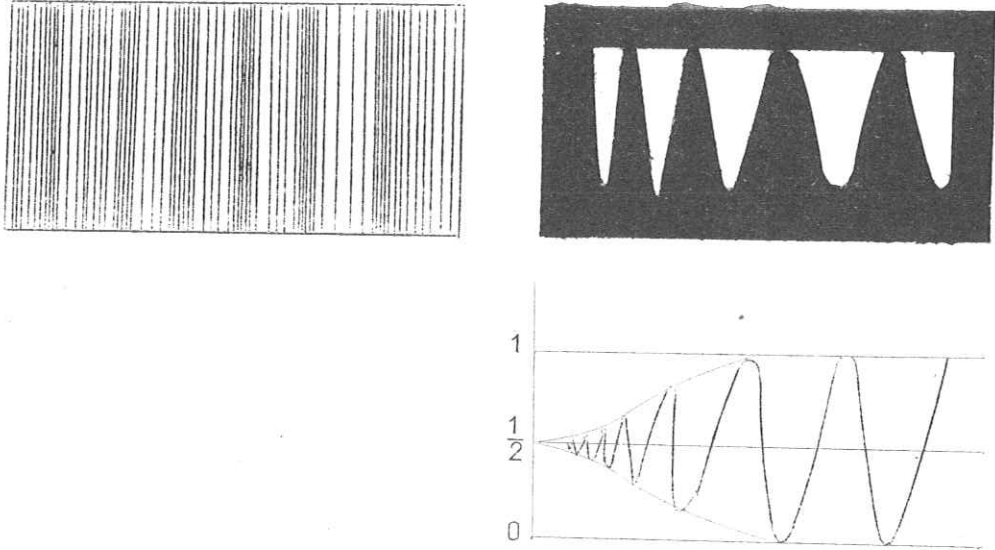


図 10

このほか、以上の手法で矩形波チャートで測定し、coltman の式を用いて正弦波の場合に換算してレスポンス関数を求めることもできる。

3. 雑音

画像は量子または粒子で構成されているものである。

一例として、X線の雑音を考えてみることにする。

いま、X線ビームの中に一辺が単位長の正方形を考え、この中に単位時間内に入射するX線量子数を継続的に観察すると、その値は平均値 \bar{n} の上下にランダムにバラつく。これはX線量子がポアソンの確率分布にしたがりからで、このバラツキを標準偏差の形で示すと $\sqrt{\bar{n}}$ になる。この場合、SN比は $\bar{n}/\sqrt{\bar{n}}=\sqrt{\bar{n}}$ となり、 \bar{n} すなわち量子密度が小さいほど雑音が大きくなる。具体的には、IA透視像では線量が少なく量子雑音ははっきり見える。実際に眼で観察するときは、眼の残像時間内に入射した量子だけが視覚を刺激するから、眼の残像時間を t とすると量子密度は $\bar{n}t \pm \sqrt{\bar{n}t}$ であり、SN比は $\sqrt{\bar{n}t}$ である。

これまでは単位面積の雑音を考えてきたが、現像限界寸法を一辺とするような面積——これを画素という——の雑音を考えると、それはSN比で $\sqrt{\bar{n}t}e$ となる。ここで e は解像限界寸法である。すなわち、雑音は解像度が大きくなるほど大きくなるというぐあいの悪いことになる。このことは、雑音の周波数スペクトルが系のレスポンス関数との積として出てきたとき、やはり全体として減少するはずであることを考えれば納得できるわけである。

このような雑音が画像の情報にどのように影響するかを考えてみる。

ゲイ光板上で、一辺 a の正方形の部分がその周囲の明ルサより明るかったとすると、この部分が明るい部分として識別できるためには、周囲の部分の雑音の大キサよりも問題の部分と周辺部との明ルサの差が十分大きくなくてはならない。

$$\Delta n t a^2 \geq k \sqrt{\bar{n} t} a^2$$

$$\frac{\Delta n t}{\bar{n} t} a \geq \frac{k \sqrt{\bar{n} t}}{\bar{n} t}$$

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} = C \dots \dots \text{コントラスト}$$

$$c a = \frac{k}{\sqrt{\bar{n} t}} \tag{9}$$

すなわち、像を明るくして雑音を減らせばコントラストが低く小さいものでも見えるようになる。一方、残像時間を長くしても同様であるが、この場合は動くものに対しては残像ボケが出てくるのでぐあいが悪い。

$$\Delta n t a^2 \geq k \sqrt{\bar{n} t} a^2$$

$$\frac{\Delta n t}{\bar{n} t} a \geq k \frac{\sqrt{\bar{n} t}}{\bar{n} t}$$

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} = c$$

$$c a \geq \frac{k}{\sqrt{\bar{n} t}}$$

k : 定数

t : 残像時間 (蓄積時間)

\bar{n} : 量子密度平均値 $\text{コ/cm}^2/\text{sec}$

Δn : 量子密度の小変化

c : コントラスト

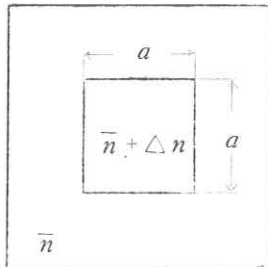


図 11

このように、雑音によって像の detail の識別度が変化する。

雑音と X 線結像系のボケとを一元的に結んで像の質を評価する理論はまだできていないが、両者が複雑にからみ合って像質を決定しているわけである。

ここに述べたのはケイ光板透視像の場合であるが、X TV になるとこのほかに各種の雑音が入る。

X TV ではテレビジョン系に電気雑音がある一方、I A にも雑音がある。各種の素子が直列に並んだ系での雑音は、各段階の量子の密度を m とすると

$$S/N = 1 \sqrt{\frac{1}{\sum \frac{1}{m_i}}} \tag{10}$$

となり、系のうち最も量子密度の少ないところで決まってしまう。

このほかにも、ケイ光板・増感紙の粒状性雑音も画像に影響を与える。これらについては、粒状性の自己相関関数などによる物理的表示も行なわれている。このような解析の結果として、X 線写真でも X 線量子雑音が増感紙やフィルムの粒状性よりも支配的であるという報告がある。

特に、最近問題にされている I A 間接撮影では、線量が少なくてすむことから、ますます量子雑音が大きくなる。すなわち、短時間撮影もしくは低線量撮影では $\bar{n}t$ が小さくなるので雑音が大きくなるわけである。

このように、雑音が像の質に影響を与えていることがわかっているが、実際の像に雑音を重ねたときどのように識別度に影響を与えるかという心理物理的な基礎実験も数多く行なわれており、画質評価のうえでは非常に重要である。

4. その他

以上、すべて入力対出力が直接関係にあるものとして話をすすめてきたが、X 線系では写真フィルムおよび TV 系に非線形の関係がある。このような場合には、入力の微小変化に対しては近似的に線形関係が成り立つとして、レスポンス関数を適用するような便法をとることもある。しかし、正確に非線形関係のものを取扱う X 線管焦点のレスポンス関数を求める場合、方法を例をあげて説明するとスリット像を写真フィルムに撮影して、この写真からマイクロホトメータで透過光量分布を求める。これは X 線強度分布と直線関係がないので、これを写真の特性曲線で補正して X 線強度分布に直して X 線強度分布 (線強度分布) を求め、これを Fourier 変換するという手法をとる。

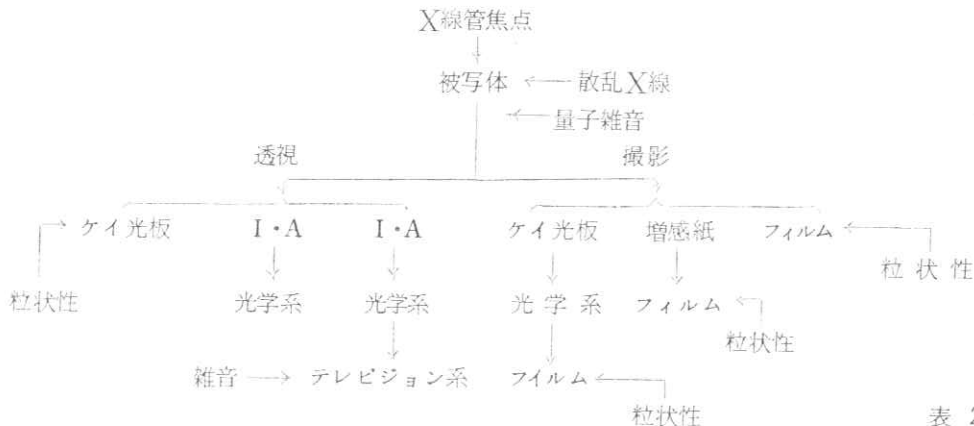


表 2

X線系で問題にされる素子は表2のようなものがある。これらのうち、X線管焦点については数多くの報告があり、焦点の幅方向・長さ方向でレスポンス関数に差があり、空間周波数によっては疑解像を生ずることが知られている。

X線系では、散乱X線がフレアのような効果をおよぼすばかりでなく、ボケを生ずる効果ももっているのが大きな問題である。散乱線の問題についてもかなりの報告がなされている。

さらに、被写体の周波数成分の分布も重要な問題であり、これをまずつかんでから合理的な結像系の設計を行なうということになるのがすじであろう。

ケイ光板・増感紙・フィルムおよび眼についてもレスポンス関数での取扱いがなされており、重要な報告が数多く出されている。これらのうちで、IAについてはまだ本格的な研究がなされていないようである。雑音については一般的に今後の研究に期待しなければならない。

第 3 章 ラジオグラフィにおける粒状性

大日本塗料株式会社

蛍光品事業部研究部 土 井 邦 雄

まえがき

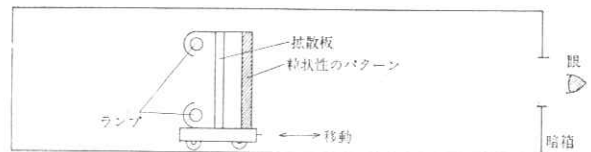
写真フィルムを拡大鏡で見ると黒化した銀粒子が見えてくる。これは光学系の一種の雑音であり粒状性 (graunlarity)* と呼ばれている。X線撮影系に含まれている粒状性には、写真フィルムの現像銀粒子による粒状性、増感紙や蛍光板の蛍光体粒子による粒状性とX線量子の統計的ゆらぎによる粒状性などがあり、これらの評価は心理的あるいは物理的な方法によって行なわれている。心理的方法の中で一番簡単なものは、鮮鋭度の評価と同じように2つのパターンをならべて肉眼観察によって比較する一対比較法と呼ばれるものである。物理的な方法の中でよく用いられるものは、レスポンス関数と同様の空間周波数領域での評価を行ない、電気通信系のパワースペクトルに相当するものを用いるが、光学系では R. C. Jones⁽¹⁾ の提案によりウィーナスペクトル (Wiener spectrum) と呼ばれている。

ここでは、I. で粒状性の評価について定義と測定法に関して述べる。II. では radiography におけるX線量子の統計的ゆらぎについてその考え方と測定された結果等に関して述べる。

I. 粒状性の評価

1. 消失距離法

粒状性の心理物理的評価に広く用いられる測定法は、パターンの消失距離 (blending distance) あるいは消失倍率 (blending magnification) を利用する⁽²⁾。これは粒状性を示すパターンを観察しながらパターンと観察者の距離あるいはパターンの大きさを変化させてゆき、この粒状性の心理的な効果が消失する距離あるいはパターンの大きさか、パターンの投影倍率等をもって粒状性を評価するものである。消失距離の測定では一例として第1図のような配置がとられている。最初試料を眼の近くに置き、それを段々遠ざけると粒状パターンがしだいに小さくなりついに見えなくなるが、この時の位置を消失距離とするものである。写真フィルムの場合、パターンの明るさを一定にしておく一定視野輝度の方法と、拡散板の明るさを一定



第1図 粒状性の消失距離測定法

* graunlarity は物理的粒状性に、また graininess と mottle は心理的粒状性に用いられる。

にしておく一定試料照明の方法がありシャウカステン⁽³⁾の輝度を一定にしてフィルムを観察する場合は後者にあたる。後者の照明では粒状性は写真フィルムの黒化度によって極大が観察され、黒化度0.3~0.5で粒状性が最も目立って見える⁽³⁾が、前者の照明では黒化度の増加と共に粒状性は単調に増加する。粒状性の評価に、このような心理実験を用いる場合、データの解析に統計的処理が必要である。実際の測定装置については、Lowryの方法⁽⁴⁾やJonesとHigginsの方法⁽⁵⁾などが考案されており、これらについては大上⁽⁶⁾の解説に詳細が述べられている。

2. ウィーナスペクトルと自己相関関数

粒状性に関する画像の性質は、鮮鋭度と同様にフーリエ解析の手法によって取り扱えるが、粒状性はランダムなものであるから、その統計的性質をつかまえる必要がある。これには粒状性のパターンが、フーリエ積分できないし、またフーリエ級数に展開することもできないので、考えるパターン領域を最初区切って考えてこの中の信号のフーリエ成分の自乗平均をとるといって一般調和解析といわれる方法が用いられる。

2-1 ウィーナスペクトルと自己相関関数の定義

粒状性を示す関数を簡単のため1次元で $f(x)$ とする。これは写真フィルムを、幅のせまいスリットを用いてマイクロデンシトメーターで走査した時に得られる信号と考えればよいが、今のところ透過率でも黒化度でもどちらでもよい。この $f(x)$ に関するウィーナスペクトル^{*} $\Phi(\nu)$ は

$$\Phi(\nu) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{2A} \left| \int_{-A}^{+A} f(x) \exp\{-2\pi i \nu x\} dx \right|^2 \quad (1)$$

で定義する。ここで~~~~~は集合平均をとることを意味している。集合平均は、同じ統計的性質を持つと考えられる写真フィルムを多数用意して、それらのすべてについて平均をとることである。もしも、集合平均をとらないと、(1)式で与えられるウィーナスペクトルは A をどのように大きくとっても一つのもを収束しない性質をもっているため一義的に定義できなくなってしまう。しかし、実際には集合平均をとるとは、空間周波数軸での平均化に等しくなり、ある有限な帯域幅で平均化した平滑化スペクトル (smoothed spectrum)⁽⁷⁾ を求めれば、近似的にウィーナスペクトルとして用いることができる。なお、 $f(x)$ は、平均値がゼロとなるように選ぶのが便利であり、透過率や黒化度の場合、それぞれの平均値で割っておきディメンジョンのない量にしておくと都合がよい。 $\Phi(\nu)$ については、指数の項を展開すればわかるように偶関数である。一方、空間領域内で $f(x)$ の自己相関関数 (autocorrelation function) を

*粒状性模様 (写真のザラツキ) は、空間的にさまざまな繰返し (空間周波数) の模様の重なりからできていると考えて、これらの各成分模様の大きさの自乗を空間的に平均したものが、ウィーナスペクトルである。電気系では、電流や電圧の自乗は電力に比例するので電力密度スペクトルあるいはパワースペクトルなどと呼ばれている。

$$\phi(m) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{2A} \int_{-A}^{+A} f(x) f(x+m) dx \quad (2)$$

と定義すると、これらの間には次の(3)式の Wiener - Khinchin の定理に示されるフーリエ変換の関係がある。

$$\Phi(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(m) \exp \{-2\pi i v m\} dm \quad (3)$$

したがって、ウィーナスペクトルと自己相関関数は数学的には一対一の対応をなし、粒状性の統計的性質はどちらを用いても表示できる。 $\phi(m)$ は $\Phi(v)$ と同様偶関数である。また、 m は相関距離と呼ばれ、 $m=0$ における自己相関関数の値はつねに最大で、実効値の自乗に等しく、 $m \rightarrow \infty$ におけるその値は平均値の自乗に等しい。

$f(x)$ に関して黒化度をとるか透過率をとるかについては、黒化度を $D = \log 1/T$ とすると黒化度の粒状成分 ΔD は

$$\begin{aligned} \Delta D &= D - \bar{D} = \log \left(1 + \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} \right) \\ &= -0.434 \left[\frac{\Delta T}{\bar{T}} - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T}{\bar{T}} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta T}{\bar{T}} \right)^3 - \dots \right] \\ &\approx -0.434 \frac{\Delta T}{\bar{T}} \end{aligned} \quad (4)$$

となり、 $\Delta T / \bar{T} \ll 1$ にすれば、 ΔD でも ΔT でも良いことになる。

$f_1(x)$ の粒状パターンが $r(x)$ の線像強度分布を有する系を通して $f_2(x)$ の粒状パターンに変化する時は、線型性と恒常性が満足されると、これらの関係は次の重ね合わせ積分で与えられる。

$$f_2(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x') r(x-x') dx' \quad (5)$$

そこで、両辺のウィーナスペクトルを考えるが、 $\Phi_1(v)$ と $\Phi_2(v)$ をそれぞれ $f_1(x)$ と $f_2(x)$ のウィーナスペクトルとすると、(5)式は

$$\Phi_2(v) = |R(v)|^2 \Phi_1(v) \quad (6)$$

になる。ここで、 $R(v)$ は $r(x)$ のフーリエ変換、すなわちレスポンス関数であり、(6)式は粒状性の伝達を空間周波数領域で表現したものである。この式は、写真フィルムを引き伸し器を用いて焼付ける時の光学系のボケの粒状性に対する影響を考える際に用いることができる。また、写真フィルムの粒状性をマイクロデンシトメーターで走査する時の走査開口の大きさや形状や光学系のボケの効果を考える時にも、必要な式である。

2-2. ウィーナスペクトルの測定法

写真フィルムの粒状パターンのウィーナスペクトルのアナログ的測定法の代表は、周波数分析器を用い

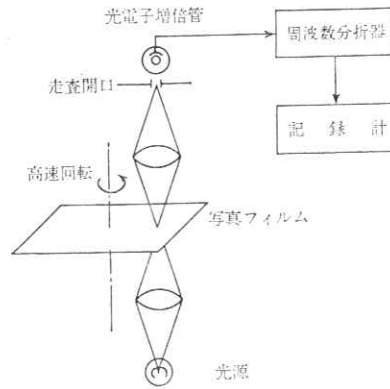
る高速円回転走査方式⁽⁸⁾である。

装置は第2図に示すごとく配置され、マイクロホトメーターの中でフィルムを高速回転させると、空間的な粒状パターンは電気信号に変換され、これを周波数分析して実効値を記録する。するとこの読みの自乗値がウィーナスペクトルである。この方式で得られるウィーナスペクトル $\Phi_M(\nu)$ は、2次元のもの $\Phi(\nu, \tau)$ と

$$\Phi_M(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\nu, \tau) d\tau \quad (7)$$

の関係にある⁽⁹⁾。ここで、積分は走査方向と垂直な空間周波数軸に行なり。この方式で、2次元のウィーナスペクトルの1断面 $\Phi(\nu, 0)$ を測定するには、細長いスリットを用いて走査しなければならない。この時、走査方向を狭く、走査に垂直な方向では長くする。走査は円回転の必要はなく直線でもよいが、測定する周波数の範囲が広い時、瞬間に全周波数領域を測定しおわることは実際上困難である。

ウィーナスペクトルの測定には、この他にフランホッフ回折を利用するもの⁽¹⁰⁾や、デンシトメーター走査曲線から数値計算するものなどがある。

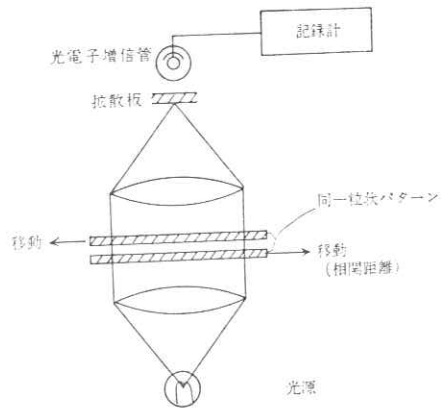


第2図 ウィーナスペクトルの測定法

2-3. 自己相関関数の測定法

自己相関関数の直観的でわかり易い測定法は、第3図に示すような光学相関器⁽¹¹⁾を用いるものである。試料の粒状パターンは、顕微鏡や引き伸し器を用いて拡大した2枚のネガフィルムからなっており、これを移動させながら透過光量の積分値を記録する。2枚のパターンの相対的移動量は相関距離 m に等しい。この方式で得られる相関関数 $\phi_M(m)$ は、2次元のもの $\phi(m, n)$ と $\phi_M(m) = \phi(m, 0)$ の関係にある。

自己相関関数の測定には、他の光学系⁽¹²⁾も考案されているし、ウィーナスペクトルの場合と同様に、走査曲線から数値計算するものなどがある。



第3図 自己相関関数の測定法

参 考 文 献

- 1) R₁C₁ Jones: J. Opt. Soc. Am., 45(1955)799
- 2) L₁A₁ Jones, N. Deisch: J. Franklin Inst., 190(1920)657
- 3) 菊地真一他編: 科学写真便覧(上) p. 106(1960)
- 4) E. M. Lowry: J. Opt. Soc. Am., 26(1936)65
- 5) L. A. Jones, G. C. Higgins: *ibid* 41(1951) 41および64
- 6) 大上進吾: 日本写真学会誌 22(1959) 38および91
- 7) S. Goldman (関訳): 情報理論(1963)
- 8) 大上進吾: 応用物理 29(1960)169
- 9) K. Doi: Jap. J. Appl. phys., 5(1966) 1213
- 10) 田村稔, 久保田広: 応用物理 26(1957)92
- 11) 大頭仁, 久保田広: *ibid* 26(1957)96
- 12) L. Kovasznay, A. Arman: Rev. Sci. Instr., 28(1957)793

II. Radiography における X 線量子の統計的ゆらぎ

大日本塗料・研究部 土 井 邦 雄

1. はじめに

近年、X線撮影は、放射線医学および工業用非破壊検査の分野で多くの目的に利用されている。この系における粒状性の主な原因は、X線量子の統計的ゆらぎに基づくものであることが最近わかってきた。この量子効果が、雑音や粒状性の最後の lower limit としてどのような物理測定系にも存在することは量子力学の誕生以来わかってきたことと考えられる。しかし、通常の instrumentation では、一般にもっとマクロな雑音や粒状性の原因の方が支配的である。そこで、改良と進歩の大きないくつかの分野では、ついに量子効果の影響する地点にまで到達したと考えることもできよう。X線撮影系の場合には、I.I. (image intensifier) 透視や増感紙を用いる直接撮影では量子効果の影響がすでに起っているが、間接撮影や鉛箔を用いる工業用非破壊検査ではまだ他の原因による粒状性の方が大きいようである。

量子効果や他の原因による粒状性の問題を取り扱う道具としては、フーリエ解析の手法が一般に用いられている。これには、光学の分野でレスポンス関数やウィーナ

ースペクトルなどに関する研究がすでに相当積み重ねられているので、これらが大いに役立っている。

ここでは、X線撮影系における粒状性について、次の2つを中心に述べる。1つは、量子効果がどのようにして雑音や粒状性の問題に影響を与えるかについてであり、他の1つはマクロな原因による粒状性と量子効果が共存する場合のそれぞれの原因の分離についてである¹⁾。

2. Radiography の構成と粒状性

2.1 Radiography の構成

最初に、この系の構成を簡単に述べる。Fig. 1 は間接撮影、直接撮影および透視における像変換・記録系の要素を示す。直接撮影が、以後中心になるので、これを例にとって説明する。

X線が被写体に曝射されると、被写体を構成する物質によるX線の吸収と散乱が起こる。そこで被写体を通り抜けるX線には被写体のネガ像に対応する強弱の模様ができる。このX線の強度分布を、蛍光体を塗膜にした増感紙 (intensifying screen) によって可視光附近の光強度分布に変換し、さらにこれを写真フィルムで検知・記録すると直接撮影ができあがる。ここで、系の効率をかせぐために、写真フィルムは両面に乳剤が塗布されており、前後におかれた2枚の増感紙でサンドイッチされ、両側からコンタクトプリントが行なわれる。

この系で使われるX線は、制動放射による連続X線で、一般に Fig. 2 に示すような鯨頭形のホワイトスペクトルである。この限界波長 λ_{min} は、X線管に印加する電圧を V とすると、 $\lambda_{min} = hc/eV$ で与えられ、極大波長 λ_d は大体 $\lambda_d \sim 1.5 \lambda_{min}$ である。

増感紙に用いられる蛍光体は、タングステン酸カルシウム (CaWO_4)、銀で付活した硫化亜鉛 ($\text{ZnS} : \text{Ag}$)、鉛で付活した硫酸バリウム ($\text{BaSO}_4 : \text{Pb}$) などであり、増感紙の構造は紙またはプラスチックの台紙の上に約 0.1~0.3 mm 厚の蛍光膜が塗布されたものである。X線撮影で増感紙が用いられる最大の理由は、系の感度を上げるためである。

R.H. Morgan²⁾ によると、増感紙を用いた

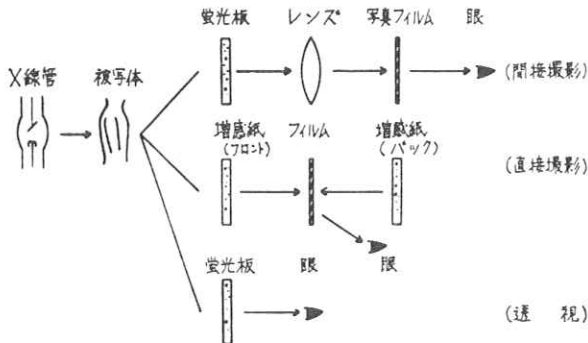


Fig. 1 間接撮影、直接撮影および透視における像変換・記録系

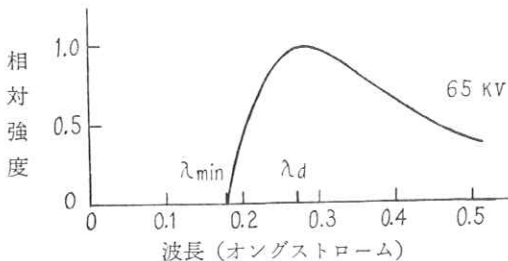


Fig. 2 X線のスเปクトル分布

時に写真フィルムの黒化度 1.0 を得るに要する X 線量は約 3 erg/cm^2 であるが、同一の写真フィルムを直接 X 線だけで黒化させると 100 erg/cm^2 のオーダーの X 線量が必要になる。これらの X 線量の比は、増感率と呼ばれ、増感紙の相対的なエネルギー変換効率を示す尺度として用いられている。市販の増感紙では、大体 20~80 の増感率である。

X 線から発光への蛍光体固有のエネルギー変換効率は、タングステン酸カルシウムの場合 J.W. Coltman *et al.*⁸⁾ によると、平均 0.22 \AA の X 線を用いた時 5.0% である。量子効率は、蛍光体の発光ピークが約 4400 \AA なので大体 1000 となる。つまり、1 個の X 線量子が増感紙に吸収されると約 1000 個の光子が放出されるということである。硫化亜鉛系の蛍光体では、タングステン酸カルシウムの数倍の効率があるといわれている⁴⁾。

2.2 粒状性に関する問題点

この系における粒状性に関する複雑な問題は、少なくとも 2 つある。1 つは、粒状性の原因が多く存在し、最終的に得られる 1 枚の写真フィルムにおいて、全体を占める各粒状原因の割合がわからないことである。これは、粒状性を改良しようとしても、マトの合った処置を能率よく行なうことができないという困難に通じている。他の 1 つは、一般写真系と共通の問題であるが、粒状性の視覚に対する効果が被写体と光学系の鮮鋭度によっても影響され、画質を一義的に定めることが困難なことである。

前者の問題における粒状性の原因について、K. Rossmann⁵⁾ の分類を Fig. 3 に示す。全体の粒状性を radiographic mottle と呼ぶが、これは大きくわけて写真フィルムの銀粒子による粒状性 (film graininess) とこれに像をプリントする増感紙の表面からの粒状性 (screen mottle) とからなっている。Screen mottle は、さらに増感紙の構造すなわち蛍光体粒子の配列や大きさによる粒状性 (structure mottle) と X 線量子の統計的ゆらぎによる粒状性 (quantum mottle) とを含んでいる。この事情は次のように説明される。もしも完全に均一な X 線が曝射された場合には、増感紙の構造による粒状性だけがプリントされるが、しかし、曝射される X 線に何か空間的な強弱の模様があれば、この模様は増感紙のレスポンス関数によるフィルター効果を受けてから写真フィルムにプリントされる。そこで、マクロには均一に曝射したはずの X 線にそのようなミクロな模様があるかどうかということになるが、このミクロな模様こそが X 線量子の統計的ゆらぎそのものである。

Fig. 3 中の radiographic mottle の $r_{T0} + r_T(x)$ は、

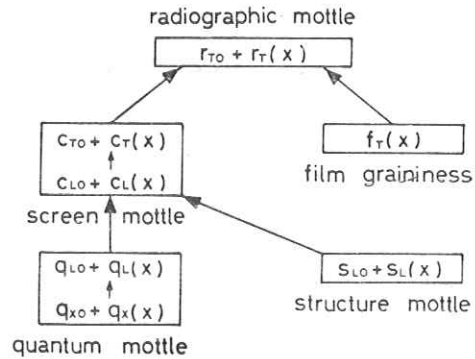


Fig. 3 Radiography における粒状性の分類

写真フィルムの透過率分布を示し、平均透過率を r_{T0} 、粒状性を示す成分を $r_T(x)$ とする。下附記号、 T, L および X は、それぞれ透過率、露光量および X 線量子に関するものを示し、これらの大きな領域での平均値には 0 を附す。これらについては、3 および 4 項で述べる。

X 線量子の統計的ゆらぎがこの系で問題になるのは、2.1 項に述べたように増感紙による X 線から光への量子効率が非常に高いことが 1 つの原因である。このため、radiography に必要な X 線量子の数はかなり少ない。H.M. Cleare *et al.*⁶⁾ によると、黒化度 0.6 を得るに要する曝射をした時の増感紙に吸収される X 線量子の数は、70 kv では $4.7 \times 10^4 \text{ photons/mm}^2$ 、180 kv では $2.7 \times 10^4 \text{ photons/mm}^2$ である。

粒状性の原因を追求した Eastman Kodak の H.M. Cleare *et al.*⁶⁾ は、系の効率を人工的に大幅に変えたり、モアレを観察するなどのいくつかの定性的な方法で粒状性を主観的に調べた。その結果、すべての定性的な実験を集めると、quantum mottle が支配的な粒状性の原因であると結論した。しかし、quantum mottle の粒状性に対する定量的な役割および X 線写真の全粒状性に占める割合は、求められなかった。

後日談になるが、X 線量子の統計的ゆらぎが radiography にもかなり存在すると始めて主張したのは、英国の G.M. Ardran で、今から約 14 年前のことだった。しかし、当時の彼の主張は革命的だとして受け入れられず、editor からはねつけられ、わずかに Atomic energy research establishment⁷⁾ に brief report が載っただけであった。それが、5 年前に Eastman Kodak がこの問題を取りあげてから始めて脚光をあびることになった。現在、この 2 つの論文を比べてみると、G.M. Ardran は、H.M. Cleare の行なった実験の主な部分、すなわち系の感度と主観的粒状性ととの比例的な関係について、全く同じ結果を得ていた。

これらの事情は、それまでマクロな原因による粒状性だけを考えていた人達にとって、X線量子の統計的ゆらぎを新たな粒状性の原因と考えることに、相当の抵抗があったことを示すものと考えられる。

粒状性の視覚に対する効果、つまり後者の問題については、实例を述べるにとどめ、ここでは深入りはしない。放射線医学の診断で、写真フィルムに現われている物理的な粒状性はほとんど同じと考えられるのに、診断する上に粒状性が気になる場合とあまり気にならない場合とがある。粒状性が問題になるのは、胆のうの造影撮影や腰椎の骨りょうの撮影などで、コントラストが低いかまたは微小構造の被写体の場合のようである⁹⁾。また、粒状性があまり問題にならないのは、骨折や奇形を調べる撮影および気管支や消化管の造影撮影などで、コントラストの高いものかまたは大きな構造の被写体の場合である。一方、これらを抽象化した実験、すなわち金属の平行線チャートや砂糖で作った特殊なチャートなどの像の検出を調べた結果⁹⁾によると、検出力を決定する因子は、粒状性がきく場合もあり、レスポンス関数がきく場合もありで、系の画質を単一尺度で評価することは非常に困難であることが示されている。

3. X線量子の統計的ゆらぎ

3.1 X線透視における Sturm-Morgan 効果

量子効果による粒状性を述べるまえに、X線透視の系で古くから知られている Sturm-Morgan 効果¹⁰⁾について述べておく。これは、“X線像増幅系における小さな被写体の識別度が、量子のゆらぎによって定まる”ことを示した理論で、粒状性の問題と密接な関係があると考えられるからである。

X線透視の一番簡単な方式は、Fig. 1 に示すような蛍光板を直接観察するものである。この系におけるX線量子または光量子の密度を次の6段階について、測定したり概算してみると Fig. 4 が得られる。

ここで、第1段階の蛍光板に放射されるX線量子の数について考えてみる。X線は、熱電子がX線管の対陰極に衝突して発生するが、これはランダムな過程である。つまり、1個の電子が1個のX線量子を発生するには、ある確率* にしたがってはいるが、個々の電子が確実にそうすることは不確定である。そこで、X線が発生する瞬間にゆらぎが発生する。このようなゆらぎは、被写体がX線を吸収する第2段階でも、さらに後に続くすべての段階でも発生する。これらの統計的なゆらぎは、それぞれ Poisson の分布にしたがうとみなそう。すると、

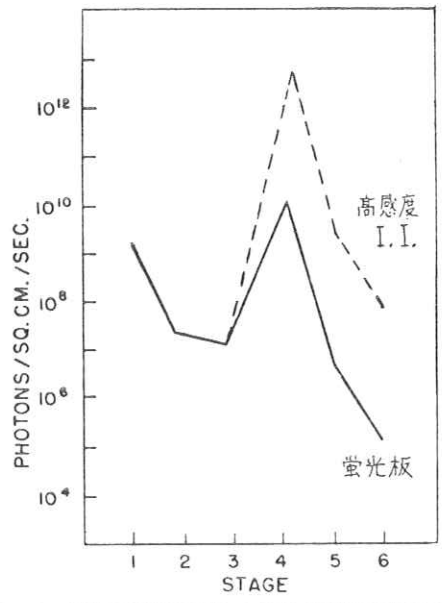


Fig. 4 腹部のX線透視における6段階の量子の密度

- 1: X線管から蛍光板へ放射されるX線量子の数
- 2: 被写体による吸収の後、透過するX線量子の数
- 3: 蛍光板で吸収されるX線量子の数
- 4: 蛍光板の表面から放出される光量子の数
- 5: 眼に入射する光量子の数
- 6: 網膜を刺げきする光量子の数

各段階における単位面積、単位時間あたりの平均量子数を \bar{n}_i とすると、それぞれの段階での標準偏差は $\sqrt{\bar{n}_i}$ である。次に、これらのゆらぎ源が互いに独立であると仮定する。この時、平均の全ゆらぎとしての標準偏差 s は、統計学の公式を用いて

$$s^2 = g_1^2 \bar{n}_1 + g_2^2 \bar{n}_2 + \dots + g_6^2 \bar{n}_6 \quad (1)$$

となる。ここで、 g_i は、 i 番目の段階から最終段階への変換係数で、X線撮影系では amplification factor と呼ばれており、

$$\bar{n}_1 g_1 = \bar{n}_2 g_2 = \dots = \bar{n}_6 \quad (2)$$

で定義される。(2)式を用ると、(1)式は

$$s^2 = \bar{n}_6^2 \left(\frac{1}{\bar{n}_1} + \frac{1}{\bar{n}_2} + \dots + \frac{1}{\bar{n}_6} \right) \quad (3)$$

となり、 s は \bar{n}_i の中で最も小さいものに強く支配されることがわかる。そこで最少の量子数の段階の amplification factor を g_0 とすると、 $s \approx \sqrt{g_0 \bar{n}_6}$ となる。

次に、被写体が識別できるためには^{**}

$$\Delta n'_0 \geq ks' \quad (4)$$

でなければならない¹¹⁾。ここで $\Delta n'_0$ は、目的とする被写体からとそれを囲む周囲からとの網膜を刺げきする光量子数の差であり、 k は 3 ~ 5 の比例定数で threshold contrast to fluctuation ratio と呼ばれている。網膜の

* 大体 0.01 程度である。
 ** s' は、小さな被写体から単位時間に放出され、網膜を刺げきする量子のゆらぎの標準偏差

残像時間を t , 被写体の直径を d , 蛍光板から単位面積, 単位時間に放出され網膜を刺げきする光子の密度を \bar{n}_0 とすると, 単位絵素あたりの全光子数は

$$\bar{n}_0' = \pi d^2 \bar{n}_0 t / 4 \quad (5)$$

となる。そこで, (4), (5)式と s' , および被写体のコントラスト $C = \Delta n'_0 / \bar{n}_0'$ を用いれば, 結局

$$d \geq \frac{2k}{C} \sqrt{\frac{g_a}{\pi \bar{n}_0 t}} \quad (6)$$

を得る。これが, R.E. Sturm と R.H. Morgan によって最初に導かれた式である。等号は識別限界の被写体のコントラストと大きさの関係を与えており, n_0, g_a, t および k と結びつけられている。(6)式の実験との比較を, Fig. 5 に示す。ここで, $n_0 = 1.0 \times 10^8$ photons in retina/sec·mm² of screen, $g_a = 1, t = 0.2$ sec, $k = 5$ を用いているが, これは腹部の透視の条件に相当する。点線は計算値であり, 実線が実験値である。中位の大きさの被写体では, 理論と実験がよく一致しているが, 小さなものと大きなもの両側では理論値から大きくはずれ識別度は低下している。この理由は, 蛍光板や視覚系のレスポンス関数がきいてくるためであると説明されている。最近では R.H. Morgan¹³⁾ によって, 時間および空間周波数特性を考慮した新しいモデルが提案されている。

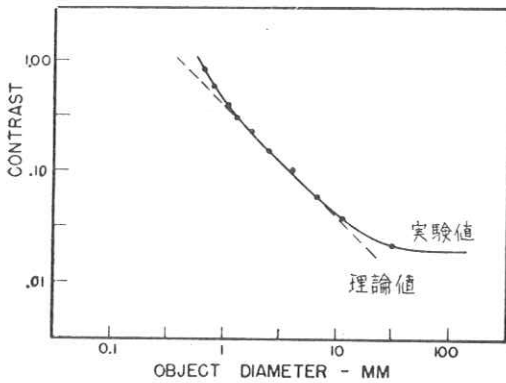


Fig. 5 識別限界における被写体のコントラストと寸法の関係

次に, 再び Fig. 4 の説明にもどるが, 通常の蛍光板を用いる X 線透視では, 最少の量子数は第 6 段階の網膜を刺げきする過程である。つまり, 蛍光板の暗いことが, この系の識別度を支配していると考えられる。そこで, ここに高感度の I.I. などを用いて明るさをおせば, 識別度は向上してゆく。しかし, Fig. 4 の点線のように第 6 段階の量子数が, 第 3 段階をこえてしまうほどに増幅されると, もう高感度 I.I. の効果はなくなり, 識別度は第 3 段階に含まれる X 線量子の数によってきまってしまう。

実際には, I.I. とイメージオルシコン管を組み合わせた X 線テレビ系では, X 線強度を下げ, 感度を上げてゆくと, 画面に X 線量子の統計的ゆらぎによるざらつきが観察され, 識別度は向上してゆかないようである。

3.2 粒状性に対する量子効果の影響

X 線量子の統計的ゆらぎは, X 線束が空間におかれた平面で吸収される時, この平面における場所的な密度のゆらぎとなり, これが粒状性として認識されている。この効果は, 統計熱力学から得られる光子のゆらぎの 1 種と考えることができる。黒体放射において, 周波数 ν の単位周波数幅 $d\nu$ についてのエネルギー密度のゆらぎの自乗平均値は, 次のよく知られた Einstein の式で与えられる¹³⁾。

$$(\overline{\Delta E})^2 = h\nu \bar{E} + \frac{c^3}{8\pi\nu^2 d\nu V} (\bar{E}^2) \quad (7)$$

ここで, V は空洞の体積, \bar{E} は平均エネルギーである。この式は, 黒体放射だけでなく Bose 粒子について適用されるので, ここで述べる X 線の場合にも用いることにする。この第 1 項は, 光の粒子性に基づくゆらぎで, 第 2 項は波動性に基づくゆらぎである。R.H. Brown と R.Q. Twiss¹⁴⁾ が観測した光子のゆらぎの相関は, この第 2 項によるものでコヒーレンスと関係しているが, ここで問題にするゆらぎは第 1 項に関するものでショットノイズと呼ばれている。次に, 第 2 項に対する第 1 項の比を

$$\delta = \bar{E} c^3 / 8\pi h \nu^2 d\nu V \quad (8)$$

とすると, これは光子のゆらぎの中で, 波動性に基づくゆらぎの成分の含まれている割合を示す尺度である。可視光 ($\nu = 6 \times 10^{14}$ cps) では, $\delta \sim 3 \times 10^{-4}$ であり, マイクロ波 ($\nu = 10^{10}$ cps) では, $\delta \sim 10^{10}$ と概算されているが¹⁵⁾, これを波長 0.3 \AA の X 線の場合について, 周波数の変化だけがあったとして形式的に適用してみる。すると, $\nu = 10^{19}$ cps として $\delta \sim 10^{-16}$ となる。これから, X 線の領域では, 波動性によるゆらぎはほとんど観測にわからないであろうことがわかる。そこで, (7)式の第 2 項を省略し, 両辺を \bar{E}^2 で割って単位体積あたりの光子の数 \bar{n} で書けば

$$\frac{(\overline{\Delta E})^2}{\bar{E}^2} = \frac{1}{\bar{n}} \quad (9)$$

となる。これは, Poisson 分布にしたがう古典粒子のゆらぎに等しい。

次に, もしも波動性によるゆらぎが観測されるとき時の様子を概算しておこう。まず, ゆらぎの相関が観測可能な領域の大きさは, 空間的にコヒーレントな領域で決まる。X 線管焦点の分布を円形で半径 ρ とみなし, X 線の検出器との距離を R とし, 準単色光の状態ならば,

Van Cittert-Zernike の定理から、コヒーレントな領域の大体の大きさは $P_1P_2=0.16R\bar{\lambda}/\rho$ である¹⁶⁾。これに、 $\rho=1\text{ mm}$, $R=200\text{ cm}$, $\bar{\lambda}=0.3\text{ \AA}$ を用いると、 $P_1P_2\sim 100\text{ \AA}$ となる。一方、bunching 効果が観測される時間々隔は、時間的にコヒーレントな間隔以内である。コヒーレントな時間 τ は、X 線の周波数幅 $\Delta\nu$ と比べて、 $\tau\ll 1/\Delta\nu$ である¹⁷⁾。そこで、 $\nu\sim 10^{19}\text{ cps}$, $\Delta\lambda/\lambda\sim 10^{-5}$ とすると、大体 $\tau\ll 10^{-14}\text{ sec}$ となる。これらの X 線の領域での概算結果は、波動性によるゆらぎがあったにしても、それを検出することは今のところ大変困難であることを示していると考えられる。

次に、ゆらぎを粒状性として自己相関々数やウィーナスペクトル¹⁸⁾などで記述することを試みる。簡単のため 1 次元において粒状性として Fig. 3 の $r_{T0}+r_T(x)$ を例にとれば、ウィーナスペクトルは、

$$\Phi[\nu : r_T(x)/r_{T0}] = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} |R(\nu)|^2 \quad (10)$$

$$R(\nu) = \int_{-X}^X \{r_T(x)/r_{T0}\} \exp\{-2\pi i\nu x\} dx \quad (11)$$

で与えられる*。 (10) 式の棒線は集合平均をとることを意味している。自己相関々数は

$$\phi[\tau : r_T(x)/r_{T0}]$$

$$= \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^X \{r_T(x+\tau)/r_{T0}\} \{r_T(x)/r_{T0}\} dx \quad (12)$$

で定義され、ウィーナスペクトルとは次のフーリエ変換の関係にある。

$$\Phi[\nu : r_T(x)/r_{T0}]$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \phi[\tau : r_T(x)/r_{T0}] \exp\{-2\pi i\nu\tau\} d\tau \quad (13)$$

次に増感紙に X 線が曝射される時、これに吸収される X 線を 2 次元平面への入力のごとく考えて、このウィーナスペクトルを求める。増感紙の蛍光膜の厚さと、これに垂直な方向の単位面積でできる領域を単位体積とする。この単位体積に吸収される X 線量子の数は、(9) 式のゆらぎを持つ Poisson 分布にしたがう。そこで、これを蛍光膜の単位面積に対する入力と考える。次に、(9) 式と入力のゆらぎの自己相関々数とを比べて、 $\Delta E/\bar{E}$ は $q_X(x)/q_{X0}$ に対応するから、(9) 式は自己相関々数の原点 $\mathbf{r}=0$ における値そのものに等しい。一方、X 線量子の分布は全くランダムだから、自己相関々数がゼロでない相関距離は X 線量子のひろがりの範囲しかおよばない。また、X 線量子の大きさは他の粒状性の原因と比べれば点状である。そこで自己相関々数はデルタ関数とみなせる。結局、X 線量子の統計的ゆらぎの自己相関々数は

* これ以後用いる ν は、空間周波数 (mm^{-1}) であり、 τ は相関距離 (mm) である。

$$\Phi[\mathbf{r} : q_X(\mathbf{x})/q_{X0}] = (\bar{n})^{-1} \delta(\mathbf{r}) \quad (14)$$

となる。これをフーリエ変換して、ウィーナスペクトルは

$$\Phi[\nu : q_X(\mathbf{x})/q_{X0}] = (\bar{n})^{-1} \quad (15)$$

を得る。

X 線量子の統計的ゆらぎを、増感紙への入力と考えると、増感紙からの光強度分布の出力は、増感紙のレスポンス関数 $I(\nu)$ を用いれば

$$\Phi[\nu : q_L(\mathbf{x})/q_{L0}] = \Phi[\nu : q_X(\mathbf{x})/q_{X0}] \cdot |I(\nu)|^2 \\ = (\bar{n})^{-1} |I(\nu)|^2 \quad (16)$$

となる。ここで、光強度分布に対しては、量子数が 10^8 程度多くなっているため連続分布のモデルを用いている。

粒状性の評価に S/N 比が用いられる時には、noise の成分として標準偏差を用いると

$$S/N = \{\phi_a(0)\}^{-1/2} \quad (17)$$

$$\phi_a(0) = \frac{2}{\pi \bar{n} a^2} \int_0^{\infty} |I(\nu)|^2 \frac{J_1^2(2\pi a \nu)}{\nu} d\nu \quad (18)$$

から求められる。ここで、粒状性の信号は半径 a の円形開口で走査され、増感紙のレスポンス関数は等方的であると仮定した。 S/N 比は、 $I(\nu)$ を与えれば直ちに計算される。X 線撮影系に含まれる $I(\nu)$ としては、増感紙¹⁹⁾ や蛍光板²⁰⁾ では指数関数近似が用いられており、I.I.²¹⁾ はガウス分布に近いようである。そこで、これらの 2 つの分布の場合の S/N 比は

$$S/N = \sqrt{\bar{n}} w_{\frac{1}{2}} N(z) \quad (19)$$

と求められている²²⁾。ここで、 $w_{\frac{1}{2}}$ は線像強度分布の半値幅とし、 $z = a/w_{\frac{1}{2}}$ である。 $N(z)$ については、 $I(\nu)$ が指数関数分布とガウス分布と異なるが、それぞれ

$$N_E(z) = \sqrt{\pi} z [1 - (\sqrt{1+z^2}/\pi z^2) \{K(2z/\sqrt{1+4z^2}) \\ - E(2z/\sqrt{1+4z^2})\}]^{-1/2} \quad (20)$$

$$N_G(z) = \sqrt{\pi} z [1 - \exp(-z^2 \ln 2) \{I_0(z^2 \ln 2) \\ + I_1(z^2 \ln 2)\}]^{-1/2} \quad (21)$$

である。ここで、 K , E は第 1 種および第 2 種完全楕円積分であり、 I_0 , I_1 は第 1 種の変形された Bessel 関数を示す。

次に、ここで求めた (15), (16) 式は、X 線から光への変換器である増感紙を linear filter とみなした仮定に基づいている。G. Lubberts²³⁾ は、これをもっと厳密に考慮してウィーナスペクトルを求めた。その考え方は、“増感紙に吸収される X 線量子は、膜厚方向にもランダムに分布し、任意の蛍光膜内で蛍光体と相互作用を起こして、その地点が光源となって光を放出する”とするものである。次に、得られた結果を示す。増感紙の表面上にとった空間軸と空間周波数軸の極座標の動径方向の成分を、それぞれ r , u とする。増感紙の表面から膜厚方

向にとった距離を y , その微小厚さを dy とし, この dy の中で X 線が吸収され光を放出した時に, 表面で観測される光強度分布を $P(r, y)$ とすると, ウィーナスベクトルは

$$\Phi(u) = \text{const.} \times \int_{d_1}^{d_2} \left[\int_0^{\infty} P(r, y) J_0(2\pi ur) r dr \right]^2 dy \quad (22)$$

となる. ここで, d_1, d_2 はそれぞれ表面から保護膜および蛍光膜の終端までの厚さであり, $P(r, y)$ と $\Phi(u)$ は等方的である. $P(r, y)$ に簡単な関数を用いて (22) 式を数値計算した結果と linear filter の仮定で計算したものととの比較では, 両者はあまり異なっていないようである.

なお, X 線量子の統計的ゆらぎは, ウィーナスベクトル測定装置の calibration に利用することができそうである. そのためには (16) 式が用いられる. 高感度の増感紙を用いて写真フィルムを一樣露光し, 同時にシンチレーションカウンターで増感紙に吸収される単位面積あたりの X 線量子数 \bar{n} をかぞえる. 現像後の写真フィルムに記録されている粒状性の低空間周波数のウィーナスベクトルは, $\gamma^2(\bar{n})^{-1}$ となる. ここで, γ は写真フィルムの階調であり, $|I(\nu)|^2 \sim 1.0$ とみなし, 写真フィルムなどの粒状性は省略する.

4. 粒状性の原因の分離

Radiography で得られる 1 枚の写真フィルムには, 2.2 で指適した Fig. 3 に示される 3 種類の粒状性が共存している. ここでは, (1) それらがどのようにして全体を構成しているかを討議し, それから, (2) 各々の粒状性を独立に観測し, その後, (3) 全体から各要素の成分を分離して各々の含まれる割合を求めるを行なう.

4.1 粒状性の伝達と変換過程

4.1.1 Additive process

Radiographic mottle は, film graininess と screen mottle からなり, 増感紙の粒状発光パターンは, 一般の光学像が撮影されるのと同様に写真フィルムに記録される. Film graininess は, 写される像とは独立であるから, これらの関係は次式の線型結合で与えられる.

$$r_{T0} + r_T(x) = c_{T0} + c_T(x) + f_T(x) \quad (23)$$

ここで, 入力像のボケは $c_T(x)$ に含まれ, c_{T0} は r_{T0} と等しい. 入力像の空間的な分布のこまかさ, film graininess と同程度になってくると, (23) 式は成立しないが, X 線写真では成立していると考えられる.

4.1.2 Multiplicative process

Structure mottle は, 増感紙の蛍光体の大きさと分布状態およびその配列の仕方などの表面構造によってきまり, これのフィルムへの記録は, 巨視的には入力, すなわち quantum mottle に比例する. したがって,

structure mottle および quantum mottle の関係は, 次式の積の形で与えられると仮定する. そこで, screen mottle は,

$$c_{L0} + c_L(x) \simeq \{q_{L0} + q_L(x)\} \cdot \{s_{L0} + s_L(x)\} \quad (24)$$

であるが, c_{L0}, q_{L0} および s_{L0} は, 一枚の写真フィルムで, 同一の物理的内容を表わしており, $c_{L0} = q_{L0} = s_{L0}$ とすると, (24) 式は,

$$c_{L0} + c_L(x) = c_{L0} + q_L(x) + s_L(x) + q_L(x) \cdot s_L(x) / c_{L0} \quad (25)$$

となる. (23) 式との差は, 右辺の第 4 項だけであり, これは, 2 つの粒状性から生じたもので, これを interaction mottle と名づける.

4.1.3 Degradation process

増感紙に入射する X 線量子のゆらぎは, 蛍光体によって, 感光乳剤の感度領域内にある光強度分布に変換されるが, 同時に X 線量子の入力信号は, 増感紙の光学的な拡散の影響を受ける. そこで, 光強度のゆらぎの出力は,

$$q_{L0} + q_L(x) = \eta \cdot \left\{ q_{X0} + \int_{-\infty}^{\infty} q_X(x') \cdot i_s(x-x') dx' \right\} \quad (26)$$

となる. ここで, η は, 量子効率であり, 吸収される X 線と放出される光との量子数の比を示す. $i_s(x)$ は, 増感紙の線像強度分布を示し,

$$\int_{-\infty}^{\infty} i_s(x) dx = 1 \quad (27)$$

と正規化する.

4.1.4 Conversion process

増感紙の発光から写真フィルムの透過率への変換には, 定数 k_0 および γ を用いて, $c_{T0} = k_0 c_{L0}^{-\gamma}$ の関係を仮定し, $c_{L0} \gg c_L(x)$ とすると,

$$c_{T0} + c_T(x) \simeq c_{T0} - \gamma c_{T0} c_L(x) / c_{L0} \quad (28)$$

となる. この条件は, 大面積のスリットでフィルムを走査すれば実現する.

結局, radiographic mottle は, (28) 式から (23) 式を用いると,

$$\begin{aligned} r_{T0} + r_T(x) &= c_{T0} \\ &- \gamma c_{T0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_X(x')}{q_{X0}} \cdot i_s(x-x') dx' + \frac{s_L(x)}{s_{L0}} \right. \\ &\left. + \frac{s_L(x)}{s_{L0}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_X(x')}{q_{X0}} \cdot i_s(x-x') dx' \right\} + f_T(x) \end{aligned} \quad (29)$$

となる. つぎに, これのウィーナスベクトルは,

$$\begin{aligned} \Phi[\nu; r_T(x)] &= \gamma^2 c_{T0}^2 \{ \Phi[\nu; q_X(x)/q_{X0}] \cdot |I(\nu)|^2 \\ &+ \Phi[\nu; s_L(x)/s_{L0}] + \Phi[\nu; s_L(x) \cdot q_L(x)/s_{L0} \cdot q_{L0}] \} \\ &+ \Phi[\nu; f_T(x)] \end{aligned} \quad (30)$$

であるが, cross term はすべて省略した. ここで $I(\nu)$ は, 増感紙のレスポンス関数

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} i_s(x) \cdot \exp(-2\pi i\nu x) dx \quad (31)$$

である。上記 30 式は、radiographic mottle における 4 個の粒状原因の空間周波数領域での関係を示しており、各項の値を知れば、radiographic mottle に占める各粒状原因の全体への寄与が定量的に求められる。

ウィーナースペクトルの評価には、横軸に関する空間周波数成分および縦軸のパワー成分の両者の考慮が必要であり、これを分離して考えるために、正規化した関数と 4 個の定数を用いて 30 式を書き換えると、

$$\begin{aligned} \Phi[\nu : r_T(x)] = & k_1 \cdot \Phi_0[\nu : q_X(x)/q_{X0}] \cdot |I(\nu)|^2 \\ & + k_2 \cdot \Phi_0[\nu : s_L(x)/s_{L0}] + k_3 \cdot \Phi_0[\nu : s_L(x) \cdot q_L(x) / \\ & s_{L0} \cdot q_{L0}] + k_4 \cdot \Phi_0[\nu : f_T(x)] \end{aligned} \quad (32)$$

となる。ただし、正規化関数は、

$$\begin{aligned} \Phi_0[\nu : q_X(x)/q_{X0}] \\ = \Phi[\nu : q_X(x)/q_{X0}] / \Phi[0 : q_X(x)/q_{X0}] \end{aligned}$$

の形で定義する。そこで、各粒状原因のウィーナースペクトルを独立に正規化した形で求めておき、各スペクトルがその形あるいは広がる空間周波数領域を異にすれば、スペクトル成分の分離ができ、そして各粒状原因の割合が求められる。

4.2 ウィーナースペクトルの測定結果

4.2.1 測定装置

写真フィルムのウィーナースペクトルは、電気的周波数分析器を用いる方法²⁴⁾によって測定した。装置は、Fig. 6 に示すように、高速回転台を有するマイクロデシメーター、一定のフィルター帯域幅を持つ周波数分析器および記録計からなる。周波数および記録された出力は、標準発振器および実効値電圧計で較正し、ウィーナースペクトルは、記録値の自乗から求められた。回転台の速度は、2 rps であり、回転半径は、0~50 mm まで連続的に可変である。走査開口は、二次元ウィーナースペクトルの断面をとるために、 $2\mu \times 500\mu$ の細長いスリットを用い²⁵⁾、その長さ方向を走査方向と直角にした。測定精度の標準偏差は、4%以下である。

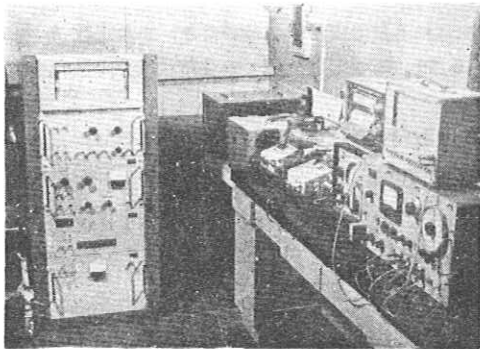


Fig. 6 ウィーナースペクトル測定装置

4.2.2 Radiographic mottle と film graininess

フィルムは、富士 KX フィルムを片面の状態で用い、また増感紙は、Table 1 に示す 3 種の増感紙を片面、フロントの状態で使用した。Film graininess だけを示すフィルムを得るには、フィルムと増感紙は密着不良の状態では露光された。X線は、70 KVP (1 mm Al フィルター) で、Al の半価層が 2.0 mm である。ウィーナースペクトルの測定結果を Fig. 7 に示す。密着不良で、均一な光によって露光したフィルムのウィーナースペクトルは、用いた増感紙に依存せず、これは film graininess を示す。低空間周波数での film graininess と radiographic mottle との差は、screen mottle によって生じたものである。

Table 1 試験された 3 種の増感紙

増感紙	螢光体	増感紙のタイプ
A	タングステン酸カルシウム	高鮮鋭度タイプ (Kyokko FS, フロント)
B	タングステン酸カルシウム	高感度タイプ (Kyokko HS, バック)
C	銀で付活した硫化亜鉛	高感度タイプ (Kyokko SS, フロント)

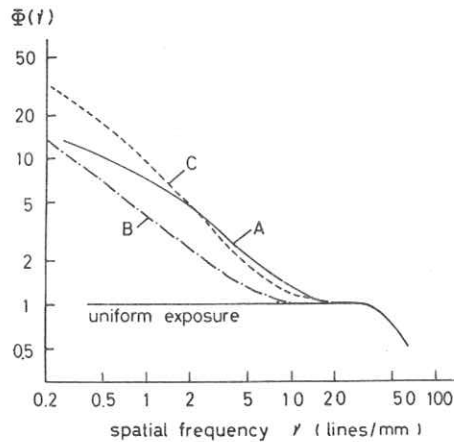


Fig. 7 Radiographic mottle と film graininess のウィーナースペクトル

4.2.3 Structure mottle

増感紙の粒状発光パターン、すなわち structure mottle だけを取り出すには、quantum mottle と film graininess の含まれない状態で撮影されねばならない。このために、増感紙の発光の観察には、光学系を用いた 20 倍の拡大と低感度微粒子乾板 (富士プロセス) を使用

した。撮影には、通常のX線撮影条件より 10^4 倍以上の露出X線量を要し、その結果得られた写真は2回の独立な撮影で完全に再現することが確認された。これは、X線量子のゆらぎが含まれていないことを意味する。得られた写真を Fig. 8 に、またこれのウィーナスペクトルを Fig. 9 に示す。増感紙の蛍光体の粒子は、約 $3 \sim 10 \mu$ であるので、このウィーナスペクトルは、大体蛍光体粒子径に依存するものと考えられる。

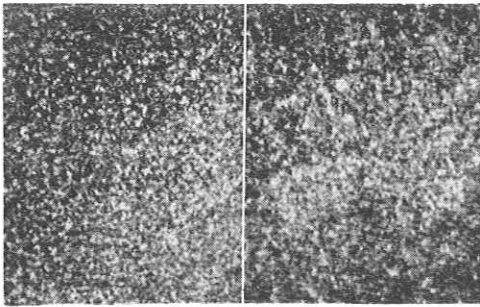


Fig. 8 増感紙(B)と(C)の粒状発光パターン

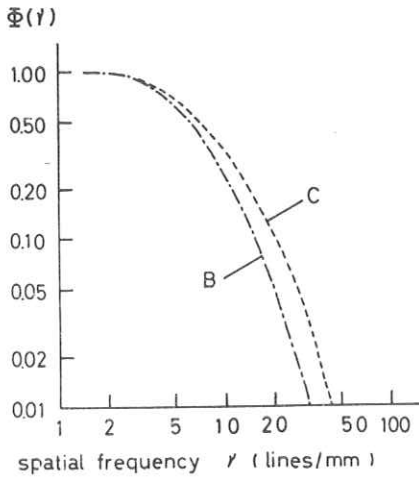


Fig. 9 Structure mottle のウィーナスペクトル

4.2.4 Quantum mottle

Quantum mottle のウィーナスペクトルについては、3.2 で詳しく述べたように、そのスペクトル成分は、増感紙のレスポンス関数の自乗で定まる。

増感紙のレスポンス関数は、線像のフーリエ変換によって求めた²⁶⁾。フィルムと密着した増感紙に鉛製の 30μ 幅スリットを通してX線曝射し、現像後、マイクロデンストメーターでトレースされた線像強度分布を特性曲線によって変換し、その後、レスポンス関数は、計算機を用いて数値積分によりフーリエ変換して求めた。この測定精度の標準偏差は3%以下である。得られた結果を Fig. 10 に示す。

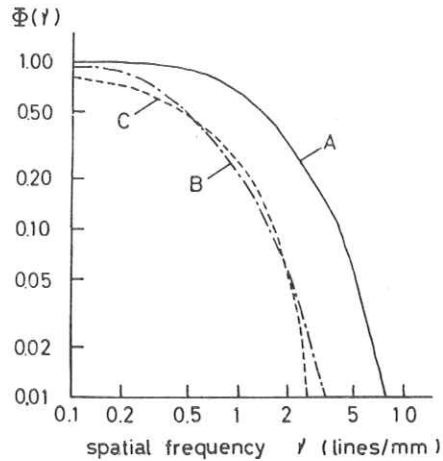


Fig. 10 Quantum mottle のウィーナスペクトル

4.2.5 Interaction mottle

空間周波数領域での interaction mottle を与える structure mottle と quantum mottle との関係は、convolution 積分で与えられる。Fig. 9 および Fig. 10 の structure mottle と quantum mottle のスペクトル成分を比較すると、その空間周波数範囲が約1桁異っており、第1次近似をとれば、interaction mottle のスペクトル成分は、structure mottle とほとんど同じになる。つまり、この2者をスペクトル成分から分離することはできない。また、interaction mottle は、高次の項であるから、radiographic mottle への寄与は、他の項よりも小さくなる。この2つの理由から、multiplicative process の25式の右辺の第4項を無視し、これを近似的に additive process と見なすことができる。つまり、これは structure mottle と quantum mottle を互いに独立な現象と考えてよいという根拠を与える。

以上の基本的な実験事実と討議から、32式は

$$\begin{aligned} \Phi(\nu : r_T(x)) = & k_5 \cdot |I(\nu)|^2 + k_6 \cdot \Phi_0(\nu : S_L(x)/S_{L0}) \\ & + k_7 \cdot \Phi_0(\nu : f_T(x)) \end{aligned} \quad (33)$$

に書きかえられる。ここで、各スペクトル成分は、すべて実測される量で表わすことができ、また定数 k_5, k_6 および k_7 は、零空間周波数での各粒状成分の割合を示している。

4.3 相対的粒状性寄与率の関式分離

Radiographic mottle を占める各粒状原因の成分の抽出には、計算および実験から得たウィーナスペクトルの比較に基づく関式解法を用いる。そして、この方法は、増感紙Aの場合について説明する。

まず第1に screen mottle は、radiographic mottle から film graininess を引くことによって求められる。これを、Fig. 11 に示す。得られた screen mottle のウ

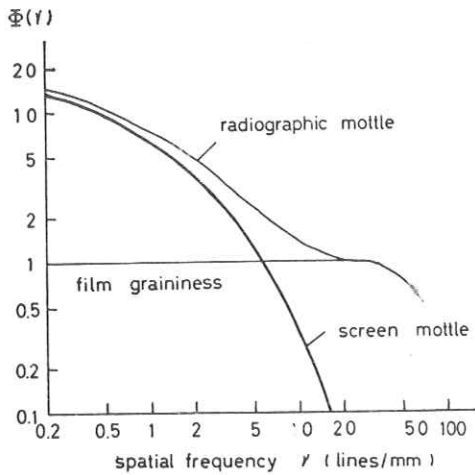


Fig. 11 Radiographic mottle から screen mottle の分離

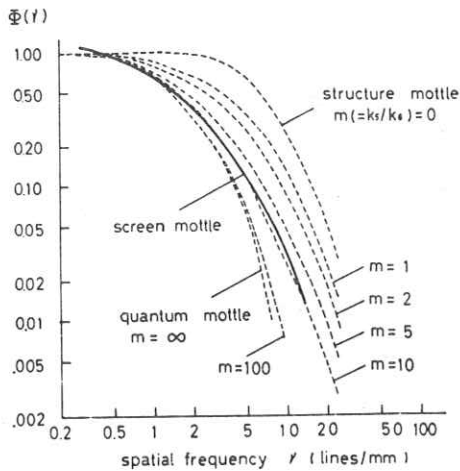


Fig. 12 Screen mottle の計算 (点線) と実験 (実線) との比較

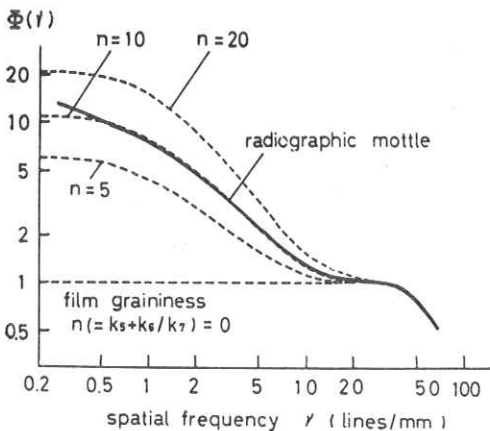


Fig. 13 Radiographic mottle の計算 (点線) と実験 (実線) との比較

ウィーナスpekトルは、33式の右辺の第1項および第2項の quantum mottle と structure mottle を含んでいる。

つぎに、screen mottle を占める上記2者の割合を求めるために、Fig. 9 と Fig. 10 の正規化された quantum mottle と structure mottle のウィーナスpekトルを任意の割合 (k_5 と k_6 の割合) で加算した screen mottle のウィーナスpekトルを計算する。これを Fig. 11 から求めた実験値と比較すると Fig. 12 が得られる。ここで、 $m = k_5/k_6$ を用いて、quantum mottle と structure mottle との比を変化させている。この計算と実験との比較で、spekトルの形が最も良く一致するものは $m = 10$ である。

最後に、radiographic mottle を占める screen mottle と film graininess との割合を求めるために、Fig. 12 と同様のウィーナスpekトルの計算と実験との比較を行なう。計算から求める曲線は、film graininess と Fig. 12 で求められた screen mottle の計算値との任意の割合の加算から得られる。そこで、 $n = k_5 + k_6/k_7$ を用いて film graininess と screen mottle との比を変化させ、実測の radiographic mottle と比較すると、Fig. 13 が得られる。最も良く一致するものは $n = 10$ である。

結局、 m および n の値から34式で得られる k_5 , k_6 および k_7 の相対的な割合は、quantum mottle, structure mottle および film graininess の radiographic mottle への寄与の比を示す。

$$k_5 \approx \frac{mn}{mn+m+n+1}$$

$$k_6 \approx \frac{n}{mn+m+n+1} \quad (34)$$

$$k_7 \approx \frac{m+1}{mn+m+n+1}$$

同様のウィーナスpekトル解析の方法が、増感紙B およびCにも応用され、それらについて求められた m , n , k_5 , k_6 および k_7 の各定数を Table 2 に示す。これから、X線写真においては、X線量子の統計的ゆらぎが、最も支配的な粒状性の原因であると結論され、その効果は実験された3種の場合には、83~92%にもおよび。しかし、ここで求めた数値は、零空間周波数における値だけを示すものである。ウィーナスpekトルの評価には、空間周波数成分をも含ませることを忘れてはならないが、X線写真では、一般にフィルムを直接肉眼観察すること、およびこの系のレスポンス関数が高空間周波数の被写体の伝達を防いでいることから、粒状性の評価は低空間周波数の成分だけを考慮すれば良いと考えられ

Table 2 Radiography における各粒状性の原因の相対的な寄与率

増感紙	m	n	radiographic mottle	quantum mottle (k_6)	struture mottle (k_8)	film graininess (k_7)
A	10	10	110 (100)	91 (83)	9 (8)	10 (9)
B	20	12	130 (100)	114 (88)	6 (4)	10 (8)
C	20	30	310 (100)	286 (92)	14 (5)	10 (3)

る。そこで、radiographic mottle の評価には、零空間周波数の値が、良い指示を与える。しかし、増感紙のレスポンス関数が、低空間周波数領域で大きく変化している場合には、この領域まで拡張して粒状性を評価しなければならない。

5. おわりに

Radiography における粒状性として、最近X線量子の統計的ゆらぎがその主な原因と考えられるようになってきた。ここでは、X線量子の統計的ゆらぎが、どのようにして粒状性としてあらわれるかを述べ、またこれが、全体の粒状性の中にどの程度含まれているかを求めた。

将来、radiography においては、X線像から可視像への高感度の変換器が次々に登場してくると考えられるが、この時、X線量子の統計的ゆらぎは、今よりももっと深刻な問題点となるであろう。それは、X線量子の統計的ゆらぎがあらわれる時に、次の2つの性質をもっているからである。第1は、系の高感度化とX線量子の統計的ゆらぎのあらわれやすさが比例的な関係にあることである¹⁾。第2は、系が再現する被写体のスペクトルと量子効果による粒状性のスペクトルが、ほとんど同じになってしまうことである。そこで、スペクトルの相異から粒状性を改良することは困難であると考えられる。

文 献

- 1) 土井邦雄, 大頭仁: 応用物理 35 (1966) 804.
- 2) R.H. Morgan: *Physical Foundations of Radiology* (Edited by O. Glasser) (Harper & Row Publishers, 1963) p. 117.
- 3) J.W. Coltman *et al.*: J. Appl. Phys. 18 (1947) 530.
- 4) 牧島象二 *et al.*: 物性における光学的問題・塑性

(共立出版, 1958) p. 173.

- 5) K. Rossmann: Am. J. Roentgenology 90 (1963) 863.
- 6) H.M. Cleare *et al.*: *ibid* 88 (1962) 168.
- 7) G.M. Ardran *et al.*: Atomic energy research establishment report MED/R (1954) 1385.
- 8) 竹中栄一: 私信
- 9) K. Rossmann: Am. J. Roentgenology 97 (1966) 772.
- 10) R.E. Sturm, R.H. Morgan: *ibid* 62 (1949) 617.
- 11) A. Rose: J. Opt. Soc. Am. 38 (1948) 196.
- 12) R.H. Morgan: *Diagnostic Radiologic Instrumentation, Modulation Transfer Function* (Edited by R.D. Moseley *et al.*) (C.C. Thomas Publisher, 1965) p. 61.
- 13) 朝永振一郎: 量子力学, I (みすず書房, 1958) p. 54.
- 14) R.H. Brown, R.Q. Twiss: Proc. Roy. Soc. A 248 (1958) 201.
- 15) 久保田広 *et al.*: 応用物理 33 (1964) 67.
- 16) M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics* (Pergamon Press, 1964) p. 511.
- 17) L. Mandel: *Progress in Optics* (Edited by E. Wolf) (North-Holland Publishing Co., 1963) p. 183.
- 18) E.L. O'Neill: *Introduction to Statistical Optics* (Addison-Wesley Publishing Co., 1963) Chap. 7.
- 19) 平城実, 土井邦雄: 極光 X-Ray No. 21 (1967) 13.
- 20) 土井邦雄, 佐柳和男: 応用物理 33 (1964) 721.
- 21) 長谷川伸: *ibid* 35 (1966) 103.
- 22) 土井邦雄: 第19回日本医学放射線学会物理部会 (1968).
- 23) G. Lubberts: *Thesis*, The University of Rochester (1967).
- 24) 大上進吾: 応用物理 29 (1960) 169.
- 25) K. Doi: Jap. J. appl. Phys. 5 (1966) 1213.
- 26) 土井邦雄: 応用物理 35 (1966) 559.

討 論

木下幸次郎：頁3，右側下より20行目

H. M. Cleare et al の結論は，

「その結果，すべての定性的な実験を集合すると，quantum mottle が支配的な粒状性の原因であると結論した」とあるが，

H. M. Cleare et al の論文では

p. 173 の右側 conclusion の所では

"The screen mottle observed on high speed X-ray films exposed with fluorescent intensifying screens arises primarily from statistical fluctuations in the spatial distribution of the absorbed X-ray photons (quantum mottle) and....."

とあって，高感度フィルムを用いる撮影の場合と断っている。この但し書きは甚だ重いものではないでしょうか？

土井邦雄：直接撮影に用いられる一般の写真フィルムは，大体 H. M. Cleare の言う高感度フィルムに相当すると私は思っています。

しかし，光感度のない写真フィルムや工業用非破壊検査で用いられているフィルムなどは，低感度フィルムとみなされ，それにおける粒状性の原因については必ずしも X線量子の統計的ゆらぎが支配的だとは思いません。

第 4 章 視覚系と放射線像の画質 (第 1 報)
視覚系の正弦波レスポンスをめぐる諸問題

富士フィルム足柄研究所 藤村郁夫
山本勝昭

Summary

画質特性としての(1)鮮鋭度, (2)粒状性, (3)階調(コントラスト), これらについては画像形成の段階では *MTF* の取扱いがなされている。これを最終的に評価する視覚系も *MTF* で取り扱うことができれば一貫した評価を行なうことができる。

今回は視覚系の正弦波レスポンスについて我々の実験を含めてレビューを行ないその中から問題となる点を拾いだした。又受容器である視覚系の明るさおよびコントラストに対する反応特性を概観し, 視覚系の *linearity* に言及した。

視覚系は刺激の大きな範囲で *linearity* を仮定することはできない。しかし再現系を通信路と考えて画像の伝達あるいは評価を行なう場合はいくつかのパラメーターを導入して *linearity* の成立つ刺激範囲を規定しそれにもとづく標準の正弦波レスポンスを定めることが必要であるが視覚系のメカニズムの解明では *linearity* の成立は必ずしも必要としない。

緒 言

X線画像の画質も一般写真における画質特性と本質的に変わるところはなく, 単にどの特性にウエイトがかけられるかである。大きく分けるとその特性は

1. 幾何学的形体
2. 鮮 鋭 度
3. 粒 状 性
4. 階調特性(コントラスト)

があげられる。しかし画像はビューアや投影機にかけたとしても最終的には視覚系を通して判定されるものである。したがって各々の特性は視覚系の特性と合わせて考えなければならない。鮮鋭度および粒状性の特性表示に通信理論から発生した *MTF* を用いると有効であるが, その場合視覚系も *MTF* で取り扱うことが望ましい。

今回視覚系の正弦波レスポンスについて我々の実験を含めてレビューを行ないその中から問題となる点を拾いだして行きたい。

その場合受容器である視覚系について概観するのも無意味ではないと思われるのでまず視覚の一般的な問題をながめる。

§ 1. 視覚の一般的問題

- (1) 知覚の成立

我々が1枚の写真から必要な情報を得ようとするとき Fig.1 に示す諸過程を経るものと考えられる。このときフィルム自体が遠刺激となり知覚のもとになるものである。

遠刺激と近刺激は物理法則と人の生理的条件に拘束されるものであるがほぼ linear な関係としてとらえることができる。しかし近刺激と知覚の関係は環境条件によって非常に大きく左右され、全体として単純な linear な系としては取扱えない。したがってある知覚が成立するときの環境条件は非常に大事な要素となっている。

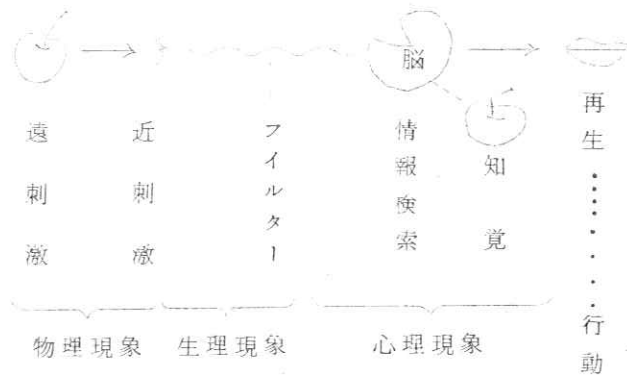


Fig. 1 知覚の成立過程

(2) 環境とその影響

将来の非常に精度を要する診断にカラーを用いたり実体像を用いたりする場合を除いて、現在ほとんどのものが黒白の画像による診断である。この場合は明るさ変化と形に関する情報を検出すればよいことになる。では視知覚はこれらに対してどのように変様するであろうか。

まず感覚器の最先端にある視細胞の錐体と桿体の相違は Table-1 に示すことができる。錐体機能は明るい

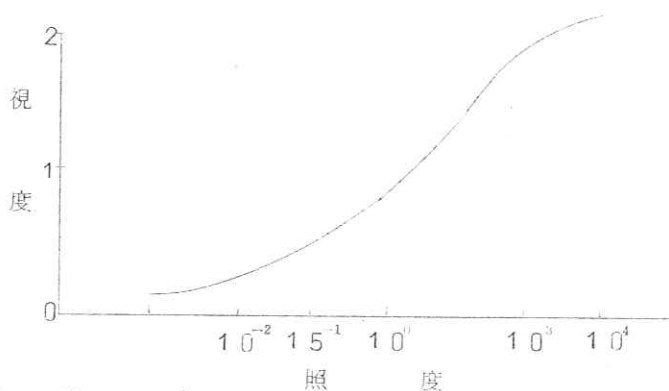
Table-1 錐体と桿体との比較

錐体	桿体
1. 形、色を知覚 2. 明処で活動する 3. Inhibition の効果を示す 4. 最も感受性の高いのは中心窩である 5. 暗順応曲線が浅く短い 6. 等感度曲線が外下方にのびた斜の楕円形をなしている	1. 光の存在のみ知覚 2. 暗処で活動する 3. Inhibition の効果を示す 4. 最も感受性の高いのは中心から5~10°外側である。 5. 暗順応曲線が深く長い 6. 等感度曲線が横にのびた楕円形をなしている

ところで働き、形、色に関与する。それに対して桿体は暗所で働き、光の存在を認識するだけである。もちろん我々が日常生活している場合は多く錐体視であるといえる。しかし透視のように桿体視の重要な場合もある。

明るさの変化によって受ける視知覚には次のものがある。

- a. 視力変動（視認度）
- b. 明るさ弁別量の変動
- c. 形の視認度
- d. 色彩の変化
- e. 知覚時間の変化
- f. 知覚される強さの変化



ここで特に注意しなければならないのはa～cである。

また明るさ変化の検出能を促進、抑制させる要因、効果を Table-2 に示す

Table-2. 明るさ変化の検出能を促進、抑制する要因

	要 因	促進効果	抑制効果
環境条件	コントラスト 輝度レベル sur. 輝度 クレーア 色の現われ方	大 中 低 無し 面 色	小 低 高 高 有 り 表面色
心理的現象	弁別能 恒常度 対比 同化 順応	大 小 大 小 大	小 大 小 大 小
生理的現象	視細胞の働き 肉体老化 視力異常	錐体 成年 視力大	桿体 老年 視力小 弱視

§ 2. 視覚系の正弦波レスポンス

(1) 視覚系の正弦波レスポンスの測定法の変化

測定の最もシンプルな形は視力（解像力）である。次の段階は網膜上のスプレッド関数の測定である。この段階では初期には統計的な方法によったが動物の摘出眼を経て生体眼が測定された。

これからフーリエ変換によって視覚系の光学部分の正弦波レスポンスが測定された。視覚系の正弦波レスポンスは

閾値による測定 (O. H. Shade 1936), 閾上での測定 (Lowry と Dopalma 1961) がある。閾値による測定は測定法がシンプルであるために視覚系のメカニズムそのものを研究しているところではかなり使用されている。

我々は画質評価の立場から閾上の測定をしてきた。

現在では視覚系の色々な部分での正弦波レスポンスが求められる傾向にある。

(2) 測定法

測定法をまとめると

- コントラストの識別限界感度による方法・・・閾値
 - 主観的等価点 (PSE)
 - Mach 現象より求める方法
 - 感覚尺度を構成して求める方法
- } 閾上

これらを概観すると

a) 閾値法

Stripe が反射および透過率で正弦波になるパターンを提示。

Stripe がちょうど見えなくなる時, あるいはちょうど見えだした時のコントラストを次式で示しその逆数をピークでノルマライズする。

$$C = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_{max} + B_{min}} \quad \begin{array}{l} B_{max}; \text{ 最高輝度} \\ B_{min}; \text{ 最低輝度} \end{array}$$

b) Mach より求める方法

Fig. 2 の Mach 現象を視覚式測微輝度計で測定し, その分布関数 $g(x)$ を刺激の Spread 関数 $f(x)$ と視覚系の Spread 関数 $h(x)$ のコンポリューション積分と考え各々のフーリエ変換から次式で求める

$$h\# = g'\#(x) / f'\#(x)$$

c) 主観的等価点を設定する方法

基準周波数のコントラストと比較周波数のコントラストを等価させ, その時のコントラストの比を取る方法。

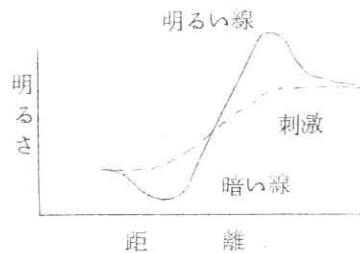


Fig. 2 Mach 現象

d) 感覚尺度を構成して求める方法

コントラストが等しく、周波数の異なる正弦波パターンを作る。
このパターンで一対比較の比率判断を求め感覚尺度を構成する方法。

(3) 正弦波レスポンスの比較

パラメータと研究者の分類を Table-3 に示す。

Table-3. パラメーターと研究者の分類

パラメーター	閾値での測定	閾上での測定
刺激コントラスト		LowryとDepalma ⁵⁾ NHK ⁵⁾ , 藤村と山本 ⁹⁾¹¹⁾ Bryngdahl ⁷⁾ , 江森と仲田 ³⁾
輝度レベル	Shade ¹⁾ , 大上 ³⁾ , Lowry と Depalma ⁴⁾ , NHK ⁶⁾ , Patel ¹⁴⁾	Bryngdahl ⁷⁾ , NHK ¹²⁾ 藤村と山本 ⁹⁾
観察距離	LowryとDepalma ⁴⁾ , NHK ⁶⁾ , SchoberとHilz ⁸⁾	NHK ¹²⁾
Focus effect 刺激の動き 色の属性 呈示時間	GreenとCampbell ¹⁰⁾ , NHK ⁶⁾ Shade ²⁾ NHK ⁶⁾ , SchoberとHilz ⁸⁾	藤村と山本 ¹⁵⁾ NHK ¹²⁾ 藤村と山本 ⁹⁾¹⁶⁾ NHK ¹²⁾

- 1) O. H. Shade; JoSA 46 721 ~ 739 (1956)
- 2) O. H. Shade; RCA Review 495 ~ 535 (1958)
- 3) 大上進吾; 応物 28 531 ~ 534 (1959)
- 4) E. M. Lowry と J. J. Depalma; JOSA 51 740 ~ 746 (1961)
- 5) J. J. Depalma と B. M. Lowry; JOSA 52 328 ~ 335 (1962)
- 6) NHK技術研究 16 38 ~ 60 (S. 39)

植渡清二, 渡部 叡, 森 孝行, 長田昌次郎

- 7) O. Bryngdahl ; JOSA 54 1152 ~ 1160 (1964)
 8) H. A. W. Schober と R. Hilz ; JOSA 55 1086 ~ 1091 (1965)
 9) 藤村 郁夫, 山本勝昭 ; 日写講演予稿 37 ~ 38 (S. 40)
 臨床眼科 20 1141 ~ 1142 (1966)
 10) D. G. Green と F. W. Camphili ; JOSA 55 1154 ~ 1157 (1965)
 11) 藤村 郁夫, 山本勝昭 ; 日写講演予稿 55 ~ 56 (S. 41)
 12) 森 孝行, 渡部 勲, 山口幸也 ; NHK技術研究 18 79 ~ 93 (S. 41)
 13) 江森康文, 仲田光雄 ; 臨床眼科 20 69 ~ 75 (1966)
 14) A. S. Patel ; JOSA 56 689 ~ 694 (1966)
 15) 藤村 郁夫, 山本勝昭 ; 日写講演予稿 72 ~ 74 (S. 42)

§ 3. 結 論

視覚系は刺激の大きな範囲で直線性を仮定することはできない。しかし視覚系の正弦波レスポンスを取扱うときには

- ① 再現系を通信路と考えて画像の Characteristic Transfer あるいは評価を行なう最終の受容器と見る場合と ② 視覚度のメカニズムそのものを解明する手段として取扱う場合とで異なる。

前者では直線性が成り立てば取扱いが簡単となるので

- (1) 直線性を満足するような観察条件をみつけ、(2) その条件のもとでの標準の正弦波レスポンスを定めることが必要である。

しかし後者では直線性は問題とならない。

質疑討論

金 森 : 50本/mm, 100本/mmまで網膜上で実際に見えるか, 明視の距離でいくらか。

山 本 : 網膜上で50本である, 焦点距離17mmとして計算した。

藤 村 : 大上のデータでは物体上の f であり, 統一されていない。

金 森 : 限界周波数を知りたい, 0になる点を知りたい

1000ラドルクスで100本/mmはいくらになるか

山 本 : 250本/mmになると思う

森 矢 : 10^3 ルックスあたりで飽和するが, どういうことか

山 本 : 安定しているということだ

山 崎 : シヤークアステンの照度は

山 本 : 2000~2700ルックス

金 森：普通の照度は

山 本：500ルクス

遠 藤：白色光がよいのか、照度の高いほど3000ルクス以上がよいのではないのか色の問題などは

山 本：ブルーのシャークアステンがよいと思う glare がなければ高い程よい

佐々木端：今から7年前につくられたが褪色するのでよくなかった

内 田：X線写真でのシャークアステン、透視の最適明るさ、TVでの最適明るさを調べてほしい

問：視力に関連した質問（明るさ、cut off、周波数との関連）

答：視力（ランドルト環）は杆体視領域では低く、明るさを増してもあまり向上しない。しかし、錐体視領域では明るさと共に上昇し $10^3 lx$ のオーダーで Saturate する。現在のシャークアステンの明るさは2000~2700 lxで、観察すべき濃度1.0~2.0とすれば glare 等を除き得るとして現在のシャークアステンの明るさを増せば増すだけ視力は増すことになる。現在の明るさでは $D=1.0$ と $D=2.0$ の部分を見た場合 $D=1.0$ の方が約25%視力が良い状態になっているといえる。視力は正弦波レスポンスで考えると、レスポンスが零附近に落ちる点の空間周波数に相当する。しかし、視力は単に限界周波数の高低に関係するばかりでなくレスポンスのピーク周波数とも関係し、視力に対してピーク周波数は直線的に上昇する。限界周波数は2点を2点として弁別できる距離であってそれは視細胞1つをおいて隣り合う距離と言われてきた。patel¹⁾は正弦波レスポンスの測定結果から外挿によって約 2μ を得ている。

1) patel: JOSA 56 689~694(1966)

問：Scaling によって正弦波レスポンスを表わすことについて

答：心理的な現象の尺度化は psychometry の分野ではよく使われていてこれらについてはギルホード²⁾ 日科技連官能検査委員会³⁾ などによって紹介がなされている。これらの手法を使って私達は尺度化を行なった。

したがって正弦波パターンを1対(A・B)見せたときAのコントラストがBに対して高いとか低いとか、あるいはその比はどれ位ということを直観的に判断していると考え、そのときの直観的な心理的反応を数値として取り出して尺度化することができる。

私達はこれらの反応を取り出すに当たって被験者には“1対の空間的正弦波の内どちらのコントラストが高いか。低い方を1.0とすれば高い方は何倍か”ということと言わせた。このようにして取り出された数値は試料数と同じ繰り返えしを含んでいるので最小2乗法で処理して尺度値を決めた。

2) J. P. Guilford : 秋重義治訳；精神測定法（培風館）

3) 日科技連官能検査委員会編；官能検査ハンドブック

（日科技連）

問：暗所視における正弦波レスポンスについて

答：暗所視の場合には最高感度点は中心窩にはなく約 $5\sim 10^\circ$ 外側にある、したがって測定もそのような状態を見越して行なわなければならないだろう。

現在 Bryngdahl⁴⁾ は薄暮視（錐体，桿体細胞が同時に動く状態）での正弦波レスポンスを測っている。

それによると桿体視から錐体視に移ると刺激のコントラストが低くなればレスポンスも低下する。透視の場合に相当する暗所視における正弦波レスポンスは機会があれば測定したい。

4) O. Bryngdahl; JOSA 54 1152~1160 (1964)

第5章 (I). Fraunhofer 回析計による写真フィルムのレスポンス関数の測定法

富士フィルム足柄研究所 高野正雄

§1 緒論

一般に、レントゲンフィルムの画質は、調子再現、鮮鋭度、粒状性の三つの因子で決定される。これらの因子のうち、写真フィルムの鮮鋭度改善については著しい進歩がみられる。この進歩は物性的な乳剤研究の発展によるところもあるが、主に評価法としての Fourier 解析の手段に負うところが非常に多い。現在では、写真フィルムの鮮鋭度を評価するのにレスポンス関数 (Response function, 写真フィルム分野では modulation transfer function と呼ぶことが多い) が非常に有効な手段であることは一般に広く認められている。

レスポンス関数の測定方法にはいろいろな方法がある。例えば、写真フィルム上にスリット露光、エッジ露光、正弦波露光を与え、現像処理後にマイクロフォトメーターでその写真像の透過率分布を求める。さらに、この透過率分布を別に求めておいた露光量—透過率曲線で有効露光量に変換してレスポンス関数を算出する。¹⁾ これらの方法は写真像の透過率分布を求めるのにマイクロフォトメーターを使用するため、感度の高い白黒フィルムやカラーフィルムの測定の場合には物理的粒状の影響が大きく、測定精度が悪い。Fraunhofer 回析計による新しいレスポンス関数の測定法はこのような測定上の欠点を取り除くすぐれた方法である。今回は、この新しい測定法について記す。²⁾

Fraunhofer 回析計で写真フィルムのレスポンス関数を測定するためには、まずコントラストの小さい矩形波露光を行ない、現像処理後の写真像を回析計の開口部におき、その像の Fraunhofer 回析スペクトルを測定する。この矩形波像の回析スペクトルは、物理的粒状性の回析スペクトルと簡単に区別できる。そのため、物理的粒状性の荒いフィルムには適した方法である。

§2. 原理

写真フィルムへの露光量分布のコントラストが充分小さくて、乳剤の光伝達性が線型とみなせれば、写真像の空間周波数・スペクトルは入射露光量分布のスペクトルと乳剤のレスポンス関数の積であらわすことができる。すなわち、レスポンス関数は写真像の空間周波数スペクトルを入射露光量のスペクトルで割ることと求めることができる。写真フィルムのボケは等方的と考えられるので以後の説明を一次元で進める。

今、入力露光量分布に矩形波を使用するとして、これを写真フィルムに露光した状態を考える (矩形波の露光量分布、 $E_{in}(x)$ は透明な線と不透明な線巾が等しい Grayson 型 grating* によって簡単に得ることができる)。 $E_{in}(x)$ は Fourier 級数に展開すると次式で表わされる。

$$E_{in}(x) = a_0 + a_1 \cos 2\pi u_0 x + a_2 \cos 2\pi u_0 x + \dots + a_k \cos 2\pi u_0 x + \dots \quad (1)$$

* Grayson 型 grating は光透過部の線と不透過部の線巾が等しい矩形型透過分布をもつ Grayting である。1 mm 当りの線数を基本周波数と呼んでいる。

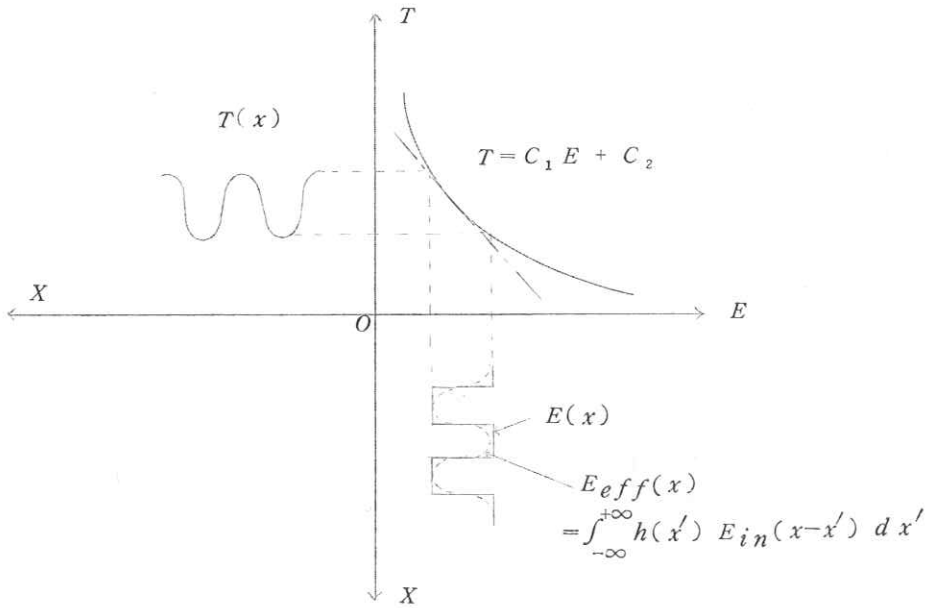


Fig. 1 入出力信号の関係
 $E(x)$: 入力露光量分布
 $E_{eff}(x)$: 有効露光量分布
 $T = C_1 E + C_2$: 特性曲線
 $T(x)$: 出力透過率分布

ただし、 x は乳剤面上に取った一次元座標で、 u_0 は grating の基本周波数である。また a_k は k 項の係数である。写真フィルムの乳剤のボケ関数 line spread function を $h(x)$ で表わすと、乳剤中での有効露光量分布(像を作るので有効であった露光量分布) $E_{eff}(x)$ は(2)式で与えられる。

$$E_{eff}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x') E_{in}(x-x') dx' \quad (2)$$

(1)式を(2)式に代入し、乳剤のボケ関数 line spread function $h(x)$ が偶関数であることを考慮すると(3)式を得る。

$$E_{eff}(x) = a_0 \int_{-\infty}^{+\infty} h(x') dx' + a_1 \cos 2\pi u_0 x \int_{-\infty}^{+\infty} h(x') \times \cos 2\pi u_0 x' dx' + \dots + a_k \cos 2\pi u_0 x \times \int_{-\infty}^{+\infty} h(x') \cos 2\pi k u_0 x' dx + \dots \quad (3)$$

ここで乳剤によるボケの項を

$$R(k u_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x') \cos 2\pi k u_0 x' dx' \quad (4)$$

で表わすと(3)式は次式になる。

$$E_{eff}(x) = a_0 + a_1 R(u_0) \cos 2\pi u_0 x + \dots + a_k R(k u_0) \cos 2\pi k u_0 x + \dots \quad (5)$$

今、写真像の透過率振巾 T と露光量 E との間に

$$T = C_1 E + C_2 \quad (6)$$

(C_1, C_2 : 常数)

の関係にある条件を使用すれば(6)式は(7)式で表わすことができる。

$$T(x) = (C_1 a_0 + C_2) + C_1 a_1 R(u_0) \cos 2\pi u_0 x + \dots + C_1 a_k R(k u_0) \cos 2\pi k u_0 x + \dots \quad (7)$$

この式の係数は Fraunhofer 回折計で簡単に求めることができる。すなわち、開口部におかれたアパーチャの Fraunhofer 回折スペクトルの $1/2$ 乗は、そのパターンの振巾透過率分布の Fourier 変換に等しい。ここで入力波形が矩形波なので偶数次のスペクトルの係数は 0 となり奇数次のみのこる。

$$a_1 = 1, \quad a_2 = -\frac{1}{3}, \quad \dots, \quad a_{2k+1} = (-1)^k \frac{1}{2k+1}$$

Grayson 型 grating の周波数 u_0 が充分ひくければ $R(u_0) = 1$ とおくことができ、Fraunhofer 回折スペクトルの振巾 $\sqrt{I_{2k+1}}$ は(7)式の $a_{2k+1} R[(2k+1) \times u_0]$ を与える。すなわち写真フィルムのレスポンス関数は次式で求めることができる。

$$R[(2k+1) \times u_0] = (2k+1) \frac{\sqrt{I_{2k+1}}}{I_1} \quad (8)$$

以上の計算で理解できるように(8)式は矩形波の Fraunhofer 回折スペクトルの奇数次のみで算出されている。粒状性の回折スペクトルは像面におけるアパーチャがいろいろな大きさに構成されているので、その回折スペクトルはほとんど連続スペクトルとして測定され、この二つの回折スペクトルの分離は容易にできる。

§ 3 実験方法

3.1 露光方法

写真フィルムへの矩形波露光は Grayson 型 grating に密着し、 $f = 500 \text{ mm}$ のレンズでコリメートされた光束で露光した。grating は大日本スクリーン製の空間周波数 $u_0 = 2 \text{ lines/mm}$ と 5 lines/mm のものを使用した。光源には一般に使用されている写真用照明ランプに露光時の発光スペクトルになるようにフィルターをかけた。Grating との密着不良を防ぐためにフィルム面の裏側には黒色のラバーを入れ、grating とフィルムを強く圧着した。そのため密着不良によるボケはほとんど無視できる。この測定方法では水銀ランプ等の輝線を使用することによって、単一波長の光束で露光することも

容易である。露光された試料を現像し、得られた写真像を次のべる Fraunhofer 回折計で回折スペクトルを測定しレスポンス関数を求めた。

3-2. 測定装置

Fig. 2 および Fig. 3 に今回使用した Fraunhofer 回折計の外観と光学系の概略図を示した。光源には高圧水銀灯 500W を使用した。水銀灯の輝線 $436\text{ m}\mu$, $546\text{ m}\mu$ を取り出すために主波長 $\lambda = 436\text{ m}\mu$, 半値巾 $\Delta\lambda = \pm 2.5\text{ m}\mu$ と $\lambda = 546\text{ m}\mu$, $\Delta\lambda = \pm 4.8\text{ m}\mu$ の金属干渉フィルターを光源の前面に置いた。白黒フィルムを測定する場合は主に $546\text{ m}\mu$ の輝線を使用した。

スリット 1 と 2 はくさび型さし込みスリットと連動型開閉スリットを組み合わせた機構になっており、最小 $10 \times 10\ \mu$ のスリットに調節することができる。望遠レンズ 1 は有効口径 30 mm , 焦点距離 250 mm で、スリット 1 から射出された光をコリメートし、像面におかれた試料を照明する（試料の前面は 20 mm のアパーチャがとりつけてある）。Fraunhofer 回折スペクトルはレンズ 2 によりスリット 2 上のスペクトル面に結像し、その振巾透過率の 2 乗、すなわち光強度を光電子増倍管 (1P21) で測定した。

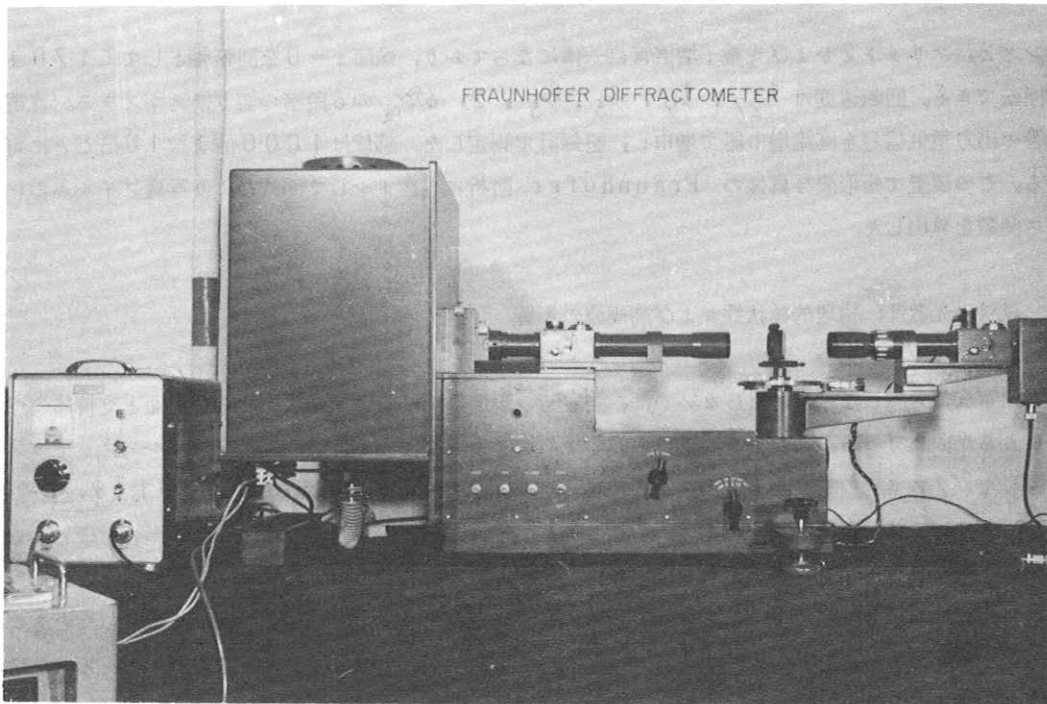


Fig. 2 Fraunhofer 回折計の外観

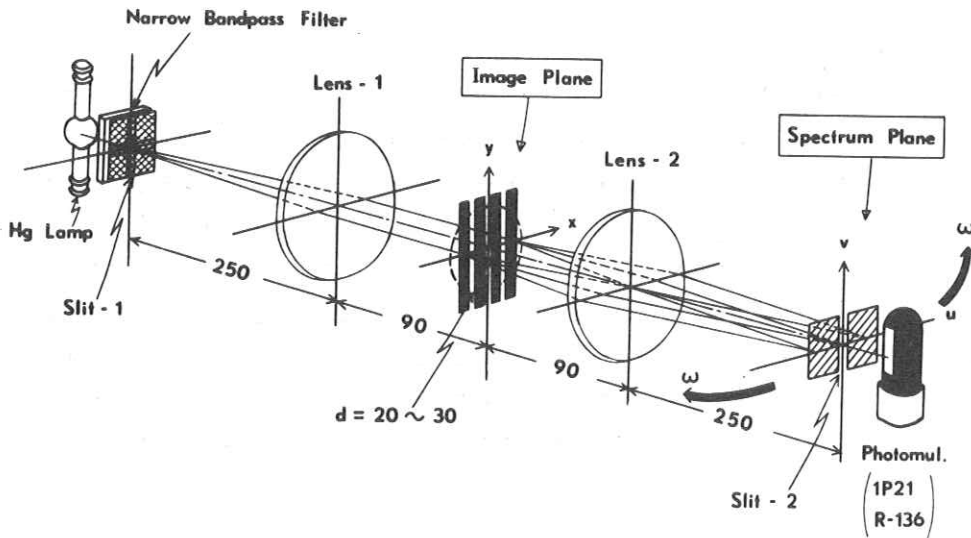


Fig. 3 Fraunhofer 回析計の光学系

レンズ2, スリット2および光電子増倍管は一体になっており, 像面 $x = 0$ を回転軸として $\pm 170^\circ$ まで等速回転できる。回転速度は $1/27$, $1/9$, $1/3$, $2/3$, 2 , 6 分の6段階の切り換えができる。光電子増倍管の出力電気信号を直流増巾器で増巾し, 記録計で測定した。感度は1000倍まで10倍ごとに可変できる。この装置で矩形波写真像の Fraunhofer 回析スペクトルして(8)式により写真フィルムのレスポンス関数を算出した。

§ 4. 試料の光散乱, 物理的粒状性および高周波の影響

4.1 試料の光散乱の影響

この測定法で考慮しなければならないのは, 測定時の現像銀粒子による光散乱と乳剤表面と支持体のベース面による光散乱である。このような試料の光散乱の影響を取りのぞくために, オプティカルフラットガラスで作製したガラスセルの中に, ゼラチンとほぼ同一の屈折率を持った toluene ($\rho = 1.49$, D線) を入れ, その中に試料を浸して測定する。これにより乳剤表面および支持体面の光散乱の影響をほとんど無視できる程度に減少させることができる。しかし, 現像銀の光散乱の影響を取り除くことはできない。

Fig. 4には Neopan SSS について, 空気中で測定した時と, toluene 中で測定したときの回析スペクトルを示した。toluene 中では偶数次の回析スペクトルはほとんどみられず, また光散乱によるバックグラウンドも少ない。

Fig. 5には Fig. 4 から計算で求めた Neapan SSSのレスポンス関数と Neopan F, Color nega film の magenta 層のレスポンス関数を示した。現像銀の光散乱を取り除くことはできない

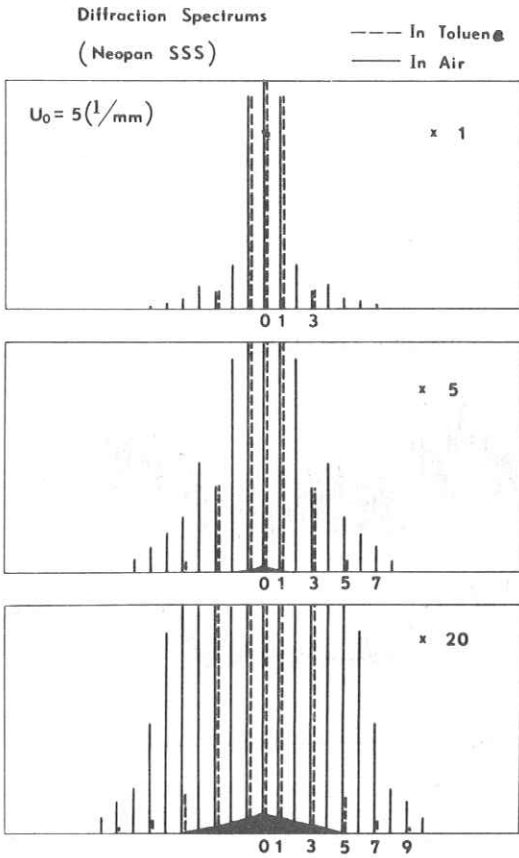


Fig. 4 試料表面の光散乱の影響

空气中で測定した時は偶数次の回折スペクトルがでるが, toluene 中で測定すると, ほとんどみられな

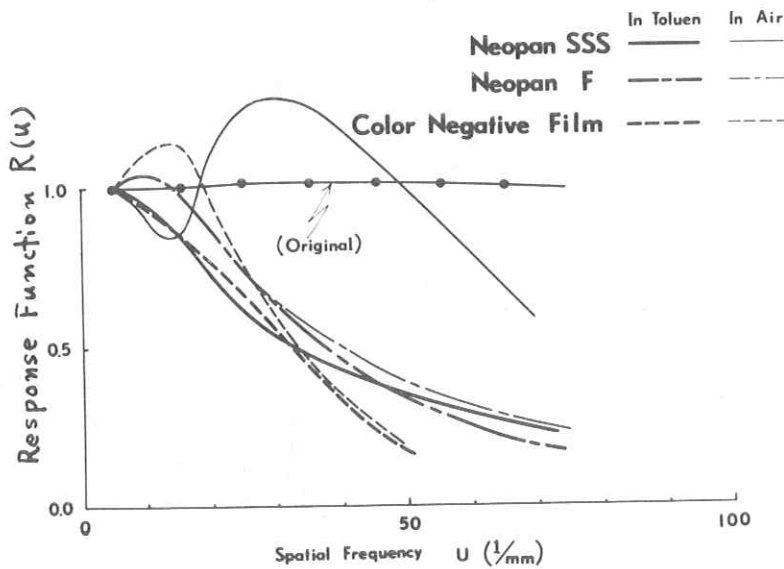


Fig. 5 空气中と toluene 中で測定したときのレスポンス関数の差(・印はオリジナルの grating の OTF. OTF は Optical transfer function の略)

が、他の光散乱の影響はほとんど無視することができると考えられる。

カラーフィルムの場合には色素像であるのでゼラチン層内部の光散乱はほとんどないと考えられるので、測定されたレスポンス関数は白黒フィルムより精度が高いといえる。

4.2 物理的粒状性の影響

一般に写真フィルムのレスポンス関数の測定には正弦波露光をみてない、現像処理後の写真像をマイクロフォトメーターで走査して求める方法が行なわれている。この方法は物理的粒状性の小さい写真フィルムのレスポンス関数については精度よく測定できるが、白黒高感度フィルムやカラーフィルムなどの試料については物理的粒状性の影響が大きく作用し、比較的大きな誤差を与える。

Fig. 6 にはその一例を示した。

そこで、物理的粒状性の影響を小さくするために一般には走査スリットの長いものを使用するが、線像と走査スリットとの不平行を生ずるため高い空間周波数まで精度よく測定することは困難である。Fraunhofer 回析計による方法では物理的粒状性が連続的なスペクトルとして測定され、矩形波像のスペクトルはこの連続スペクトルの上に線スペクトルとして測定される。そのために物理的粒状性の成分と矩形波像の成分を容易に分離することができる。

Fig. 7 には実際に測定したレントゲンフィルムRX(90秒処理)の回析スペクトルを示した。

この方法では回析計のアーチチュア内で測定される写真像の面積は 12.6 cm^2 と大きく、像の局部的な欠陥による誤差の混入が少ない。

4.3 高調波による影響

写真フィルムに与えられた露光量と、現像によって生成され

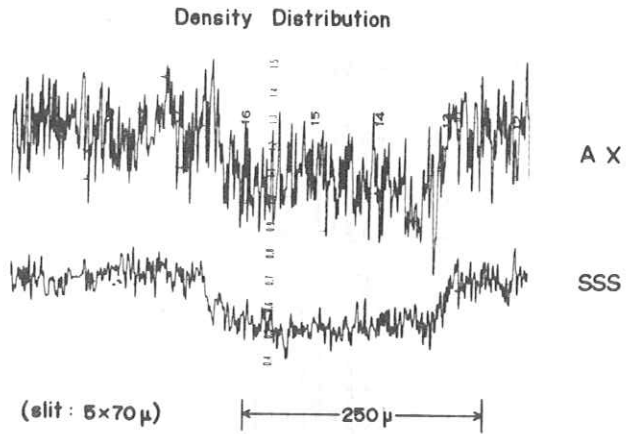


Fig. 6 矩形波像のマイクロトレース曲線
レントゲンフィルムAXは矩形波像のコントラストと同程度の粒状性濃度変化を生じ、レスポンス関数の測定が困難である

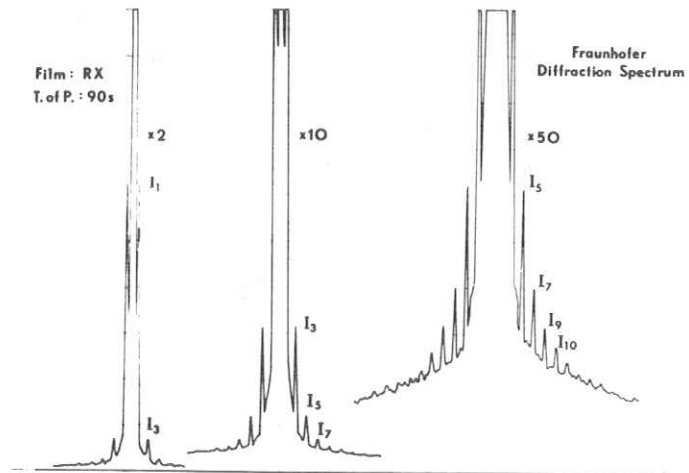


Fig. 7 レントゲンフィルムXR(90秒処理)のFraunhofer 回析スペクトル

た写真像の透過率の関係は、一般にコントラストが小さい時には線型と言える。しかし、もし入力信号のコントラストが大きい時は、この関係は線型とみなすことができない。この場合、波形の歪みによって生ずる高調波の回折スペクトルとして検出される。今回使用した Grayson 型 grating は理想的な矩形波と考えられ、露光量と透過率との関係が線型とみなせるようなコントラストの小さい像では偶数次のスペクトルはあらわれず、奇数次のみのスペクトルでなければならない。もし偶数次のスペクトルが存在すれば、それは非線型によるもので、測定誤差の原因になる。そこで非線型の効果は一次と二次の光強度、すなわち I_1 と I_2 の比の平方根(歪率)によってあらわすことができる。

$$\epsilon = \sqrt{\frac{I_2}{I_1}}$$

Fig. 8 には一般用白黒フィルム Neopan-SSS についてコントラストを変化させたときの歪率 ϵ とレスポンス関数を示した。 ϵ が大きいときのレスポンス関数は ϵ が零のときのレスポンス関数より大きく低下する。

歪率とレスポンス関数の相対誤差 $\frac{\Delta R}{R}$ の関係を実験的に求め Fig. 9 に示した。この時の ΔR は $\epsilon = 0$ のときの R からの差をとった。その結果歪率が 3~4% 以内であればレスポンス関数の相対誤差は 5% 以内であると言える(カラーフィルムの場合もほぼ同様な結果が得られている)。

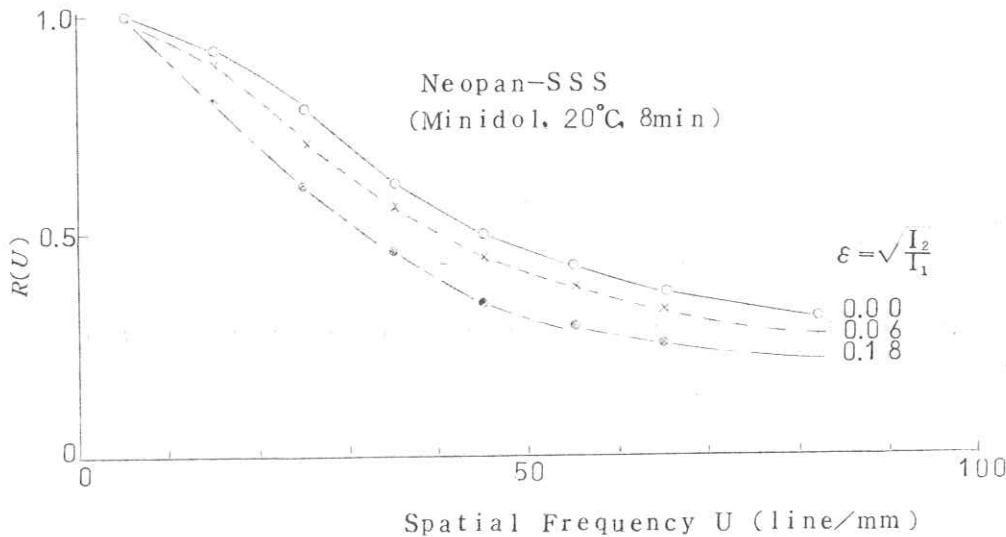


Fig. 8 歪率によるレスポンス関数の変化

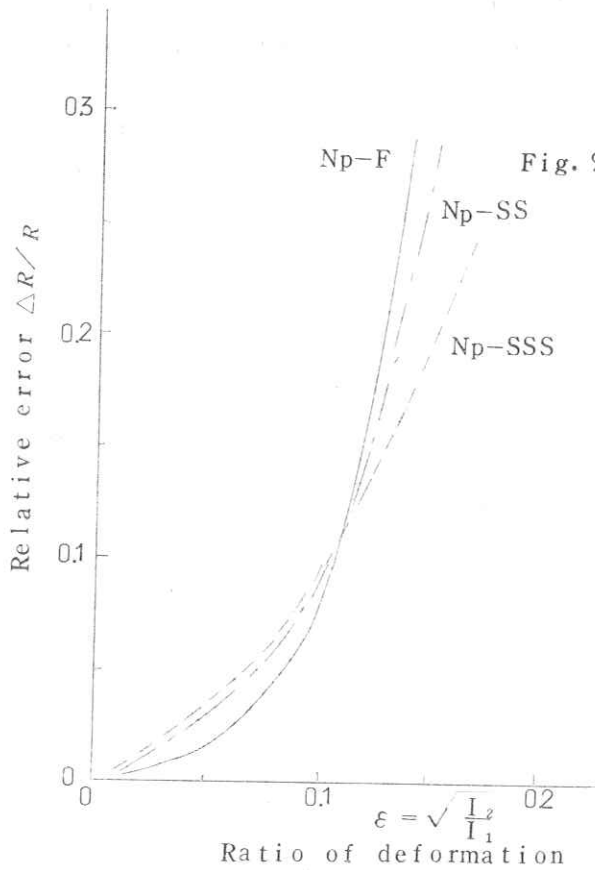


Fig. 9 歪率とレスポンス関数の
相対誤差との関係

§ 5. レントゲンフィルムのレスポンス関数の測定とその結果

これまで述べてきた方法でレントゲンフィルムについて測定を行なった結果を次に示す。一般用フィルムについてはオリジナルの grating は主に 5 lines/mm のものを使用するが、レントゲンフィルムの場合にはさらに低い基本周波数のものを用いる必要がある。そこで 2 lines/mm (大きさ $50 \times 50 \text{ mm}$) の grating を用いて、タングステン電球に蛍光体の発光スペクトルと比較的一致するフィルターをかけて露光し、現像処理した。Fig. 10 には今回使用した grating の fraunhofer 回析スペクトルと OTF を示した。ほとんど偶数次のスペクトルはみられず、 $R(u)$ が 1 で、測定器と grating の精度は満足すべきものであると言える。

Fig. 11 には露光後、90 秒処理した RX フィルムの片面乳剤のレスポンス関数を Fraunhofer 回析法と正弦波露光 — ミクロトレース法で求めた結果を示した。測定の誤差等もあるが第 1 近似としては比較的よい一致を示している。正弦波露光 — ミクロトレースによる方がいく分低い値を示しているが、この原因としては規格化を 0.5 lines/mm で行なっており、Fraunhofer 回析法の場合は 2 lines/mm で行なっているので、いくぶん前者より高い値になることが予想される。

Fig. 12 は Fraunhofer 回析法から求めた RX フィルムの片面乳剤のレスポンス関数から両面塗

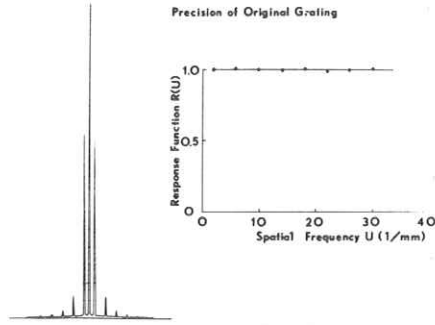


Fig. 11 Fraunhofer 回析法と
正弦波露光 —マイクロホトメ
ター法との比較

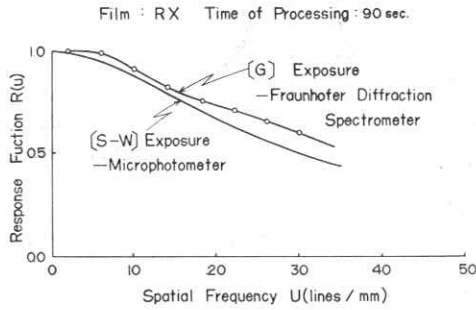


Fig. 12 片面乳剤のレスポンス関数と計算で
求めた両面乳剤のレスポンス関数。
蛍光増感紙 (FS) を組合せたレス
ポンス関数

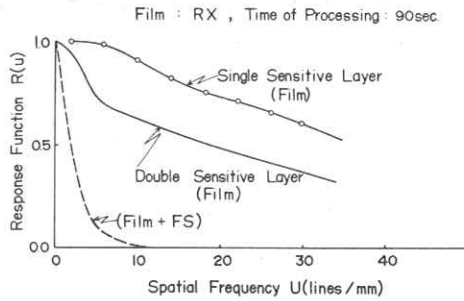


Fig. 10 オリジナルの Grayson 型 grating
の Fraunhofer 回析スペクトルと OTF

布フィルムのレスポンス関数、 FS 蛍光増感紙を使った時のレントゲンフィルムのレスポンス関数について計算した結果を示した。

フィルムだけの時は両面乳剤でも相当高いレスポンス関数を持っているが、蛍光増感紙を用いると空間周波数が一桁低下してしまう。

蛍光増感紙によるX線写真系の鮮鋭度の低下がよく理解できる。

Fig. 13 は RX 90 秒処理、 AX と KX 7 分処理の光露光・片面乳剤のレスポンス関数と、蛍光増感紙 FS とフィルム（両面乳剤塗布）の合成等のレスポンス関数を示した。90 秒処理用フィルム RX のレスポンス関数が最も高く KX 、 AX の順である。しかし、このような乳剤のレスポンス関数の差も蛍光増感紙を使用したときはほとんどなくなり、その上大巾に低下してしまう。

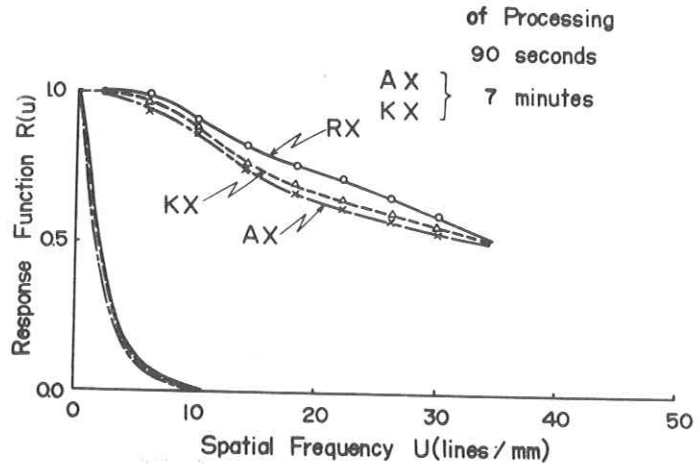


Fig. 13 レントゲンフィルム RX 、 AX 、 KX の片面乳剤のレスポンス関数と、計算で求めた両面乳剤+蛍光増感紙 (FS) のレスポンス関数

§ 6. まとめ

写真フィルムのレスポンス関数の測定法として Fraunhofer 回析計による方法を検討した。この方法は写真フィルムへ Grayson 型 grating を用いて矩形波露光を行ない、現像処理後、矩形波像の Fraunhofer 回析スペクトルを求めてレスポンス関数を算出する方法である。

矩形波像のコントラストを小さくし、toluene 中に入れて回析スペクトルを求めると写真フィルムへの露光量と像の透過率が線型とみなせ、また試料の光散乱の影響を小さくすることができ高精度でレスポンス関数が求められる。

さらにこの方法の特長は粒状性の影響をほとんど無視できるので、レントゲンフィルムや高感度撮影フィルムのレスポンス関数を高精度に高い空間周波数まで求めることができる。また測定は大きな面積（今回は 12.8 cm^2 ）で行なうので従来の方法のような写真層の局部的な欠陥による誤差がほとんどない。

以上、Fraunhofer 回析計による方法のすぐれた点について記したが、光源にレーザー等を用いることにより、さらに測定空間周波数領域を広げることができ、有効な方法になると考えられる。

最後に本研究について終始ご指導、ご鞭撻下さいました当社中央研究所大上進吾主任研究員、また実験についてご援助下さいました足柄研究所藤村 郁夫主任研究員に深く感謝する。

文 献

- 1) F. H. Perrin: SMPTE, 69 (1960) 151
R. L. Lambert: J. Opt. Soc. Amer., 51 (1961) 982
R. Reuther und J. Rudolph: Z. Wiss. phot., 59 (1966) 174
V. H. Frieser und H. Kramer: Phot. Korr., 103 (1967) 37
R. A. Jones: Phot. Sci. Zng., 11 (1967) 102

- 2) S. Ooue and A. Hautot: Photographic Science Symposium, Torino
(1963) 148
H. Strübin: Phot. Korr., 104 (1968) 5, 26, 53
高野正雄: 応用物理, 38, No 1 (1969) 掲載予定

- 3) H. Tairy: J. Phot. Sci., 11 (1963) 69

第 6 章 III Fraunhofer 回折計による写真フィルムの粒状性の測定

富士フィルム足柄研究所 高野正雄

§ 1. 緒言

写真フィルムの粒状性の評価法及び測定法については、今迄数多くの報告が提出されている¹⁾。これらのうち、現在最もすぐれている評価法としては Wiener spectrum (別名 power spectrum) が一般に広く認められている。またその測定法としてはいろいろな報告が行なわれているが、最も一般的な方法として高速回転走査マイクロホトメーターと周波数分析器によるものが広く使用されている²⁾。

ここで述べる Fraunhofer 回折計による方法³⁾は、写真フィルムの Wiener spectrum を求める方法として未解決の問題を含んではいるが、前記の方法に比較して容易に求めることができ、測定中のビントズレ等による誤差もなく、有効な方法であると言える。以下、原理、測定結果等についてその概略を記す。

§ 2. 原理

粒状パターンについて、コヒーレントな点光源を用いて求めた Fraunhofer 回折スペクトルは、パターンを透過した光りの平面波の Fourier 変換の 2 乗を与える。今試料面上の座標を \vec{x} ($\vec{x} = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$)、測定面積を S 、 $\vec{x}(x, y)$ 点における光の振幅を $A(\vec{x})$ 、空間周波数を \vec{r} ($|\vec{r}| = (u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}}$) であらわすと、

$$F(\vec{r}) = \frac{1}{S} \left[\iint_S A(\vec{x}) e^{-2\pi i \vec{r} \cdot \vec{x}} dx dy \right]^2 \quad (1)$$

となる。

一方、写真フィルムの Wiener spectrum $F(\vec{r})$ はその透過率、あるいは濃度変化の Fourier 変換の 2 乗として定義される。

$$F(\vec{r}) = \frac{1}{S} \left[\iint_S \Delta(\vec{x}) e^{-2\pi i \vec{r} \cdot \vec{x}} dx dy \right]^2 \quad (2)$$

$$\Delta(\vec{x}) = D(\vec{x}) - \bar{D}$$

$D(\vec{x})$: \vec{x} における濃度

\bar{D} : 平均の濃度

今、粒状パターンが一平面内に完全に透明な微小粒子平板と不透明な微小粒子平板から構成されているならば(1)式と(2)式の結果は一致しなければならない。写真フィルムの場合、現像銀粒子はフィラメント状の現像銀がからみ合った状態のものがほとんどで、光の散乱や粒子内の光回折などが生ずると考えられる。さらに一定の厚みを持ったゼラチン層内に三次元的に分散されているため、膜内の多重回折が生ずるので(1)式と(2)式の一致性は悪い。この問題については H. Thiry³⁾ が実験乳剤で実験を行っており、低濃度域では

ある程度的一致を得ている。しかし、一般的には(1)式と(2)式は一致しないと考えられるので、 $F(\vec{r})$, $F(\vec{r})$ に分けて書きあらわすことにする。

§ 3. 試料及び測定方法

試料の露光はカセットの前側にのみ FS 増感紙 (極光製) を入れ、後側は黒紙を入れて前面乳剤層のみ露光した。現像処理後、後面乳剤層は数パーセントのカセイソーダを使用して剝離した。試料の大きさは 30 mmφ 以上にし、濃度の異なる試料を数種作製した。

このように作成した試料を I. のレスポンス関数の測定と同様に、ガラスセル中に toluene 液を入れ、その中に試料を入れて、波長 546 mμ で測定した。測定される spectrum の空間周波数 u は、Fraunhofer 回析計の照明系と受光系の角度 α と測定波長 λ とで決められ、

$$u = \sin \alpha / \lambda \cong \alpha / \lambda \tag{3}$$

となる。しかし、実際には既知の基本周波数 u_0 を持った Grayson 型, grating を測定して決める方法のほうが精度が良い。

§ 4. 結果

Fig. 1 にレントゲンフィルム AX について求めた spectrum を示した (図の縦軸は一次元で求めた

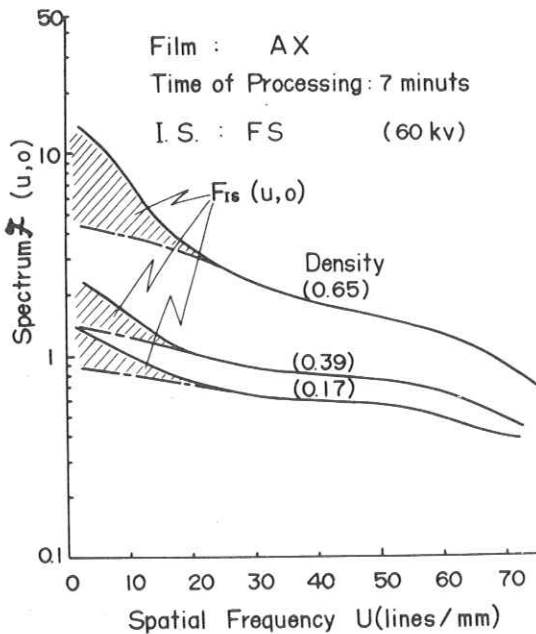


Fig. 1 レントゲンフィルム AX の粒状パターン の Fraunhofer 回析スペクトル

実線：フィルム + 蛍光増感紙 + X線量子

1点鎖線：フィルム (光露光)

斜線部：蛍光増感紙 + X線量子 (片面の乳剤層についての測定)

spectrum なので $f(u, 0)$ と記した)。実線部は増感紙 FS を用いて X 線露光したときの結果で、一点鎖線部は光露光（光質はテレビ用フィルターをかけて増感紙の発光スペクトルに合わせてある）で行なったときの spectrum を近似させたものである。斜線部は X 線量子 Mottle と蛍光増感紙等による粒状 spectrum を示している。全般に高速マイクロホトメーターと周波数分析器で測定した。Wiener spectrum $F(u, 0)$ と同様に、濃度に対し spectrum level が上昇している。

Fig. 2 には KX, RX の X 線フィルムと蛍光増感紙とを組合わせた時の spectrum $f(u, 0)$ を

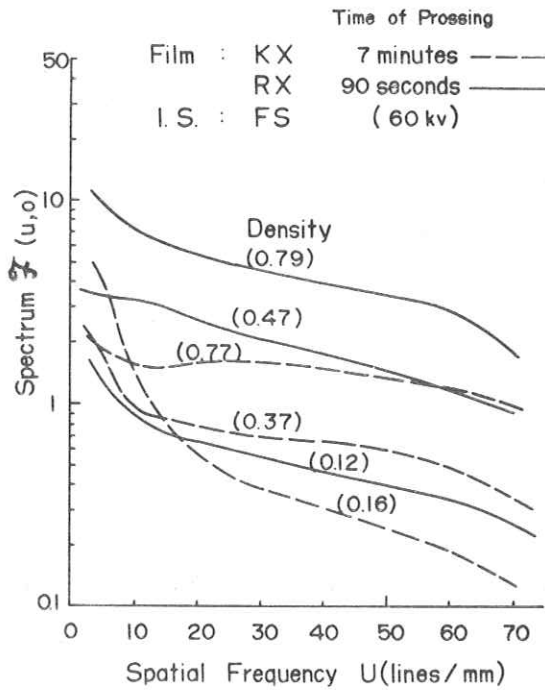


Fig. 2 レントゲンフィルム KX, RX の粒状パターンの Fraunhofer 回析 spectrum (片面の乳剤層についての測定)

示した。いづれも濃度増加に対して spectrum レベルが高くなる。ただし、RX における低空間周波数領域で低濃度のレベルが高くなっている。この現象は今迄の高速回転走査マイクロホトメーターと周波数分析器で求めた spectrum $F(u, 0)$ ではみられなかったものである。RX だけにあらわれることは 90 秒処理によって現像銀粒子の集落構造が他の処理によるものとは異っているために、§ 2. のべた $F(u, 0)$ と $f(u, 0)$ の差が大きくあらわれたのではないかと考えられる。この問題については今後研究しなければならないテーマと考えられる。

§ 5. まとめ

Fraunhofer 回析計による写真フィルムの粒状 spectrum を求めた。現像銀の光吸収機構や、その三次元的分散（ゼラチン中）などを考えた場合、従来の方法で求めた Wiener spectrum と Fraunhofer 回析計で求めた spectrum とは異なることが予想される。そこでこれらを $F(\vec{r})$, $f(\vec{r})$ と記し、今回は $f(\vec{r})$ spectrum の測定を行なった。その結果 $F(\vec{r})$ に類似した結果が得

られた。

この方法は写真フィルムの粒状 spectrum を比較的容易に求めることができ、また試料のキズなどがほとんど無視できるなどの利点を持っているが、今回の結果だけでは実用化できない。すなわち現像銀の性質、その三次元分布などと光回析の関係など基礎的な問題を検討しなければならない。

最後にこの実験を行なうにあたり終始御指導下さいました当研究所藤村主任研究員に感謝する。

文 献

- 1) 大上進吾：日本写真学会誌，22(1959)38
- 2) 大上進吾：応用物理，29(1960)170
K. Doi：J. J. A. P.，5(1966)1213
- 3) 田村稔，久保田広：応用物理，26(1957)92
H. Thiry：J. Phot. Sci.，11(1963)69
A. Hautot et L. Berroart：Sci. Ind. Phot.，34(1963)342