

第 8 編 粒状性とその影響

第 1 章	解 説	木 下 幸 次 郎	1 頁
第 2 章	ラジオグラフィーにおける粒状性の解析 (1 0 - 1)	土 井 邦 雄	3
第 3 章	ウィナースペクトル測定における走査開口の役割 (1 3 - 3)	土 井 邦 雄	1 1
第 4 章	ラジオグラフィー用両面フィルム のウィナースペクトル (1 5 - 2)	土 井 邦 雄	1 8
第 5 章	雑音のマスキング効果 (II) — 文章と骨 X 線像について (1 0 - 2)	木 下 幸 次 郎 菊 地 緑 彦 竹 中 栄 一	2 2
第 6 章	X 線撮影系のウィナースペクトルと S/N (1 7 - 1)	土 井 邦 雄	2 4
第 7 章	粒状のとりあつかい (1 9 - 4)	佐 柳 和 男	3 1

第 8 編 粒状性とその影響

第 1 章 解 説

NHK基礎研 木下幸次郎

粒状性の解説は第一編に述べてある。ここでは収録論文に近づき易いように、簡単におさらいしておく。写真やテレビジョン等で、粒状性とか、雑音とかを議論するのは、主として夫々の系の評価を実用上ぎりぎりの限界で与えるために行なわれている。実用上の限界を決定するためには、実用にならない範囲での画の質も客観的に理論又は実験で論ずるか、統計的に平均的な主観的な線つまり、平均の人間による評価を定める必要がある。放射線像でも光学像でも、被写体を照明する光(線)源、受光面、増巾器、提示装置から像の伝送系は構成されているから、まず、A. Rose¹⁾によって指摘された如く、光源の固有の雑音又はこれによって生ずる mottle がある。これは、光の流れの時間的及び空間的な統計的変動で生ずるから、撮像系の感度が古典的な意味でいくらよくても、系が像を作り得る限界は、光の波長又は放射線の波長でまってしまう。これを X-ray の場合に取り入れたのが R. E. Sturm と R. H. Morgan²⁾を始めとする流れである。これを量子雑音(量子mottle)という。次に、X-ray 可視光の変換系である蛍光板等に生ずる雑音つまり粒状性は、像の内容とか、時間的変動に無関係、つまり空間的に固定されたものである。従ってこれを前の粒状性と分離するのは、R. N. Cleare²⁾等によって指摘された如く、時間という変量を用いて容易に分離される。第三に写真フィルムがあるが、これも蛍光板と同様である。しかし普通のフィルムではその空間周波数スペクトルの中が充分広いので蛍光板ほど問題にはなっていない。が、X-ray 用の両面フィルムでは、両側の感光面間の相関に問題がある。第四の受光面として、テレビの撮像管や、Image Intensifier がある。これは線源のもつ粒状性と同様な性質をもち、時間及び空間的な変動をする統計量である。

以上から

第一種の mottle: 光源, 撮影管, I. I 等,
時間及び空間的な統計量として表わせるもの。

第二種の mottle: 蛍光面, 写真フィルム, 受像管, 等
空間的な統計的変動が主なもの

に分類出来る。

ここに収められた論文は、mottle の一つ一つの成因等を解析的に調べたもの。実在する mottle の性質の測定に関するもの。統計的な性質を定めてある、数群の mottle による画質への影響を視覚的に測ったものに分類される。結論的に言えば、光源等から出る mottle はテレビジョンで撮像系の感度は非常によくても、実用上は、数百 L_x の照明下で作画する実状から考えても、R. N. Cleare 等が X-ray の場合に低感度のフィルムで光子数の多い撮影を推奨している例からも、又、高濃度下の撮影が放射線に行なわれている事実から考えても、光子の平均数を上げるか、又は通信理論の示す如く、通信速度を下げる以外には、現在では実用的ではない。その限界は、粒状性の視覚実験の結果にまつ事が多いと思われる。

- 1) A. Rose : J. Opt. Soc. Am. 38(1948)196.
- 2) H. M. Cleare et al : Am. J. Roentgenol. 98(1962)168.
- 3) R. E. Sturm & R. H. Morgan : Am. j. Roentgenol. 62(1949)617.

第2章

ラジオグラフィにおける粒状性の解析

土井邦雄*・大頭仁**

* 大日本塗料(株) 研究部 神奈川県茅ヶ崎市茅ヶ崎 6181

** 早稲田大学理工学部応用物理学教室 東京都新宿区戸塚町 1-647

(1966年6月16日受理)

Wiener Spectrum Analysis of Quantum Statistical Fluctuation
and Other Noise Sources in Radiography

Kunio DOI* and Hitoshi OHZU**

(* Research Department, Dai Nippon Toryo Co., Ltd., 6181 Chigasaki, Chigasaki City, Kanagawa

** Department of Applied Physics, Waseda University 1-647 Totsukamachi, Shinjuku-ku, Tokyo)

(Received June 16, 1966)

The Wiener spectrum analysis method is applied to the problem of extraction of the contribution of quantum mottle, structure mottle and film graininess to radiographic mottle. The normalized Wiener spectra of individual components were measured independently, and each contribution to the final output of radiographic mottle was obtained by a graphical comparison method. The dominant origin of the granularity was quantum mottle, and it ranges from 83 to 92 percent of the whole mottles if we evaluate the granularity of low spatial frequency. The main reason for the possibility of separation of mottle components was found to be the wide differences of the spatial frequency ranges over which quantum mottle, structure mottle and film graininess spread. The results of measurement of the fluctuation of X-ray quanta by two independent method, that is, the method of the Wiener spectrum analysis and the method of amplification factor, seem to agree quite satisfactory with each other.

1. 緒言

画質に大きな影響をおよぼす粒状性の問題は、X線撮影系で非常に複雑な現象である。この粒状性によつて生じる複雑さは、2つの現象があり、1つは、粒状性の原因が多く存在し、最終的に得られる1枚の写真フィルムの粒状性を占める各粒状原因の割合がわからないことである。他の1つは、一般写真光学系と共通の問題であるが、粒状性の視覚による効果が被写体と光学系の鮮鋭度によつても影響され、画質を一義的に定めることが困難なことである。

前者の問題は、H. M. Cleare et al.¹⁾によつて、いく

つかの定性的な方法で調べられ、これらの実験結果を集合すると、X線量子の統計的ゆらぎが、X線写真の粒状性を支配すると結論され、X線透視で R. E. Strum と R. H. Morgan²⁾ が指摘した結果と同じになった。しかし、このX線量子のゆらぎ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、まだ明らかにされていない。後者は、K. Rossmann³⁾によつて、いくつかの実例が示され、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明らかになった。しかし、この問題もその後明快な解決は与えられていない。

本研究では、前者の問題を明らかにするため、X線量子のゆらぎおよび他の粒状性の原因が全粒状に占める

割合を、ウィーナスベクトル解析の手法をもちいて定量的に求める。粒状性の視覚による効果についての論議は、ここではふれない。

2. 粒状性の構成要素および伝達と変換過程

X線写真の粒状性の原因は、X線量子のゆらぎ^{*}、増感紙および写真フィルムであり、これらの各項を、K. Rossmann⁴⁾にしたがつて、quantum mottle, structure mottle および film graininess と名づけ、全体を radiographic mottle、フィルムに記録される以前の露光分布の粒状性を、screen mottle とし、これらを Fig. 1 に示す^{**}。Radiographic mottle の $r_{T0} + r_T(x)$ は、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。つぎに、radiographic mottle のウィーナスベクトル $\phi[\nu: r_T(x)]$ は、

$$\phi[\nu: r_T(x)] = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \left| \int_{-X}^X r_T(x) \cdot \exp(-2\pi i \nu x) dx \right|^2 \quad (1)$$

で定義する^{5,6)}。粒状性は、いずれも等方的な現象とし、簡単のため一次元で表わすが、測定では、ウィーナスベクトルおよびレスポンス関数の二次元関数の断面をとるために細長いスリットをもちいる。Fig. 1 の粒状性を示す関数の透過率、露光量およびX線量子に関するものを、それぞれ T, L, X の subscript で示し、これらの大きな領域での平均値、すなわち ensemble 平均を示す量には 0 を附す。

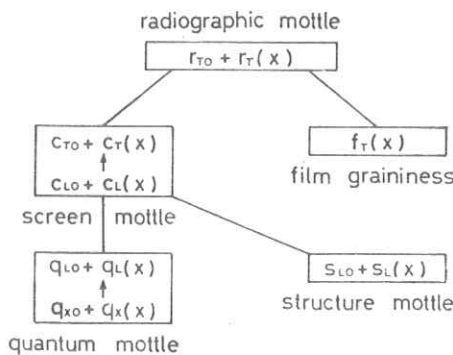


Fig. 1 Components of radiographic mottle observed on X-ray film exposed with the intensifying screens.

* この効果が著しいのは、蛍光体によるX線から光への量子効率 (amplification factor) が 10^3 の程度であり、X線撮影系では、非常に大きな量子数の増幅が行なわれているためである。

** mottle と graininess は心理的粒状性を示し、granularity は物理的粒状性を云う。ここでは、“粒状性”は両者を区別せずに用いる。

2.1 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。

$$r_{T0} + r_T(x) = c_{T0} + c_T(x) + f_T(x) \quad (2)$$

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が、film graininess と同程度になつてくると、(2) 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。

2.2 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つてきまり、このフィルムへの記録は、巨視的には入力、すなわち quantum mottle に依存する。したがつて、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、

$$c_{L0} + c_L(x) \approx \{q_{L0} + q_L(x)\} \cdot \{s_{L0} + s_L(x)\} \quad (3)$$

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、(3) 式は、

$$c_{L0} + c_L(x) = c_{L0} + q_L(x) + s_L(x) + q_L(x) \cdot s_L(x) / c_{L0} \quad (4)$$

となる。(2) 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。

2.3 Degradation process

増感紙に入射するX線量子のゆらぎは、蛍光体によつて、感光乳剤の感度領域内にある光のエネルギーに変換されるが、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、光の強度のゆらぎの出力は、

$$q_{L0} + q_L(x) = \eta \cdot \left\{ q_{X0} + \int_{-\infty}^{\infty} q_X(x') \cdot i_s(x-x') dx' \right\} \quad (5)$$

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、

$$\int_{-\infty}^{\infty} i_s(x) dx = 1 \quad (6)$$

と正規化する。

2.4 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、

$$c_{T0} + c_T(x) = c_{T0} - \gamma c_{T0} c_L(x) / c_{L0} \quad (7)$$

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、(2) 式から (7) 式を用いると、

$$r_{T0} + r_T(x) = c_{T0} - \gamma c_{T0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_X(x')}{q_{X0}} \cdot i_s(x-x') dx' + \frac{s_L(x)}{s_{L0}} + \frac{s_L(x)}{s_{L0}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_X(x')}{q_{X0}} \cdot i(x-x') dx' \right\} + f_T(x) \quad (8)$$

となる。つぎに、これのウィーナスペクトルは、

$$\Phi[\nu: r_T(x)] = \gamma^2 c_{T0}^2 \{ \Phi[\nu: q_X(x)/q_{X0}] \cdot |I(\nu)|^2 + \Phi[\nu: s_L(x)/s_{L0}] + \Phi[\nu: s_L(x) \cdot q_L(x)/s_{L0} \cdot q_{L0}] + \Phi[\nu: f_T(x)] \} \quad (9)$$

であるが、ここで $I(\nu)$ は、増感紙のレスポンス関数

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} i_s(x) \cdot \exp(-2\pi i \nu x) dx \quad (10)$$

である。上記 (9) 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。

3. ウィーナスペクトルの測定

ウィーナ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 (9) 式を書き換えると、

$$\Phi[\nu: r_T(x)] = k_1 \cdot \Phi_0[\nu: q_X(x)/q_{X0}] \cdot |I(\nu)|^2 + k_2 \cdot \Phi_0[\nu: s_L(x)/s_{L0}] + k_3 \cdot \Phi_0[\nu: s_L(x) \cdot q_L(x)/s_{L0} \cdot q_{L0}] + k_4 \cdot \Phi_0[\nu: f_T(x)] \quad (11)$$

となる。ただし、正規化関数は、

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

の形で定義する。そこで、各粒状原因のウィーナ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 radiographic mottle に占める各粒状原因の割合が求められる。

3.1 測定装置

写真フィルムのウィーナスペクトルは、電気的周波数分析器を用いる方法²⁾によって測定した。装置は、Fig. 2 に示すように、高速回転台を有するマイクロデンシトメーター、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校正し、ウィーナスペクトルは、記録値の自乗から求められた。回転

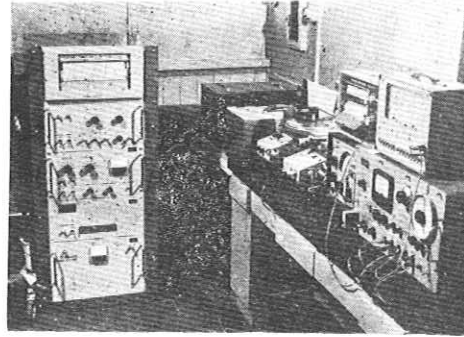


Fig. 2 Measuring equipment of Wiener spectra for radiographic mottle.

台の速度は、2 r. p. s. 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、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。

3.2 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

Table 1 Details of three screens examined.

screen	phosphor material	type of screen
A	calcium tungstate	fine detail type screen (Kyokko, FS front)
B	calcium tungstate	high speed type screen (Kyokko, HS back)
C	zinc sulfide activated with silver	high speed type screen (Kyokko, SS front)

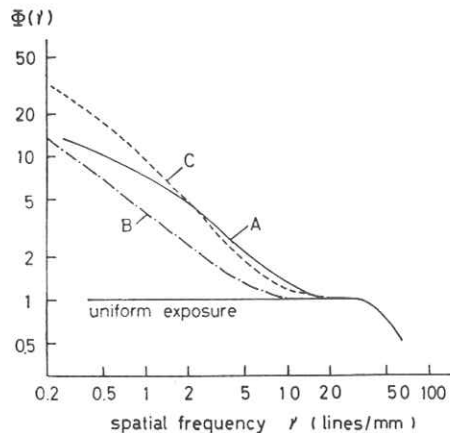


Fig. 3 Wiener spectra of radiographic mottles and film graininess.

態で露光された。X線は、70 KVP (1 mmAl フィルター) で、Al の半価層が 2.0mm である。ウィーナスベクトルの測定結果を Fig. 3 に示す。密着不良で、均一な光によつて露光したフィルムのウィーナスベクトルは、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 によつて生じたものである。

3.3 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

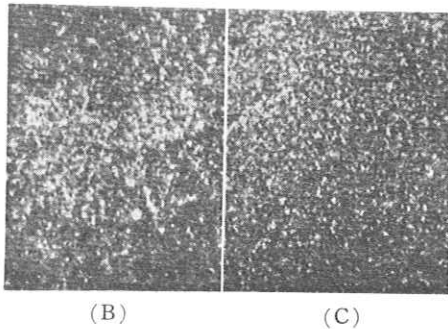


Fig. 4 Granular emission patterns of the screens B and C. A magnification of 20X is used with the microscope system. Structure mottle is recorded.

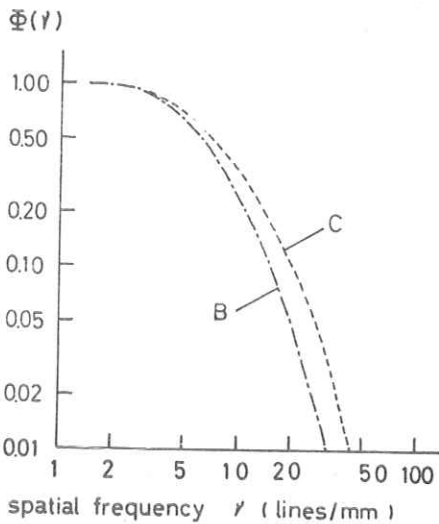


Fig. 5 Wiener spectra of structure mottles in normalized form.

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. 4 に、またこれのウィーナスベクトルを Fig. 5 に示す。増感紙の蛍光体の粒子は、約 3~10μ であるので、このウィーナスベクトルは、大体蛍光体粒子径にのみ依存するものと考えられる。

3.4 Quantum mottle

Quantum mottle のウィーナスベクトルは、(9) 式から入力 X 線量子のゆらぎの空間的分布のウィーナスベクトルと増感紙のレスポンス関数によつて定まる。X 線量子の統計的ゆらぎの空間的分布^{*}、すなわち単位面積あたりの X 線量子の数は、Poisson 分布し、また 1 個の量子の大きさは点と見なせるから、量子の空間における統計的ゆらぎの自己相関々数 $\phi[\tau: q_X(x)/q_{X0}]$ は、原点にだけ標準偏差の自乗値を持ち、デルタ関数と見なせる。そこで、これらは、

$$\begin{aligned} \phi[\tau: q_X(x)/q_{X0}] &= q_{X0}^{-1} \cdot \delta(\tau) \\ \phi[\nu: q_X(x)/q_{X0}] &= q_{X0}^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

となり、入力 X 線量子の空間的分布は、ホワイトスペクトルである。したがつて、quantum mottle のスペクトル

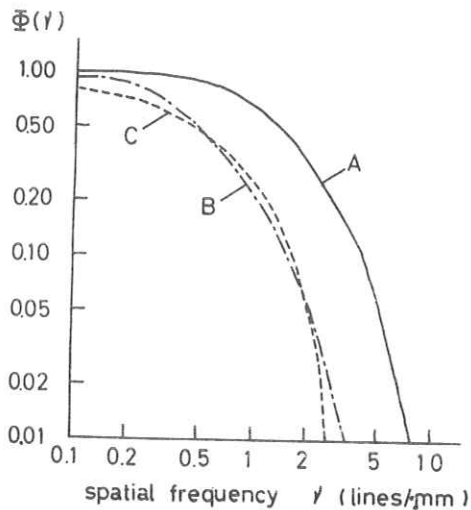


Fig. 6 Wiener spectra of quantum mottles obtained from squaring the optical transfer function of the screens.

* X 線の量子的な性質、つまり空間的、時間的な統計分布は Poisson の分布に従うと云われており、単位時間・単位面積にある量子数を n 、その平均値を \bar{n} とすれば、 n の確率分布は、 $p(n) = e^{-\bar{n}} \cdot \bar{n}^n / n!$ であり、その標準偏差は $\sqrt{\bar{n}}$ である。相対的な標準偏差、ここでは $\sqrt{\bar{n}} / \bar{n}$ となる。ここでは、単位時間として X 線撮影時間を考え、これを一定とし空間的なものだけを考える。

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つて求めた⁸⁻¹¹⁾。フィルムと密着した増感紙に鉛製の30 μ 幅スリットを通してX線曝射し、現像後、マイクロデンスitomーターでトレースされた線像強度分布を特性曲線によつて変換し、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. 6に示す。

3.5 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. 5 および Fig. 6 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桁異なっており、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(附録参照)。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(4)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、(11)式は

$$\Phi[\nu: r_T(x)] = k_5 \cdot |I(\nu)|^2 + k_6 \cdot \Phi_0[\nu: s_L(x)/s_{L0}] + k_7 \cdot \Phi_0[\nu: f_T(x)] \quad (13)$$

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. 粒状性の構成要素の分離

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、screen A の場合について説明する。

4.1 相対的粒状性寄与率の関式分離

まず第1に、screen mottle は、radiographic mottle から film graininess を引くことによつて求められる。これを、Fig. 7 に示す。得られた screen mottle のウィーナスペクトルは、(13)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者の割合を求めめるために、Fig. 5 と Fig. 6 の正規化された quantum mottle と structure mottle のウィーナスベクトルを任意の割合 (k_5 と k_6 の割合) で加算した screen mottle のウィーナスベクトルを計算する。これを Fig. 7 から求めた実験値と比較すると Fig. 8 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、スペク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 との割合を求めめるために、Fig. 8 と同様のウィーナスベクトルの計算と実験との比較を行

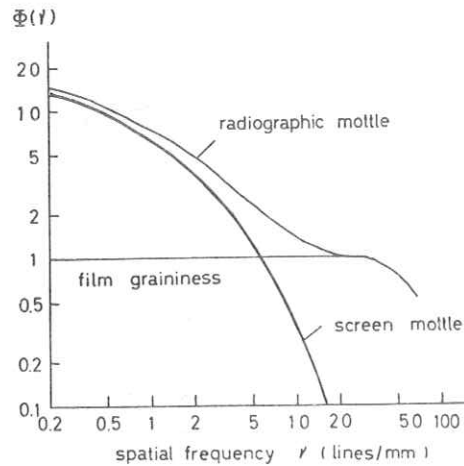


Fig. 7 Separation of screen mottle from radiographic mottle by the subtraction of film graininess.

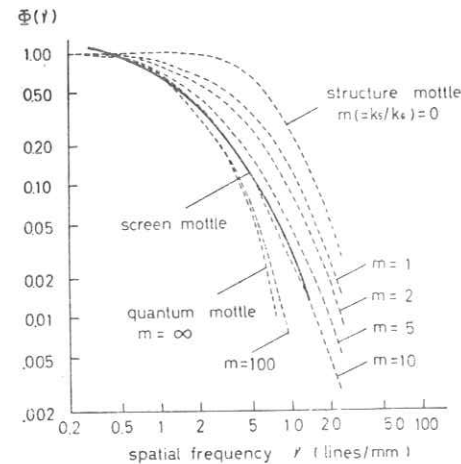


Fig. 8 Comparison of Wiener spectra of screen mottle in normalized form between calculations (dotted lines) and experiment (solid line).

Table 2 Relative contribution ratios of quantum mottle, structure mottle and film graininess in radiographic mottle obtained from Wiener spectrum analysis. The numerals are normalized by film graininess, and the numerals in bracket show the ratios normalized by radiographic mottle.

screen	<i>m</i>	<i>n</i>	radiographic mottle	quantum mottle (<i>k</i> ₅)	structure mottle (<i>k</i> ₆)	film graininess (<i>k</i> 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)

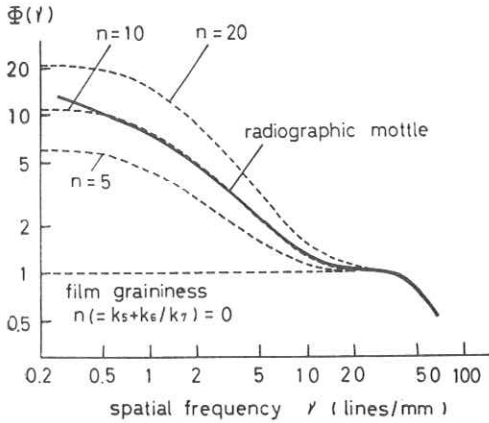


Fig. 9 Comparison of radiographic mottle between calculations (dotted lines) and experiment (solid line).

なう。計算から求める曲線は、Fig. 3 の film graininess と Fig. 8 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. 9 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 (14) 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。

$$\begin{aligned}
 k_5 &\approx \frac{mn}{mn+m+n+1} \\
 k_6 &\approx \frac{n}{mn+m+n+1} \\
 k_7 &\approx \frac{m+1}{mn+m+n+1}
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

同様のウィーナスペクトル解析の方法が、screen 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%にもおよぶ。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。ウィーナスペクトルの評価には、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げていることから、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。

4.2 Quantum mottle と量子効率

X線量子のゆらぎの効果を示す (13) 式の *k*₅ は、(9)、(12) および量子効率を用いると、

$$k_5 = \gamma^2 c_{T0}^2 c_{L0}^{-1} \eta \tag{15}$$

となる。ここで、 γ 、*c*_{T0} および *c*_{L0} は、露光量および写真特性に依存する量であるが、最後の η は、特定の増感紙と写真フィルムの組み合わせでは系固有のX線から光への変換効率を示す定数である。そこで、同一のフィルムを用い、そして黒化度が同じであれば、*k*₅ は η に比例する。増感紙の相対的な量子効率は、増感紙のX線吸収率および相対感度の2種の実験を行えば、これの比から求めることができる。用いた3種の増感紙のこれらの定数を Table 3 に示す。つぎに、Table 2 の *k*₅ と

Table 3 Characteristic constants of three screens examined. 70 KVP, 1 mm Al filter (H. V. L. 2.0 mm Al) Relative speed is obtained from reciprocal exposures required to a certain density.

Screen	X-ray absorption	relative speed	relative amplification factor
A	31%	27	87
B	69%	100	145
C	27%	85	315

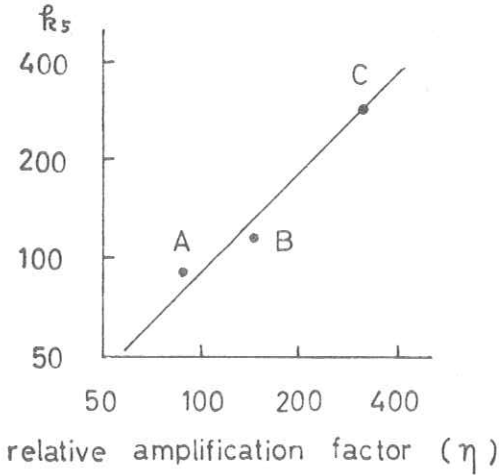


Fig. 10 Comparisons of the relative amplification factor η and quantum mottle k_s in three screens. Solid line shows the theoretical relation obtained from equation (15).

Table 3 の η とを比較すると, Fig. 10 に示すごとくよい対応が得られ, (15) 式の成立が確認された. これから, quantum mottle のウィーナスベクトルは, 増感紙のレスポンス関数と量子効率によつて決まる.

5. 結 言

ウィーナスベクトル解析の方法が, X線写真の粒状性の原因の分離に応用された. 個々の粒状性の構成要素のウィーナスベクトルを独立に実験から求め, そしてこれを用いて最終的に得られる radiographic mottle への寄与の割合が, 図式比較によつて求められた. 粒状性を支配する因子は, X線量子の統計的ゆらぎであると結論され, その影響は, 83~92% にもおよびることが明らかにされた. これら粒状原因の分離が可能であつた理由は, 主として quantum mottle, structure mottle および film graininess の各空間周波数成分が, 大きく異なつていたためである. ウィーナスベクトル解析および相対的量子効率の2種の独立な実験から得られたX線量子のゆらぎの効果の比較は, 良い一致を示した.

最後に, 御討議下さつた大日本塗料(株)研究部の鳥生敬郎博士および坂本轟氏に深く感謝致します.

附 録

Interaction mottle のウィーナスベクトル

Quantum mottle および structure mottle に対して, ウィーナスベクトルを,

$$\Phi[\nu: q_L(x)/q_{L0}] = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} |Q(\nu)|^2 \quad (A-1)$$

$$\Phi[\nu: s_L(x)/s_{L0}] = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} |S(\nu)|^2 \quad (A-1)$$

とする. ただし,

$$Q(\nu) = \int_{-X}^X \frac{q_L(x)}{q_{L0}} \cdot \exp(-2\pi i \nu x) dx \quad (A-2)$$

$$S(\nu) = \int_{-X}^X \frac{s_L(x)}{s_{L0}} \cdot \exp(-2\pi i \nu x) dx$$

と定義すると, interaction mottle のウィーナスベクトルは,

$$\begin{aligned} \Phi[\nu: q_L(x) \cdot s_L(x)/q_{L0} \cdot s_{L0}] \\ = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \left| \int_{-X}^X \frac{q_L(x)}{q_{L0}} \cdot \frac{s_L(x)}{s_{L0}} \exp(-2\pi i \nu x) dx \right|^2 \\ = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \left| \int_{-\infty}^{\infty} Q(\xi) S(\nu - \xi) d\xi \right|^2 \quad (A-3) \end{aligned}$$

となる. 実験的には, ウィーナスベクトルは, フーリエ変換の cosine あるいは sine 成分だけによつて測定されるが, これは, 統計的に定められた2つの成分に差がないから妥当である. そこで quantum mottle のフーリエ変換を,

$$\begin{aligned} Q(\nu) &\approx |Q(\nu)| \approx \Phi[\nu: q_L(x)/q_{L0}]^{1/2} \\ S(\nu) &\approx |S(\nu)| \approx \Phi[\nu: s_L(x)/s_{L0}]^{1/2} \quad (A-4) \end{aligned}$$

とみなすと, (A-3) の右辺は, 2つの可観測量, すなわち Fig. 5 と Fig. 6 のウィーナスベクトルから与えられる. そこで, quantum mottle が, structure mottle に対して第1次近似としてデルタ関数と見なせれば (A-3) は,

$$\begin{aligned} \Phi[\nu: q_L(x) \cdot s_L(x)/q_{L0} \cdot s_{L0}] \\ = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\xi) \cdot S(\nu - \xi) d\xi \right|^2 \\ = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} |S(\nu)|^2 \quad (A-5) \end{aligned}$$

となり, interaction mottle は, structure mottle から区別することができなくなる. (A-4) は, 厳密には成立しないが, 定性的な結論を導くには充分である.

文 献

- 1) H. M. Cleare, H. R. Splettstosser and H. E. Seeman: Am. J. Roentgenology 88 (1962) 168.
- 2) R. E. Sturm and R. H. Morgan: Am. J. Roentgenology 62 (1949) 617.
- 3) K. Rossmann: Diagnostic Radiologic Instrumentation, Modulation Transfer Function (C. C. Thomas 1965) p. 350.
- 4) K. Rossmann: Am. J. Roentgenology 90 (1963) 863.
- 5) E. L. O'Neill: Introduction to Statistical Optics (Addison-Wesley Publishing Company 1963) p.

- 109.
- 6) 佐柳和男, 大頭仁: 応用物理 26 (1957) 471.
- 7) 大上信吾: 応用物理 29 (1960) 169.
- 8) R. H. Morgan, L. M. Bates, U. V. Gopalarao, and A. Marinaro: Am. J. Roentgenology 92 (1964) 426.
- 9) K. Rossmann: Phys. in Med. and Biol. 9 (1964) 551.
- 10) K. Doi: Am. J. Roentgenology 94 (1965) 712.
- 11) 土井邦雄: 応用物理 35 (1966) 559.

第3章 ウィーナスペクトル測定における走査開口の役割

大日本塗料株式会社蛍光品事業部研究部

土井邦雄

1. 緒言

写真フィルムの粒状性は、黒化度または透過率の場所によるゆらぎの統計的な性質について、ウィーナスペクトルや自己相関数によって記述されている^{1, 2)}。ウィーナスペクトルに関しては、しばしばマイクロデンシトメーターを用いて二次元の写真フィルムを走査し、得られた一次元のランダムな信号系列について解析することによって、求められている。そこで、この走査を行なう時に用いる開口の役割と、二次元および一次元のランダムな信号に関するウィーナスペクトルの間の関係は、写真フィルムの粒状性の研究において極めて重要である。特に粒状性が光学系を通して伝達する時に、この系の光学的な特性を知るには、二次元のものの1平面への投影像であるのか、または1断面であるのかを知っていなければならない。

佐柳と大頭³⁾は、二次元の光学像についての光学的な積分方法の相異から2種類の関数を独立に定義した。すなわち、一次元の走査で得たものを第1種のものとし、光学的相関器や回析を用いたものを第2種のもので定めた。一方、KleinとLangner⁴⁾は、一次元の走査で得られたウィーナスペクトルを、二次元のウィーナスペクトルの積分値で与えられるとしている。また昭和41年の応用物理学会⁵⁾でも、この問題に対する討論が起っている。これらは、走査開口の役割に関してまだはっきりしていない点があるために生じた混乱と考えられる。これらの異なった解釈が生じた1つの理由は、以前 Jones⁶⁾が、観測された一次元のウィーナスペクトルは、真の二次元のものの1空間周波数軸に関する積分値で与えられると証明なしに述べたためではないかと考えられる。

本研究は、走査で得られた一次元のウィーナスペクトルと真の二次元のものとの間の積分関係を理論的および実験的に検討する。

2. 走査開口に影響された二次元のウィーナスペクトル

二次元平面における規格化した透過率に関するゆらぎの分布 $f(x, y)$ の二次元のウィーナスペクトル $\Phi(v, \tau)$ は、

$$\Phi(v, \tau) = \lim_{\substack{X \rightarrow \infty \\ Y \rightarrow \infty}} \frac{1}{4XY} |F(v, \tau)|^2 \quad (1)$$

$$F(v, \tau) = \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y f(x, y) \exp\{-2\pi i(vx + \tau y)\} dx dy \quad (2)$$

で定義する。ここで $f(x, y)$ は、平均透過率のまわりのゆらぎで、平均値で規格化し、ディメンジョンのない量である。即ち

$$f(x, y) = \frac{1}{\bar{T}} \{T(x, y) - \bar{T}\} \quad (3)$$

である。ただし、 $T(x, y)$ は、写真フィルムの透過率分布であり、 \bar{T} は

$$\bar{T} = \lim_{\substack{X \rightarrow \infty \\ Y \rightarrow \infty}} \frac{1}{4XY} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y T(x, y) dx dy \quad (4)$$

とする。

次に、写真フィルム面上を、この上にとった直交座標系の x 軸にそって $y = y_0$ の線を走査することを考える。この時得られる一次元のゆらぎの分布 $f(x, y_0)$ に対するフーリエ変換 $F_0(\nu)$ は

$$\begin{aligned} F_0(\nu) &= \int_{-X}^X f(x, y_0) \exp(-2\pi i \nu x) dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu, \tau) \exp(2\pi i \tau y_0) d\tau \end{aligned} \quad (5)$$

で与えられる。ここで、右辺の2番目の式は、(2)式の $y = y_0$ におけるフーリエ逆変換の関係から導かれる。そこで $F_0(\nu)$ の絶対値の自乗は

$$\begin{aligned} |F_0(\nu)|^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu, \tau) \exp(2\pi i \tau y_0) d\tau \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\nu, \tau) \exp(-2\pi i \tau y_0) d\tau \end{aligned} \quad (6)$$

であり、ここで $F^*(\nu, \tau)$ は、 $F(\nu, \tau)$ の共役複素数とする。次に、積分を和の形に書きかえらる

$$\begin{aligned} |F_0(\nu)|^2 &= \sum_n F(\nu, \tau_n) \exp(2\pi i \tau_n y_0) \Delta \tau_n \\ &\quad \times \sum_n F^*(\nu, \tau_n) \exp(-2\pi i \tau_n y_0) \Delta \tau_n \\ &= \sum_n |F(\nu, \tau_n)|^2 \Delta \tau_n^2 + \sum_{n \neq m} F(\nu, \tau_n) F^*(\nu, \tau_m) \\ &\quad \times \exp\{2\pi i (\tau_n - \tau_m) y_0\} \Delta \tau_n \Delta \tau_m \end{aligned} \quad (7)$$

となる。そこでウィナーズベクトルは

$$\begin{aligned} \Phi_0(\nu) &= \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} |F_0(\nu_n)|^2 \\ &= \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \sum_n |F(\nu, \tau_n)|^2 \Delta \tau_n^2 \\ &\quad + \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \sum_{n \neq m} F(\nu, \tau_n) F^*(\nu, \tau_m) \exp\{2\pi i (\tau_n - \tau_m) y_0\} \Delta \tau_n \Delta \tau_m \end{aligned} \quad (8)$$

となる。この(8)式の右辺の2番目の式の第2項において、 $\tau_n - \tau_n = \tau_p$ ($p \neq 0$) とおけば

$$\lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2XY} \sum \exp(2\pi i \tau_p y_0) \Delta \tau_p \left\{ \sum F(\nu, \tau_n + \tau_p) F^*(\nu, \tau_n) \Delta \tau_n \right\}$$

と書きかえられ、この式の n に関する総和は、 $F(\nu, \tau_n)$ と $F^*(\nu, \tau_n)$ が統計的に独立^{7, 8)}なのでゼロとなる。実際の写真フィルムの場合には、 $f(x, y)$ は近似的にガウス雑音⁹⁾とみなせる。また、Goldman¹⁰⁾によると、ガウス雑音のゆらぎの空間領域における値は、ある範囲にわたって相関を示すが、周波数領域では統計的に独立である。

そこで(8)式は、第1項のみで与えられる。次に、和を積分の形に書き直すが、 $\Delta \tau_n$ の1つを $\Delta \tau_n = 1/2Y$ Y とおき、 $\Delta \tau_n \rightarrow 0$ を $Y \rightarrow \infty$ に対応させれば、結局(1)式を用いて

$$\begin{aligned} \Phi_0(\nu) &= \lim_{\substack{X \rightarrow \infty \\ Y \rightarrow \infty}} \frac{1}{4XY} \sum_n |F(\nu, \tau_n)|^2 \Delta \tau_n \\ &= \lim_{\substack{X \rightarrow \infty \\ Y \rightarrow \infty}} \frac{1}{4XY} \int_{-\infty}^{\infty} |F(\nu, \tau)|^2 d\tau \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\nu, \tau) d\tau \end{aligned} \tag{9}$$

となる。これは、一次元走査によって観測する一次元のウィーナスベクトルと真の二次元のものとの関係を示す式であり、また、 x 方向の走査は、 τ 軸に関する積分を行なうことを示している。

一方、空間周波数領域における小間隔 $\Delta \tau_n = 1/2Y$ の意味は、ゆらぎの信号に対して標本化定理を適用して説明される。ゆらぎの信号 $f(x, y)$ は、 $|x| \leq X$ および $|y| \leq Y$ に限られていると考えると、これのフーリエ変換した $F(\nu, \tau)$ は

$$F(\nu, \tau) = \sum_m \sum_n F\left(\frac{m}{2X}, \frac{n}{2Y}\right) \text{sinc}(2\pi\nu X - m\pi) \cdot \text{sinc}(2\pi\tau Y - n\pi) \tag{10}$$

と書ける。そこで、この式は、 $F(\nu, \tau)$ が、 $1/2X$ および $1/2Y$ の等間隔に区切られた独立な標本点から完全に決定されることを示している。

次に、(9)式の関係をもとに観測するウィーナスベクトルの場合に応用する。粒状性を示すゆらぎ $f(x, y)$ が、レスポンス関数 $R(\nu, \tau)$ を持つ光学系を伝達する時、通過後のウィーナスベクトル $\Phi_i(\nu, \tau)$ は

$$\Phi_i(\nu, \tau) = |R(\nu, \tau)|^2 \Phi(\nu, \tau) \tag{11}$$

で与えられている¹⁾。この式は、 $R(\nu, \tau)$ のレスポンス関数を持つ開口で写真フィルムを走査する場合にもあてはめることができる。

測定の場合には、一次元の走査になるので、測定される一次元のウィーナスベクトル $\Phi_n(\nu)$ は、(9)式と(11)式から

$$\Phi_n(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\nu, \tau) |\Phi(\nu, \tau)|^2 d\tau \quad (12)$$

となる。この $\Phi_n(\nu)$ は、通常の高速度回転による周波数分析器を用いる測定法によって観測されるものである。実際には、この測定法における実効値電圧計の読みは、 $\Phi_n(\nu)$ の平方根に対応している。次に、走査開口が、 $2a \times 2b$ の大きさの矩形であり、光学系のボケの効果が入りこまないとする、この時のレスポンス関数は、

$$R(\nu, \tau) = \frac{\sin 2\pi a \nu}{2\pi a \nu} \cdot \frac{\sin 2\pi b \tau}{2\pi b \tau} \quad (13)$$

で与えられる。次に、この(13)式を(12)式に代入して積分するが、 $\Phi(\nu, \tau)$ が、 $|R(\nu, \tau)|^2$ に比べて一定とみなせると仮定する。これは、実験的には、 a と b を充分大きくすれば容易に実現する。すると

$$\Phi_n(\nu) = \Phi(\nu, 0) \cdot \left| \frac{\sin 2\pi a \tau}{2\pi a \nu} \right|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\sin 2\pi b \tau}{2\pi b \tau} \right|^2 d\tau \quad (14)$$

となるが、ここで $\Phi(\nu, 0)$ は τ に関して、定数とみなして積分の外に出した。そこで(14)式を積分して、観測量 $\Phi_n(\nu)^{1/2}$ は、結局

$$\Phi_n(\nu)^{1/2} = \Phi(\nu, 0)^{1/2} \left| \frac{\sin 2\pi a \nu}{2\pi a \nu} \right| (2b)^{-1/2} \quad (15)$$

となる。この式は、写真フィルムを $2a \times 2b$ の開口で走査した時の観測される一次元のウィーナスベクトルと真の二次元のウィーナスベクトルの関係を与えるものである。二次元のウィーナスベクトルの断面を観測するには、(15)式から、細長いスリットを用いねばよいことがわかる。ウィーナスベクトルを測定する時の走査開口の役割に関する実験的な検討は、(15)式に基づいて次項で行なう。

次に、実際に測定する際の時間領域におけるパワースペクトルと空間領域における一次元のウィーナスベクトルの関係を求める。

空間的な一次元の信号を $f(x)$ 、これが速度 v で走査され時間信号 $g(t)$ になったとし、各々のフーリエ変換とスペクトルを次のように定義する。つまり

$$\Phi[\nu; f(x)] = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} |F(\nu)|^2 \quad (16)$$

$$P[\omega; g(t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} |G(\omega)|^2 \quad (17)$$

$$F(\nu) = \int_{-X}^X f(x) \exp(-2\pi i \nu x) dx \quad (18)$$

$$G(\omega) = \int_{-T}^T g(t) \exp(-2\pi i \omega t) dt \quad (19)$$

とする。ここで $f(x)$ と $g(t)$ は、(3)と同様の規格化した関数とする。走査によって、 $g(t) \equiv f(vt)$ の変換を受けているので、 $F(v)$ と $G(\omega)$ の関係は、変数変換すると

$$\begin{aligned} G(\omega) &= \int_{-T}^T f(vt) \exp(-2\pi i \omega t) dt \\ &= \frac{1}{v} \int_{-x=-vT}^{x=vT} f(x) \exp(-2\pi i v x) dx \\ &= \frac{1}{v} F(v) \end{aligned} \quad (20)$$

となる。次に、(20)式を(17)式に代入して、 T を X/v に変えると

$$\begin{aligned} P[\omega : g(t)] &= \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \frac{|F(v)|^2}{v} \\ &= \frac{1}{v} \Phi[v : f(x)] \end{aligned} \quad (21)$$

を得る。つまり、これから、ウィーナスpekトルは、測定されたパワースpekトルに走査速度を乗じたものに等しい。ここで、 $P[\omega : g(t)]$ と $\Phi[v : f(x)]$ のディメンジョンは、それぞれ $[\text{sec}]$ および $[\text{mm}]$ であり、二次元のウィーナスpekトル $\Phi[v, \tau]$ の場合には $[\text{mm}^2]$ である。

なお、ウィーナスpekトルやパワースpekトルの定義は、厳密には集合平均をとらねばならない¹¹⁾。ここでは、粒状性の取り扱いで今まで習慣的にこの考えが入っていないので、言及しなかったが、集合平均をとっても、ここに述べた結果は同じである。集合平均をとる場合には、(1)、(8)、(9)、(16)、(17)および(21)式に対して考慮しなければならない。

3. 実験結果および討議

ウィーナスpekトルの測定装置は、回転円板をもったマイクロデンストメーターの光学系、一定の帯域幅をもった周波数分析器、実効値電圧計および記録計から構成された。周波数分析器の周波数と出力電圧は、標準発振器を用いて較正した。測定で注意する点は、光電子増倍管の雑音で、これを極力少なくし、 S/N をよくするためには、走査開口をなるべく大きくすることと、これに印加する電圧を適当に選定することが必要である。また、周波数分析器の等価フィルター幅 Δf を用いて測定値を割ることによって、単位周波数幅あたりの出力を得ることができる。(ここでは、フィルター分布の面積を用いる)電気系のパワースpekトルの測定では、正負の周波数を区別せず、真のもの2倍を観測しているので、測定値に $1/2$ を乗せることが必要である。¹²⁾ 走査速度 v は、回転数 n と回転半径 ℓ を用いて $v = 2\pi n \ell$ から求めた。回転台については、写真フィルムの位置によって、光学系が defocus しないように調節しなければならない。

実験に用いた写真フィルムは、サクラ New Y Type (片面フィルム) であり、net density は 0.66 であった。回転円板の速度は、1 rps で、その半径は 10 mm を用いた。

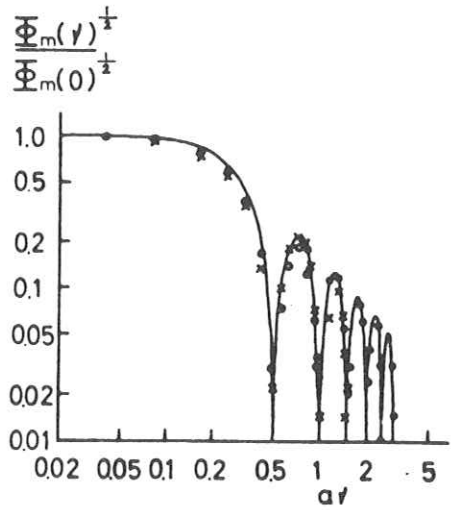
第1図は、(16)式からの計算と実験との比較を示す。

実験点は、 $2a$ (走査方向のスリット幅)として50, 100, および200ミクロンとし、また $2b$ (走査に垂直方向のスリット幅)として20ミクロンを用いた。

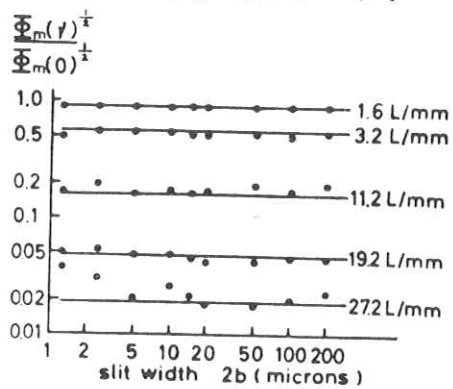
実線は、同式から計算したもので、 $\Phi(\nu, 0)$ はこれらのスリット幅では一定と仮定した。この比較から、走査方向のスリットの効果は同式に従いが標準化関数の形で与えられることが明らかである。

第2図は、いくつかの空間周波数におけるウィーナスpekトルの $2b$ に対する依存性を示す。ここで実線は同式からの計算値であり、実験は $2a$ を150ミクロンとして求めた。これらの比較は、低空間周波数ではよく合っているが、高空間周波数では、はずれてきている。この理由は光電子増倍管の雑音によるものと考えられる。第2図の結果は、ウィーナスpekトル分布の形が、実験された範囲の空間周波数では b に依存しないことを示していると考えられる。第3図は、ウィーナスpekトルと走査に垂直方向のスリット幅 $2b$ との関係を示す。縦軸は、相対値である。大きなスリット幅での実験点は、同式からの $b^{-1/2}$ の直線に良く一致している。しかし、小さなスリット幅では、 b に依存せず、ほとんど一定である。この不一致は、前節で(14)式を得る時に $\Phi(\nu, \tau)$ を τ に関して一定とみなしたことから生じたものである。もし、逆に、開口 b によるレスポンス関数が、写真フィルムの粒状性のウィーナスpekトルに比べて一定とみなせれば、(12)式の積分は、 $|R(\nu, \tau)|^2$ によらず $\Phi(\nu, \tau)$ によって制限されてしまう。そこで、積分された観測量は b によらず一定になる。だから $b^{-1/2}$ の直線からはずれることは、理論的予想に対応する結果である。以上の3つの比較における理論と実験とのよい一致は、一次元走査の役割が(9)式に従うことを示していると考えられる。

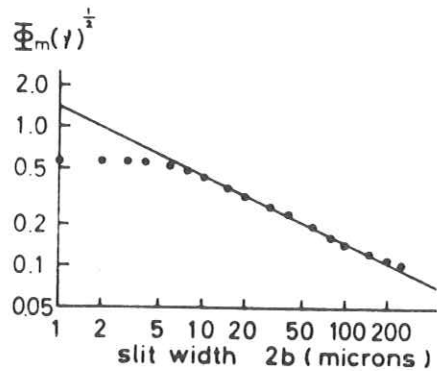
4. 結 言



第1図 ウィーナスpekトルの測定と計算との比較 スリット幅 ($2a$): 50(\circ), 100(\times), 200ミクロン(\cdot)



第2図 ウィーナスpekトルのスリット幅依存性 $2a$: 150ミクロン



第3図 ウィーナスpekトルとスリット幅 ($2b$)との関係 $2a$: 150ミクロン 空間周波数: 1.6 L/mm

写真フィルムの粒状性のウィーナスベクトルを測定する際の走査開口のスリット幅は、実験に対して2つの異なった方法で影響を与える。走査にそった方向のスリット幅は、ウィーナスベクトルの通過帯域を決める。一方、走査に垂直な方向のスリット幅は、二次元のウィーナスベクトルの断面積の大きさを決める。この結果は、二次元のウィーナスベクトルの1断面を測定するには細長いスリットを用いればよいことを示している。Jonesによって最初に述べられた(9)式の積分関係は、理論的に証明され、またこれに基づいて得られた(10)式の関係は実験で確認された。

与えられた写真フィルムで、ある空間周波数において、もし a が充分狭く、 b が(10)式の成立する範囲(第3図の直線部分)にあれば、 b と $\Phi_n(\nu)$ の関係は、

$$b \cdot \Phi_n(\nu) = \text{一定}$$

22

となる。この簡単な関係は、その表現が有名な Selmyn の関係¹³⁾ に似ている。また、この(22)式の定数は、Selmyn の定数と同様に粒状性の単一評価尺度として用いることができる。22式の利点の1つは、適当な空間周波数を選んで粒状性を評価できることである。もし、電気系のフィルターが視覚系あるいは他の受容器の周波数特性に合わせて選ばれていれば、22式の定数は、粒状性の心理物理的な評価尺度と密接な対応を持たせることができると考えられる。

文 献

- 1) E. L. O'Neill: Introduction to Statistical Optics (1963) 13.
- 2) P. Feilgett: J. Opt. Soc. Am. 43 (1953) 271.
- 3) K. Sayanagi and H. Ohzu: Oyo Buturi 26, (1957) 471.
- 4) E. Klein and G. Langner: J. Phot. Sci 11 (1963) 177.
- 5) 高野正雄, 大上進吾: 春期応用物理学学会講演会(1965)
- 6) R. C. Jones: J. Opt. Soc. Am. 45 (1955) 799.
- 7) 佐藤 洋: 日本物理学会誌 22 (1967) 829.
- 8) W. B. Davenport and W. L. Root: An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise (1958) 87.
- 9) L. A. Jones and G. C. Higgins: J. Opt. Soc. Am 36 (1946) 203.
- 10) S. Goldman (関英男訳): 情報理論 (1963) 117.
- 11) A. Papoulis: Probability, Random Variables, and Stochastic Processes (1965) 343.
- 12) S. Goldman (関英男訳): 情報理論 (1963) 249.
- 13) C. E. K. Mees: The Theory of Photographic Process (1966) 526.

第 4 章 ラジオグラフィー用両面フィルムのウィーナスペクトル

大日本塗料・研究部 土 井 邦 雄

ラジオグラフィーでは、フィルムベースの厚さで分けられた2つの平面上の写真像が、これらを区別することなく同時に観察されている。この系の粒状性を評価する時、観察下のウィーナスペクトル (WS と略) は、2つの粒状図形が独立ならば簡単にそれぞれの加算によって得られる。しかし、この系の粒状原因と相互露光量に関する最近の実験結果は、2つの平面の粒状図形に相互相関成分のあることを示している。ところが、この系の WS は、従来主として片面フィルムあるいは両面フィルムの片側をハクリしたもので測定されているが、この理由は光学系の焦点深度のためである。しかし、フィルムを視覚的に観察する時には、我々は決して2つの平面上の図形を区別することはしない。そこで“見ているものは、刷ったものと同じであろうか？”という疑問が起きる。本研究では、これらの粒状性の差を3つの場合、即ち片面塗布 (C)、両面塗布 (A) および両面でも撮影後片面ハクリしたもの (B) について理論と実験から討議する。

相互露光量比 k 、相互露光効果の MTF $R(\nu)$ 、平均階調 \bar{r} 、平均露光量 \bar{C} 、スクリーンモトル $c(x)$ 、フィルムの粒状性 $f(x)$ とし、下附 F, B をフロントとバックに用いると、上の3つの系の WS は、

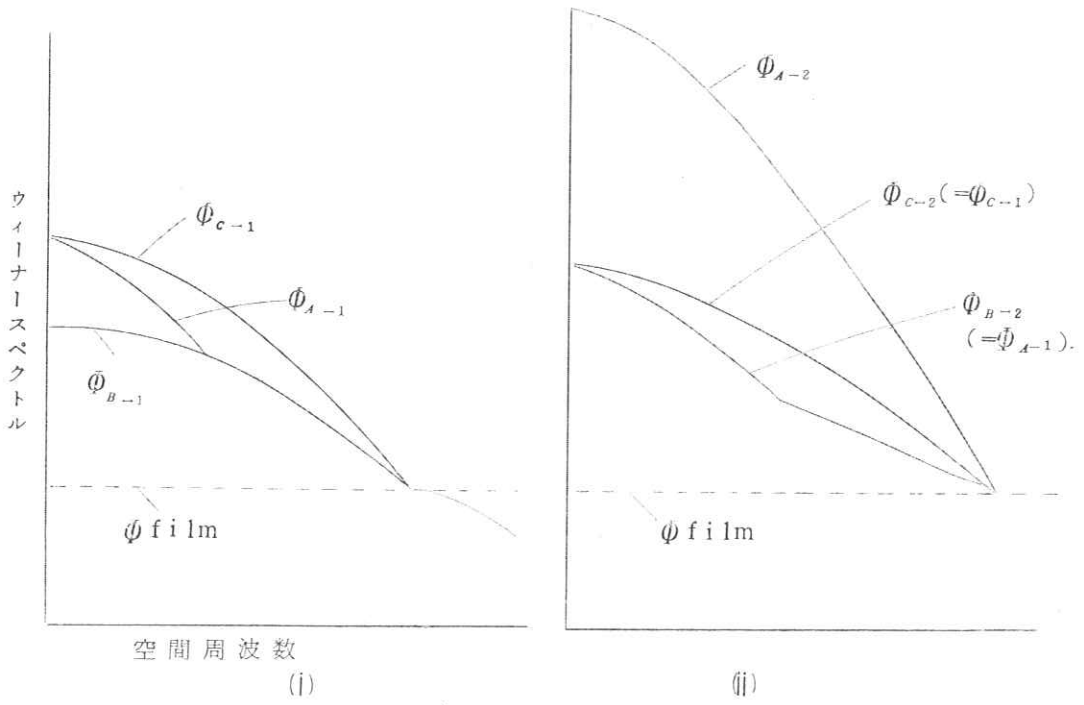
$$\Phi_A = \bar{r}^2 \left\{ \frac{1+kR(\nu)}{1+k} \right\}^2 \Phi \left[\nu : \frac{C_F + C_B}{C} \right] + \Phi \left[\nu : \frac{f_F + f_B}{T} \right]$$

$$\Phi_B = \bar{r}^2 \left\{ \frac{1-kR(\nu)}{1+k} \right\}^2 \left\{ \Phi \left[\nu : \frac{C_F}{C} \right] + \Phi \left[\nu : \frac{C_B}{C} \right] \right\} + \frac{2\bar{r}^2 k R(\nu)}{(1+k)^2} \Phi \left[\nu : \frac{C_F + C_B}{C} \right] \\ + \Phi \left[\nu : \frac{f_F}{T} \right] + \Phi \left[\nu : \frac{f_B}{T} \right]$$

$$\Phi_C = \bar{r}^2 \left\{ \Phi \left[\nu : \frac{C'_F}{C} \right] + \Phi \left[\nu : \frac{C'_B}{C} \right] \right\} + \Phi \left[\nu : \frac{f_F}{T} \right] + \Phi \left[\nu : \frac{f_B}{T} \right]$$

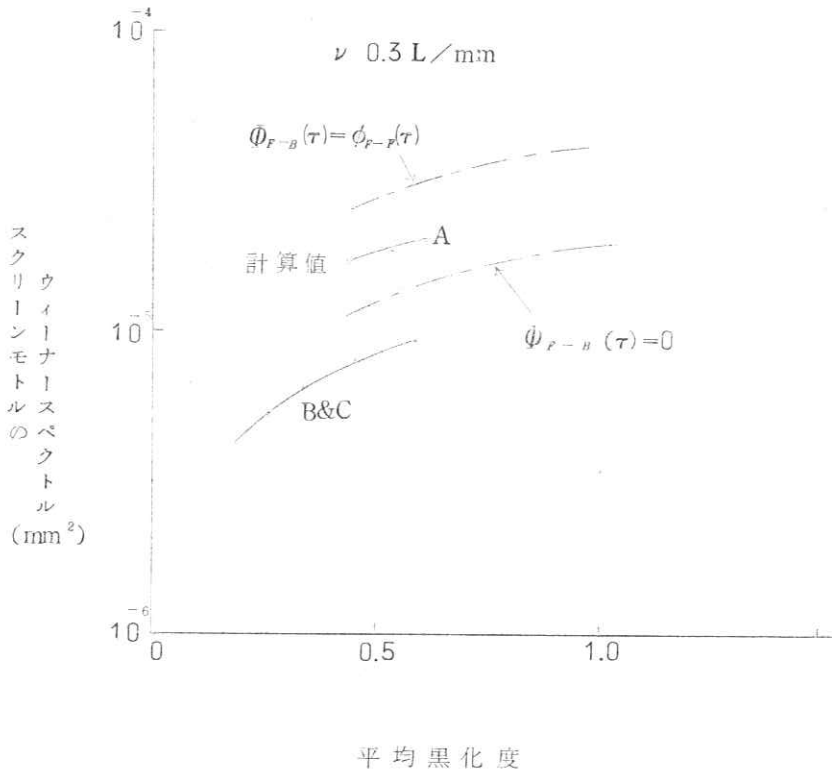
となる。フィルムの粒状性は、両面間で相関がないと考えられるから、この3つの式の差は、スクリーンモトルによる成分であり、 C_F と C_B の相関の程度によって大きく変化する。第一図は、 C_F と C_B に全く相関のない場合 (i) と、 C_F と C_B が完全に一致する場合 (ii) の様子を定性的に示すが、後者では Φ_{A-2} が Φ_{A-1} の2倍も増強されている。

高速走査方式によって、3つの場合の WS を測定し、 $\Phi [0.3L/mm] - \Phi [10L/mm]$ を低空間周波数のスクリーンモトルの評価尺度として用いると、黒化度依存性は第2図に示すごとく得られる。ここで、 B と C には殆んど差が認められない。これを基にして求めた A の理論値と実測との比較では、実測値は、



第 1 図

ψ_F と ψ_B の相関がないものと完全にあるものの中あたりを示している。以上から、両面フィルムの粒状性の WS は、両面の粒状図形の相関がかなりあるので、片面の測定では充分でないと結論される。相関の原因には、X線量子のゆらぎが考えられる。



第 2 図

〔質疑討論〕

佐柳：ウィーナーспекトルの相関による増強の理由として、相互露光 (cross exposure) によるものと、X線量子のゆらぎ (quantum mottle) によるものを考えている様だが、後者については、次の様に考えると、納得できないが、どう考えるか？ つまり1個のX線量子が入射した時、フロント側で吸収されて蛍光を出すと考え、バック側へは行かずに消滅してしまふから、相関を出す原因として考えにくい。

土井：それは量子効率が1の系ならば、その通りと考えられるが、スクリーンの量子効率は約 10^3 であり、事情が異なると思う。この 10^3 の値は数拾 keV のX線がいくつかのエネルギーの degradation 過程を経て最後に約 4400 Å の可視光に変換されたものを、全体として観測して得られたものである。そこで、1個のX線量子が入射して、すべて、同一地点でエネルギーを失って 10^3 個の光量子を出すと考えよりも、X線量子の通路にそって、つまり、スクリーンの厚さ方向に線状に光量子を出すと考えている。

津田：フロント及びバックのスクリーンのX線量子を吸収する確率は、約 $1/10$ と言われているが、これから考えると、相関を考えにくい。吸収係数はランダム変数だと思う。

佐柳：相互露光効果による成分は省略できるとしてもよいか？

土井：BとCの差が検出できなかったので、その通りだと思ふ。

木下：最後のグラフが予稿とスライドで若干異う様だがスライドの結果からは、相関現象が黒化度の増加と共に減少している。これは μ が増加したためにX線量子のゆらぎの減少と同時に相関現象の減少を起しているのであると説明することができる。

土井：予稿のグラフは、高濃度側の点が1つおちているが、あとはスライドのものと同じである。フリーハンドで書いたために予稿のグラフには精度はありません。相関現象の説明については、定性的には私も木下さんの解釈通りだと思ふ。

木下：フィルムの厚さと顕微鏡対物レンズの $N.A$ は？

土井：フィルムの Base 厚は、0.20~0.3mmで、乳剤は約0.02mm、対物レンズは $\times 20$ 、 $N.A$ 0.40である。

金森：X線励起の場合のルミネッセンス現象を説明する理論はどの程度研究されているでしょうか？

土井：理論的には、ほとんど研究されていない様に思ふ。

有名な J. W. Coltman et al の論文では、先程の佐柳さんとの討議の中で 10^3 の量子効果を求めているが、物性論的な立場からの詳細な検討ではなく、現象を形式的に観測した結果である。

前田：スクリーンの厚さはどの位でしょうか？

土井：フロント及びバック共約0.1mmである。

前田：フロントとバックで Compton 効果の起る可能性は、その程度のレンジでは、非常に少ないと思ふ。この場合に、フィルムの粒状性は省略できると考えてもよいだろうか？

土井：この結果からは黒化度依存性を持つてはいるが、両面フィルムで黒化度1.0程度の場合、X線量子のゆらぎが支配的である。

X線吸収過程とルミネッセンスについては、増感紙の点像強度分布の半値直径が約0.1mmなので、この中で起るX線量子の Compton 効果や光電効果は区別できない。つまりフロントとバックの相関現象を論じる時に観測される量は、この0.1mm径程度を最少領域として、求めているので、この領域の蛍光強度が、フロントとバックで相関を示したと言うことになる。

津田：やはり平均的な意味で、相関の可能性はあると思ふ。

前田：工業用フィルムの場合には、粒状性については、フィルムの性質が支配的である。

第5章 雑音のマスキング効果(Ⅱ)

一 文章と骨X線像について

NHK基礎研 木下幸次郎 菊地緑彦
東大医放 竹中栄一

1. はしがき

画像に雑音を重ね、その雑音の量を増減すると雑音による遮蔽のために像の見えにくさも増減し、画像評価に要する時間はこれに反比例する。また、この閾値は雑音の分布関数の形に支配される¹⁾²⁾。

しかし、一般的な画像評価法は、学習知識を下に判断した主観的な判定法であって、どのような学習的探索をしているかは従来の方法では得られない。例えば、レントゲン写真での診断判定の際、判断を下す場合には解剖学的見地とその学習知識を頼りにし、その結果のみが診断結果になる。

そこで、これらの現象を、眼の動きや注視点、この点での凝集状態や移動行程について、骨X線像について、アイ・マーカ・カメラ³⁾で調べた結果と文章の資料とを比較して述べる。

2. 実験の方法と条件

視覚実験は、提示モニターに信号と雑音の重複像を提示し、この像を被験者に見せて識別してもらった。

信号試料スライドは、前者(文章)は書物のある文章の一部とし、後者(骨X線像)は頭蓋骨の一部と腰椎骨の横突起の一部とした。雑音試料スライドは一様分布ランダムチャートとした。

観察距離は0.8 m、提示時間10 sec、提示モニターは14 inch、面の明るさ約10 m Lbt、実験室は暗室である。S-N比はアツテネィター目盛の読みである。

3. 視覚実験

被験者に次の如き命令を与えて視覚実験を行なった。“提示モニターに画像と雑音の重複した提示像がある。しかし、雑音や画像のみの場合もある。このとき、画像評価して、評価できたら手元のボタンを押してください”。前者の評価は、文章としての判読できるか、後者は、脳下垂体窩と腰椎横突起の存在と、中硬脳膜動静脈の圧痕と横突起に重なった部分の骨梁構造の識別についてである。

4. むすび

雑音による遮蔽効果は、識別に要する時間、即ち、眼の動き廻る行路長に影響を与え、その影響はN-S比の関数で、双曲線になる。さらに、眼の動く行程は、行列の概念を導入して表示でき、また、この行列は識別の判定にも利用できるため、これを識別行列と名づけた⁴⁾。

1) 木下他：40年春・秋季写真学会主旨

2) 竹中他：“X線像の雑音について”，R I I研究会資料

3) 渡部：NHK技術月報，Vol. 8, No. 11

4) 木下他：13回応物学会関係講演会予稿集

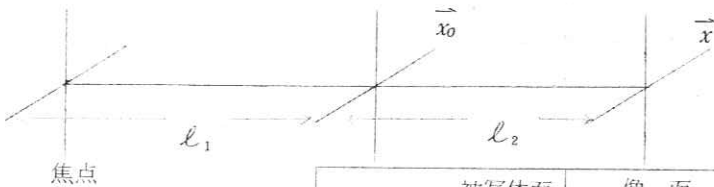
文章と骨X線像における雑音の遮蔽効果については、判定所要時間は、双曲線 $(x+x_0)(y+y_0) = Ke^{-\alpha(x+x_0)}$ を示すことが確かめられた。但し、 K 、 α 、 x_0 と y_0 は定数で、前者と後者の識別評価の場合、 $K \approx 5$ 、 $\alpha \approx 0.2$ 、後者の存在評価の場合は $K \approx 36$ 、 $\alpha \approx 0.2$ となった。また、前者の例で、近似式からの実則値のずれを求めた所、これも双曲線を示し、 $K \approx 5$ 、 $\alpha \approx 0.1$ となった。定数 x_0 と y_0 は個人差に支配され、特に、 y_0 は視覚実験の判断命令条件によってきまる。

識別行列については、前者の場合には、文章の各行における行列の積で表示できるが、後者では、眼の動きは確に以前の学習知識を頼りに骨X線像を観察しているから行列で表示できるが、現在、整理中である。これがなされると、レントゲン診断判定上の主な資料になると共に、初級者のレントゲン診断訓練上の資料が得られる。

§ 1. X線量子の統計的ゆらきによるウィーナスペクトル

$$m = \frac{l_1 + l_2}{l_1} (\geq 1)$$

被写体の拡大率



被写体面	像面
$\vec{v}_0 (= m \vec{v})$	\vec{v} : 空間周波数軸
$\vec{n}_0 (= m^2 \vec{n})$	\vec{n} : 量子数/単位面積
	$I(\vec{v})$: レスポンス関数
a	: 走査開口の半径

像面におけるウィーナスペクトル⁽¹⁾

$$\Phi[\vec{v} : q_x(\vec{x}) / q_{x_0}] = (\bar{n})^{-1} \tag{1}$$

$$\Phi[\vec{v} : q_L(\vec{x}) / q_{L_0}] = (\bar{n})^{-1} |I(\vec{v})|^2 \tag{2}$$

被写体面におけるウィーナスペクトル

$$\begin{aligned} \Phi[\vec{v}_0 : q_L(\vec{x}_0) / q_{L_0}] &= (\bar{n}_0)^{-1} |I(\vec{v}_0) / m|^2 \\ &= (m^2 \bar{n})^{-1} |I(\vec{v}_0 / m)|^2 \end{aligned} \tag{4}$$

1次元で、像面に $I(v) = \exp(-kv)$ の像変換器がおかれているとすれば、

$$\Phi[v : q_L(x_0) / q_{L_0}] = (m^2 \bar{n})^{-1} \exp(-2kv/m) \tag{4}$$

となり、これの極値を

$$\partial \Phi / \partial m = 0 \tag{5}$$

から調べると

$$m = \infty \quad \text{or} \quad m = kv \tag{6}$$

を得る。そこで

(1) 土井邦雄・大頭仁：応用物理 35 804 (1966)

- (i) $k v \leq 1$ では, m の増加によって粒状性は減少し,
- (ii) $k v > 1$ では, m の増加によって粒状性は増加し,
 $m_0 = k v$ で極大となり,その後減少する。

§ 2. 円形開口の走査による S/N 比

半径 a の円形開口で走査する時,

$$\left(\frac{S}{N}\right) = 1 / \sqrt{\phi_a(0)} \tag{7}$$

$$\phi_a(0) = \int \Phi(\vec{v}) \left| J_1(2\pi a \vec{v}) / \pi a \vec{v} \right|^2 d\vec{v} \tag{8}$$

である。ただし, 粒状性を示す信号を $f(\vec{x})$, 信号の直流分を \bar{f} とすると

$$\phi(\vec{v}) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{i m}{A} \left| \int_A \{ f(\vec{x}) / \bar{f} \} \exp(-2\pi \vec{v} \cdot \vec{x}) d\vec{x} \right|^2 \tag{9}$$

とする。

次に, $\Phi(\vec{v})$ は一般に等方的なので, 極座標を用い $\vec{v} \rightarrow (v, \theta)$ として(8)式を書きなおすと

$$\phi_a(0) = \frac{2}{\pi a^2} \int_0^\infty \Phi(v) \frac{J_1^2(2\pi a v)}{v} dv \tag{10}$$

となる。ここで Bessel 関数に関する公式⁽²⁾

$$\frac{J_1^2(z)}{z} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dz} [J_0^2(z) + J_1^2(z)]$$

を用いて, (10)式を部分積分すると

$$\phi_a(0) = \frac{1}{\pi a^2} \left[\Phi(0) + \int_0^\infty \Phi'(v) \{ J_0^2(2\pi a v) + J_1^2(2\pi a v) \} dv \right] \tag{12}$$

を得る。

次に, $\Phi(v)$ は, 一般に Gauss 分布型関数の和で与えられると仮定する⁽³⁾。即ち

$$\Phi(v) = \sum_n \frac{k_n}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_n^2}\right) \tag{13}$$

とおく, すると

$$\Phi'(v) = -\frac{v}{\sqrt{2\pi}} \sum_n \frac{k_n}{\sigma_n^3} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_n^2}\right) \tag{14}$$

(2) M. Born, E. Wolf: Principles of Optics (1964) P. 398

(3) 大上進吾: 応用物理 29 169(1960)

である。(13)と(14)式を、(12)式に代入し、Bessel 関数の積分に関する公式⁽⁴⁾

$$\int_0^{\infty} e^{-\rho^2 x^2} J_p(\alpha x) J_p(\beta x) x dx = \frac{1}{2 \rho^2} \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4 \rho^2}\right) I_p\left(\frac{\alpha \beta}{2 \rho^2}\right) \quad (15)$$

ただし、 $\operatorname{Re} p > -1$, $|\arg \rho| < \frac{\pi}{4}$, $\alpha > 0$, $\beta > 0$

を用いる。ここで I_p は、 p 次の第 1 種の変形された Bessel 関数である。

そこで、(12)式は、計算すると

$$\phi_s(0) = \frac{1}{\pi a^2} \sum_n \frac{k_n}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} \left[1 - e^{-4\pi^2 \sigma_n^2 a^2} \left\{ I_0(4\pi^2 \sigma_n^2 a^2) + I_1(4\pi^2 \sigma_n^2 a^2) \right\} \right] \quad (16)$$

となる。

次に、(16)式から S/N に書きかえるが、 $y_n = 2\pi \sigma_n a$ とおき、また

$$N(y_n) = y_n \left[1 - e^{-y_n^2} \left\{ I_0(y_n^2) + I_1(y_n^2) \right\} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

を用いると、結局

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{1}{2} \left[\sum \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{k_n \sigma_n}{N^2(y_n)} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (18)$$

となる。

§ 3. I. I.⁽⁵⁾ などの Gauss 分布状の OTF を持つ系の S/N

$$LSF \text{ が } (1/\sqrt{2\pi} \sigma) \exp(-x^2/2\sigma^2) \text{ であれば,} \quad (19)$$

$$OTF \text{ は } I(\nu) = \exp(-2\pi^2 \sigma^2 \nu^2) \text{ である.} \quad (20)$$

この時、被写体面で半径 a の円形開口で走査する。まず、被写体面のウィーナスペクトルは、(3)、(20)式から

$$\psi_3(\nu) = (m^2 \bar{n})^{-1} \exp(-4\pi^2 \sigma^2 \nu^2 / m^2) \quad (21)$$

である。そこで、 S/N は、§ 2 の結果を用いれば、すぐ求められる。即ち(13)と(21)式を比べて、 $n=1$ と

$$\text{して} \quad \frac{k_1}{\sqrt{2\pi} \sigma_1} \rightarrow \frac{1}{m \bar{n}}, \quad \frac{1}{2\sigma_1^2} \rightarrow \frac{4\pi^2 \sigma^2}{m^2} \quad (22)$$

(4) I. S. Gradshteyn, I. W. Ryshik: Tables of Integrals, Series, and Products (1965) p. 718

(5) 長谷川伸: 応用物理 35 103 (1966)

におきかえる。すると

$$\left(\frac{S}{N}\right)_c = \sqrt{2\pi} \sigma \sqrt{n} N(y) \tag{23}$$

となる。ここで

$$y = \frac{m a}{\sqrt{2} \sigma} \tag{24}$$

である。

この(23)式を、もう少し変形する。

LSFの半値幅を $w_{\frac{1}{2}}$ とすると、これは $w_{\frac{1}{2}} = \sqrt{2 \ell n 2} \sigma$ である。そこで、 σ を $w_{\frac{1}{2}}$ にかえ、更に新しい変数を

$$z = \frac{y}{\sqrt{\ell n 2}} = \frac{m a}{w_{\frac{1}{2}}} \tag{25}$$

とおくと、

$$\left(\frac{S}{N}\right)_c = \sqrt{n} w_{\frac{1}{2}} N_c(z) \tag{26}$$

$$N_c(z) = \sqrt{\pi} z \left[1 - e^{-z^2 \ell n 2} \left\{ I_0(z^2 \ell n 2) + I_1(z^2 \ell n 2) \right\} \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{27}$$

を得る。

(26)式は、極限で

(i) $z \rightarrow 0$ では

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{c, z \rightarrow 0} = \sqrt{n} w_{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{\ell n 2}} \tag{28}$$

(ii) $z \rightarrow \infty$ では

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{c, z \rightarrow \infty} = \sqrt{n} w_{\frac{1}{2}} \sqrt{\pi} z \tag{29}$$

となる。

(27)式の $N_c(z)$ を図に示す。

§ 4. 増感紙-写真フィルム系⁽⁶⁾などの Exponential 分布状の

OTFを持つ系の S/N

OTFを $I(\nu) = \exp(-A\nu)$ とすると、被写体面のウィーナー (30)

スペクトルは、(3)式から

(6) 平城実, 土井邦雄: 極光 X-Ray No. 21, 13 (1967)

$$\Phi_4(\nu) = (m^2 \bar{n})^{-1} \exp(-2 A \nu / m) \quad (31)$$

となる。(31) 式を、(12) 式に代入すると $\phi_s(0)$ が求められるが、この時

$$\int_0^\infty e^{-2ax} J_0^2(bx) dx = K\left(\frac{b}{\sqrt{a^2+b^2}}\right) / \pi \sqrt{a^2+b^2} \quad (32)$$

$$\int_0^\infty e^{-2ax} J_1^2(bx) dx = \frac{(2a^2+b^2)K(b/\sqrt{a^2+b^2}) - 2(a^2+b^2)E(b/\sqrt{a^2+b^2})}{\pi b^2 \sqrt{a^2+b^2}} \quad (33)$$

の公式を用いる。(7)

ここで、K、Eは、第1種および第2種完全楕円積分である。

すると

$$\begin{aligned} \phi_{4-a}(0) &= \frac{1}{\pi a^2 m^2 \bar{n}} \left[1 - \frac{4A}{\pi m} \frac{1}{(2\pi a)^2} \sqrt{\left(\frac{A}{m}\right)^2 + (2\pi a)^2} \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ K\left(2\pi a / \sqrt{\left(\frac{A}{m}\right)^2 + (2\pi a)^2}\right) - E\left(2\pi a / \sqrt{\left(\frac{A}{m}\right)^2 + (2\pi a)^2}\right) \right\} \right] \quad (34) \end{aligned}$$

を得る。

この(34)式で、LSFの半値幅 $w_{\frac{1}{2}}$ ($=A/\pi$) を用いて

$$z = \frac{m a}{w_{\frac{1}{2}}} \quad (35)$$

とし、S/Nに書きかえると

$$\left(\frac{S}{N}\right)_E = \sqrt{\bar{n}} w_{\frac{1}{2}} N_E(z) \quad (36)$$

$$\begin{aligned} N_E(z) &= \sqrt{\pi} z \left[1 - \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{1+z^2}}{z^2} \left\{ K\left(2z / \sqrt{1+4z^2}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - E\left(2z / \sqrt{1+4z^2}\right) \right\} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (37) \end{aligned}$$

を得る。

(36) 式は、極限で

(i) $z \rightarrow 0$ では

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{E, z \rightarrow 0} = \sqrt{\bar{n}} w_{\frac{1}{2}} \sqrt{2\pi} \quad (38)$$

(7) ref (4)のp. 709

(ii) $z \rightarrow \infty$ では

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{z, z \rightarrow \infty} = \sqrt{\bar{n}} w_{\frac{1}{2}} \sqrt{\pi z} \tag{39}$$

となる。

(37) 式の $N_E(z)$ を図に示す。

§ 5. S/N の概算の実例

	Gauss or Exp	m	$a(mn)$	σ or $A(mn)$	$w_{\frac{1}{2}}$ (mn)	$\frac{z}{w_{\frac{1}{2}}}$ ($=\frac{ma}{w_{\frac{1}{2}}}$)	$N(z)$	$\bar{n} (mn^{-2})$	$\frac{S}{N}$
1 直接撮影 (I)	E	1	0.5	$A=0.4$ ⁽⁹⁾ (FS)	0.13	3.9	8.8	1.5×10^5 ($1mR$) ⁽⁸⁾	43×10^2
2 直接撮影 (II)	E	2	0.05	$A=0.4$ (FS)	0.13	0.77	3.3	1.5×10^5 ($1mR$)	17×10^2
3 間接撮影	E	1	0.5	$A=1.4$ ⁽⁹⁾ ($F-4$)	0.45	1.1	3.9	4.5×10^5 ($30mR$) ⁽¹⁰⁾	37×10^2
4 蛍光板透視	E	1	0.5	$A=1.4$ ($F-4$)	0.45	1.1	3.9	3×10^4 ($60mR/min$ ⁽¹¹⁾ $0.2 sec, 0.2mR$)	30×10^2
5 $I. I.$ 透視	G	1	0.5	$\sigma=0.7$ ⁽¹²⁾	0.83	0.60	3.2	1.5×10^4 ($30mR/min$ ⁽¹¹⁾ $0.2 sec, 0.1mR$)	33×10^2
6 $I. I. -TV$ 透視 (I)	G	1	0.5	$\sigma=1.3$ ⁽¹²⁾	15	0.33	3.1	1.0×10^3 ($2mR/min$ ⁽¹¹⁾ $0.2 sec, 0.0067mR$)	15×10^2
7 $I. I. -TV$ 透視 (II)	G	4	0.5	$\sigma=1.3$	15	1.3	3.9	1.0×10^3 $0.0067mR$	17×10^2
8 RI imaging			矩形開口 $1 \times 1 mm^2$					~ 900 ⁽¹³⁾	3×10

1~7: 30 kVeff ($h\nu l \sim 2mnAl$)

(8) H. E. Johns: The Physics of Radiology p. 444 (1964)

(9) 土井邦雄, 佐柳和男: 応用物理 33 721 (1964)

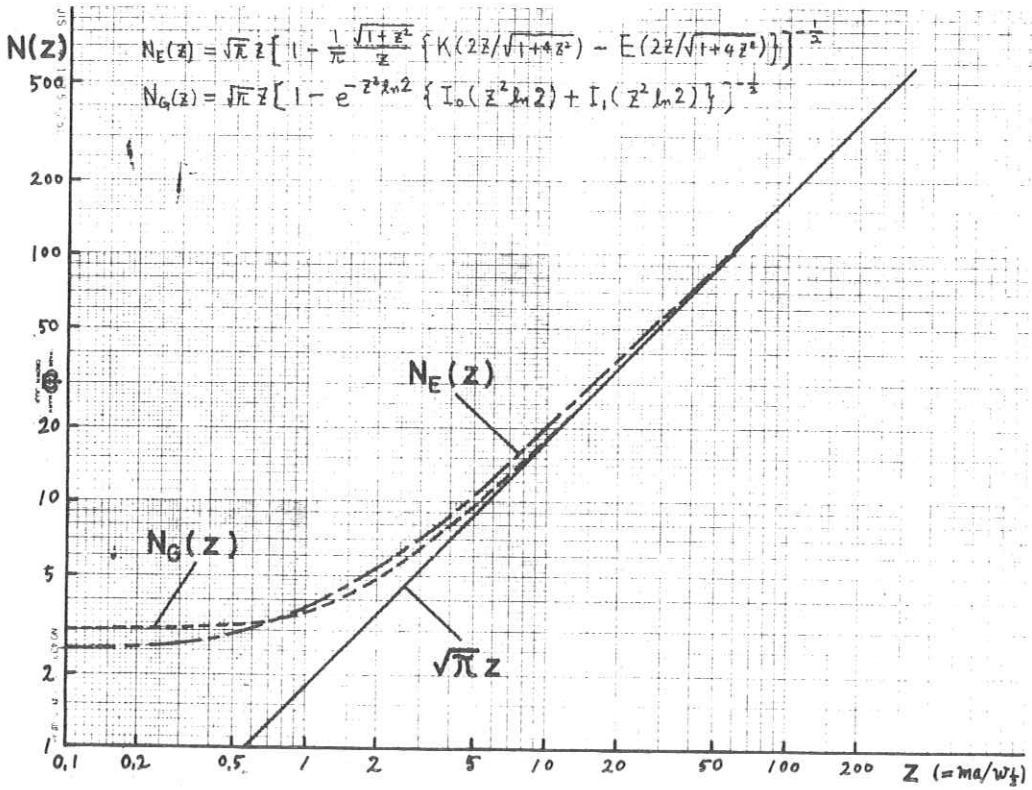
(10) 速水昭宗: 私信

(11) E. C. Gregg: Progress in Radiology II, 1693 (1967)

(12) 佐柳和男, 土井邦雄: 第16回 RII 研究会 名古屋 (1968)

(13) 飯沼武: 放医研ニュース 11 No. 3, 21 (1968)

(14) 野田峰男: 私信



第7章 粒状のとりあつかい

キャノンカメラ 佐柳和男

§ 1. まえがき

従来粒状は信号と無関係であるとして取り扱われてきた。たとえば粒状の実験的研究においては、均一露光した場合が問題にされ、その結果が信号に加わるという前提で考えられていた。

しかし一方、写真粒状に関しては *noise-like carrier* と考えるべきであるとの *Cheatham* の提案¹があったし、木下は *generalized Carrier* を定義し、その中で *expected carrier* としてのその変調を論じている²。

更に *Roetling* は実験的に粒状が信号と相関のある事を見出し、これに対して *Lohmann* は写真粒状が *multiplicative* であると考えたら良いといっている。

こゝでは粒状を取扱って行く上でどの様に分けて考えるべきかを述べ夫々の場合に対する初歩的な概念を明らかにしたい。

§ 2. 粒状の分類

2.1 加法的 (*additive*) 粒状

これはある性質を持った定常的な粒状が信号外に存在し、独立に信号に加わって来るものである。その性質として、粒状の強さは信号の強さに関係なく一定である。

2.2 量子的 (*quantum*) 粒状

いわゆる量子雑音であり、この時には信号との分離は考えられない。均一入力の場合を考えると、粒状の強さは信号の強さの平方根に比例すると考えられる⁵。

2.3 乗法的 (*multiplicative*) 粒状

これは均一露光の際の定常的な粒状が、信号と積の形で変調されるものであり、スクリーンの構造的な雑音がこれに当る。雑音の強さは、従って信号に比例する。又、信号と雑音の分離は上二者の中間的な場合となっている。

§ 3. 粒状の取扱い

3.1 表示, 記号

	空間分布	スペクトル
信号	$s(x)$	$S(u)$
加法的	$n_a(x)$	$N_a(u)$
量子的	$n_q(x)$	$N_q(u)$
乗法的	$n_m(x)$	$N_m(u)$

前に述べた様に、加法的な時は $s(x)$ と $n_a(x)$ が夫々独立に定義されるが、他の場合には事情が違ってくる。この表での $n_q(x)$, $n_m(x)$ 又、そのスペクトルは次の様に解釈しなければならない。

$n_q(x)$, $n_m(x)$ は信号が単位入力の直流である時の粒状分布である。この時の $s(x)$ は粒状が無いとした時の期待される信号の分布と考えなくてはならない。

3.2 伝送に関する分類

i 原信号 物体の透過率や反射率などの本質的に連続分布である。しかし一方、入力がすでに光である場合には量子雑音が入っていると考えなくてはならない。

すなわち、原信号または入力信号 $s(x)$ としては連続な場合と不連続の2つを共に考えなくてはならない。

ii 伝送の型⁶

イ. 相加：単純な和となる時

ロ. 相乗：2つのものの積となる。いわゆる変調であり、構造的な雑音が例となる。

ハ. 重ね合せ：重ね合せ積分になる場合。ぼける時が例である。

ニ. 光学変換：回折積分になる場合。ホログラフィが例である。

ホ. 非直線操作：信号変換器などを通る場合。

§ 4. S・N比について

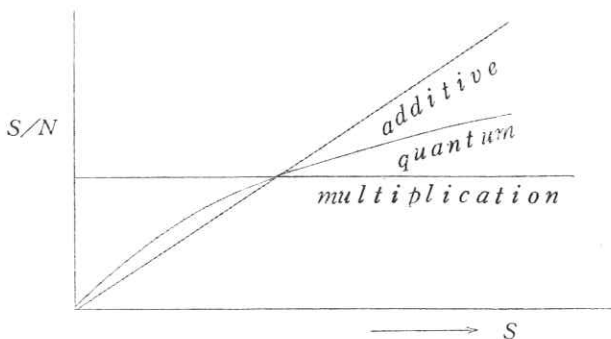
今、信号の強さを S とすると、夫々の粒状の時の雑音の強さは

加法的 定数： C

量子的 \sqrt{S}

乗法的 S に比例： ks

であるから、 S/N は夫々 S/C : 比例増加, $S/\sqrt{S} = \sqrt{S}$, $S/ks = 1/k$: となり、信号の強さに対し S/N を示すと、



となる。各曲線は1点で交わる様にしてある。

こゝでわかるのは、加法的粒状は入力弱い時問題となり、乗法的な場合は入力大きい方でむしろ問題があり、量子的粒状はその中間となっている。更に、入力の小さい時原理的に量子的粒状の方が良いのだと言う事を良く考えて見る必要がある。

§ 5. スペクトルでの関係

5.1 加法的の場合

これは良く知られている様に,

$$s(x) + n_q(x) \rightarrow S(u) + N_q(u) \quad (1)$$

である。

5.2 乗法的の場合

この時は, 結果の信号 $O(x)$ が,

$$O(x) = s(x) \cdot n_m(x) \quad (2)$$

で与えられ,

Convolution theorem により, 出力信号のスペクトルは

$$O(u) = \int S(u') N_m(u-u') du' \quad (3)$$

で与えられる。

これはスペクトル領域で重ね合わせになっている事を示す。また別の言い方をすれば, 期待信号のスペクトルが実際の信号では側帯波となって重畳されているのである。これが *Roetling* の実験で低域 ctu としても低周波信号が再生される理由であると *Lohmann* の指摘した理由であるが, 筆者は必ずしも同意出来ない。

5.3 量子的な場合の近似的取扱い。

量子的粒状の $n(x)$ および $N(x)$ に関しては, 多くの雑音理論の教科書にくわしい。しかし, 信号との関係となると次分な論義がされていないと判断される。

ここで粒状で与えられている信号 $O(x)$ は, 分解能が理想的なものでみた時には, あくまでも大きなない粒の集まりである筈である。しかし実際には観察にほげがともなう。

この時, 広がった部分の重なり合いは巨視的には連続分布の形になり, かつ期待信号に比例したものになってくる。

そこでそれを $k, s(x)$ と書く。次に残った粒状成分は入力が高コントラストなら, 均一露光の場合とあまり変化なく, かつ入力の平方根に比例するから, それは $k_2 n_q(x) \sqrt{s(x)}$ となる。

この2つを合わせ

$$\begin{aligned} \tilde{O}(x) &= k_1 s(x) + k_2 n_q(x) \sqrt{s(x)} \\ &= \sqrt{s(x)} \{ k_1 \sqrt{s(x)} + k_2 n_q(x) \} \end{aligned} \quad (4)$$

を得る。

ここで

$$\sqrt{s(x)} = \tilde{s}(x) \quad (5)$$

と書くと,

$$O(x) = \tilde{s}(x) \{ k_1 \tilde{s}(x) + k_2 n_q(x) \} \quad (6)$$

を得る。

ここで{ }内は加法的, 更に{ }外と乗法的な関係になっている事がわかる。

すなわち, 量子的粒状 \times でも, 加法的と乗法的の中間的な性質になっているのである。

Lohmann は写真粒状が乗法的であるとして, 高周波域における低周波の伝送を論じたが, 実は \times に述べた様にもう一つ複雑な事情によるものと考えなくてはならない。

§ 6. 終りに

以上の考案は第1段階であり, まだ量子的粒状の本質にせまったとはいえない。更にハルス変調の様な解析法を導入しなければならぬ事は明らかになってきた。

§ 5の説明でほけを利用して考察した部分も, 更に伝送のプロセスを正確に議論しなければならない。

文 献

1. T. P. Cheatham, Jr et al: *Nati Conv. IRE, March* (1954)
2. K. Kinoshita: *NHK Tech Monograph No. 3 July* (1964)
3. R. G. Roetling: *J. Opt. Soc. Am* 55 67 (1965)
4. A. W. Lohmann : *J. Opt Soc. Am* 55 1030 (1965)
5. たとえば R. E. Sturm & R. H. Morgan : *Am J. Roentg* 62 617 (1949)
6. 土井, 大頭 : 応用物理 35 804 (1966)
7. たとえば A. Papoulis: "*Probability, Random Variables, and Stochastic Process*" Mc Graw-Hill (1965)