

氏 名	よね 米	やま 山	つかさ 務
授 与 学 位	工 学 博 士		
学 位 授 与 年 月 日	昭 和 3 9 年 3 月 2 5 日		
学 位 授 与 の 根 拠 法 規	学 位 規 則 第 5 条 第 1 項		
研 究 科 専 攻 の 名 称	東 北 大 学 大 学 院 工 学 研 究 科 (博 士 課 程) 電 気 及 通 信 工 学 専 攻		
学 位 論 文 題 目	ゆらぎのある媒質中における電波伝 搬に関する研究		
指 導 教 官	東 北 大 学 教 授	虫	明 康 人
論 文 審 査 委 員	東 北 大 学 教 授	虫	明 康 人
	東 北 大 学 教 授	内	田 葵 成
	東 北 大 学 教 授	二	村 忠 元
	東 北 大 学 教 授	武	内 義 尚
	東 北 大 学 助 教 授	安	達 三 郎

論 文 内 容 要 旨

第 1 章 緒 論

本論では伝搬路上に誘電率のゆらぎがある場合の電波伝搬の問題を取扱う。考察の焦点は、シンチレーションフェージングの特性をゆらぎの統計的性質に結びつけて、理論的に明らかにすることにおき、さらにモデル伝搬路を試作して、実験的研究も行なっている。とくに、ゆらぎの統計的性質に異方性を導入して解析したことが新らしく、この統計的異方性が電波伝搬の乱れ、すなわちシンチレーションフェージングにいかなる影響を与えるかという点に関する吟味が本論における一つの論点を成している。

また、シンチレーションフェージングの研究に関連した問題として、ゆらぎのある媒質中におかれた大口径アンテナの特性劣化について理論的解析を行い、さらにデータ伝送における誤り率をシンチレーションフェージングに関係づけて考察している。

最後に、シンチレーションフェージングを受けた電磁波の振幅および位相の変動の確率分布を計算している。

第 2 章 ゆらぎによる電磁波の散乱について

ゆらぎのある媒質中において、一波長についての誘電率の変化が充分小さいとすれば、Maxwell の方程式からつぎのような電界 \vec{E} に関する波動方程式が得られる。

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 (1 + \Delta \epsilon) \vec{E} = 0 \quad (2.1)$$

ここに、 $\Delta \epsilon$ は誘電率のゆらぎを表わすランダム量である。

上式から、平面電磁波がゆらぎによつて散乱される場合の強度分布を求めることができる。その結果、ゆらぎの相関距離 ℓ_0 が波長にくらべて充分大きいとすれば、入射波は前方に鋭く散乱され、 $1 / (k \ell_0)$ 程度の角度内にその散乱エネルギーのほとんどが含まれてしまうことがわかる。このようなきわめて鋭い前方散乱をともなる電磁現象を取扱う場合には、これをスカラの問題として考察することが可能となり、したがつて、(2.1)式の波動方程式もスカラ波動方程式と見なしてよいことになる。以後の本論における議論は、このスカラ波動方程式を基にしたものである。

第 3 章 ゆらぎのある媒質中を伝搬した電磁波の変動強度に関する研究

E_0 をもつて、誘電率のゆらぎがない場合の電界を表わし、

$$E = E_0 \exp(\Psi) \quad (3.1)$$

とにおいて、この関係式を(2.1)式の波動方程式に代入する。そして一波長についての電界のランダムな変動が充分小さいと仮定すれば、

$$\nabla^2 (E_0 \varphi) + k^2 (E_0 \varphi) = -k^2 \Delta \epsilon \cdot E_0 \quad (3.2)$$

る非斉次の波動方程式が得られる。ここで、関数 φ の実数部を Q とおけば、これは対数振幅の

変動を Neper を単位にして表わし、またその虚数部を θ とすれば、これは位相の変動を Radian を単位にして表わしていることがわかる。

さて、誘電率のゆらぎがない場合の電界 E_0 は送信点を中心とする球面波であるとして、(3.2) 式を解き Fig. 3.1 に示すような伝搬路について対数振幅および位相の変動の 2 乗平均値を求め

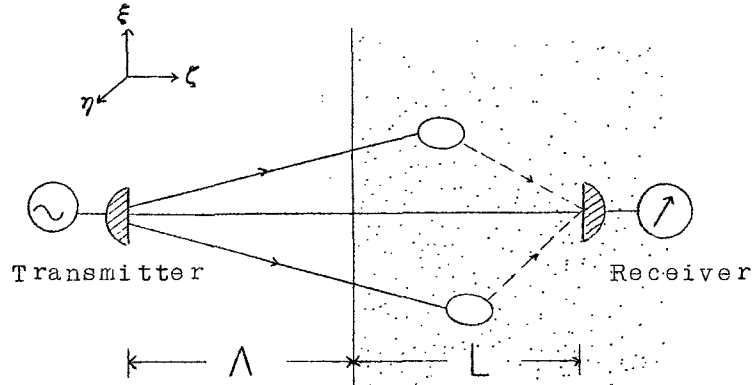


Fig. 3.1 伝搬路のモデル図

れば、つぎのようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \langle Q^2 \rangle \\ \langle \theta^2 \rangle \end{array} \right\} = \frac{k^2}{8} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle (I_1 + I_2) \quad (3.3)$$

ここに、 I_1 および I_2 はゆらぎの相関係数を含む積分である。とくに、ゆらぎの相関係数を Gauss 形であると仮定し、さらに異方性を導入して、

$$C(\xi, \eta, \zeta) = \exp\left(-\frac{p^2 \xi^2 + q^2 \eta^2 + \zeta^2}{\ell^2}\right) \quad (3.4)$$

とおけば、(3.3) 式はつぎのようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \langle Q^2 \rangle \\ \langle \theta^2 \rangle \end{array} \right\} = \frac{\sqrt{\pi}}{32} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle k^3 \ell^3 \left[D + \frac{4}{pq} \ell_m \{F(\chi_p, \chi_q; A)\} \right] \quad (3.5)$$

ここに、Scattering parameter D は、ゆらぎのある媒質中における伝搬路の長さを L とするとき、

$$D = 4L / (k\ell^2) \quad (3.6)$$

なる式で与えられ、また関数 $F(\chi_p, \chi_q; A)$ は次式で定義される楕円積分である。

$$F(\chi_p, \chi_q; A) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{du}{\sqrt{(\chi_p - \frac{Lu^2 + 2Au - A}{L-A})(\chi_q - \frac{Lu^2 + 2Au - A}{L+A})}} \quad (3.7)$$

ただし、パラメータ χ_p および χ_q は

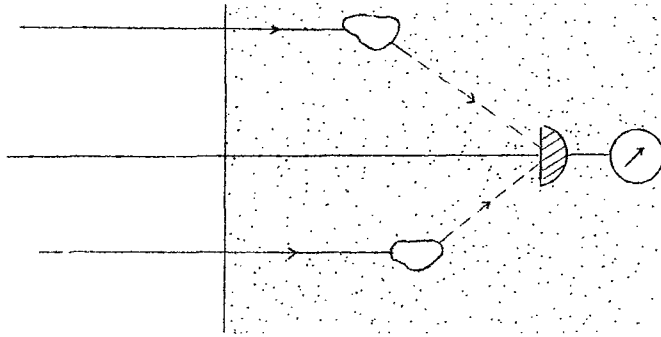
$$\chi_p = 1 - j4/p^2 D \quad (3.8)$$

$$\chi_q = 1 - j4/q^2 D \quad (3.9)$$

で与えられる。

(1) Plane wave mode の場合について

Plane wave mode は、送信点がゆらぎのある媒質から充分離れておかれた場合を理想化したもので、Radio star からの放射電磁波、あるいは高度の人工衛星からの信号を地上で受信した場合のシンチレーションフェージングを研究するのに適している。Fig. 3.2 はそのモデル図である。



モデル図である。

Plane wave mode については、(3.7)式において、送信点とゆらぎのある媒質の間の距離を無限大とすればよく、そのとき、対数振幅および位相の変動の2乗平均値は

$$\left. \begin{aligned} \langle Q^2 \rangle \\ \langle \theta^2 \rangle \end{aligned} \right\} = \frac{\sqrt{\pi}}{32} \langle de^2 \rangle k^3 \ell^3 \left[D \mp \frac{2}{pq} \tan^{-1} \frac{pqD}{\left\{ \sqrt{(p^4 D^2 + 1)} \right\} \left\{ \sqrt{(q^4 D^2 + 1)} + 1 \right\}} \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

と求まる。

Fig. 3.3 は上式を数値計算した結果を示したもので、誘電率のゆらぎは垂直方向のみに異方性を有すると考え、 q を 1 とおき、 p を異方性の程度を示すパラメータとしてある。図から明らかのように、Scattering parameter D が大きい場合、すなわち Fraunhofer region においては異方性の影響は消失している。対数振幅の変動については、Fraunhofer region から Scattering parameter D が小さい Fresnel region に移るにつれて、異方性の影響が顕著になつて来る。一方、位相の変動に対しては、あまり大きな異方性の効果は認められないが、Fraunhofer region から Fresnel region に

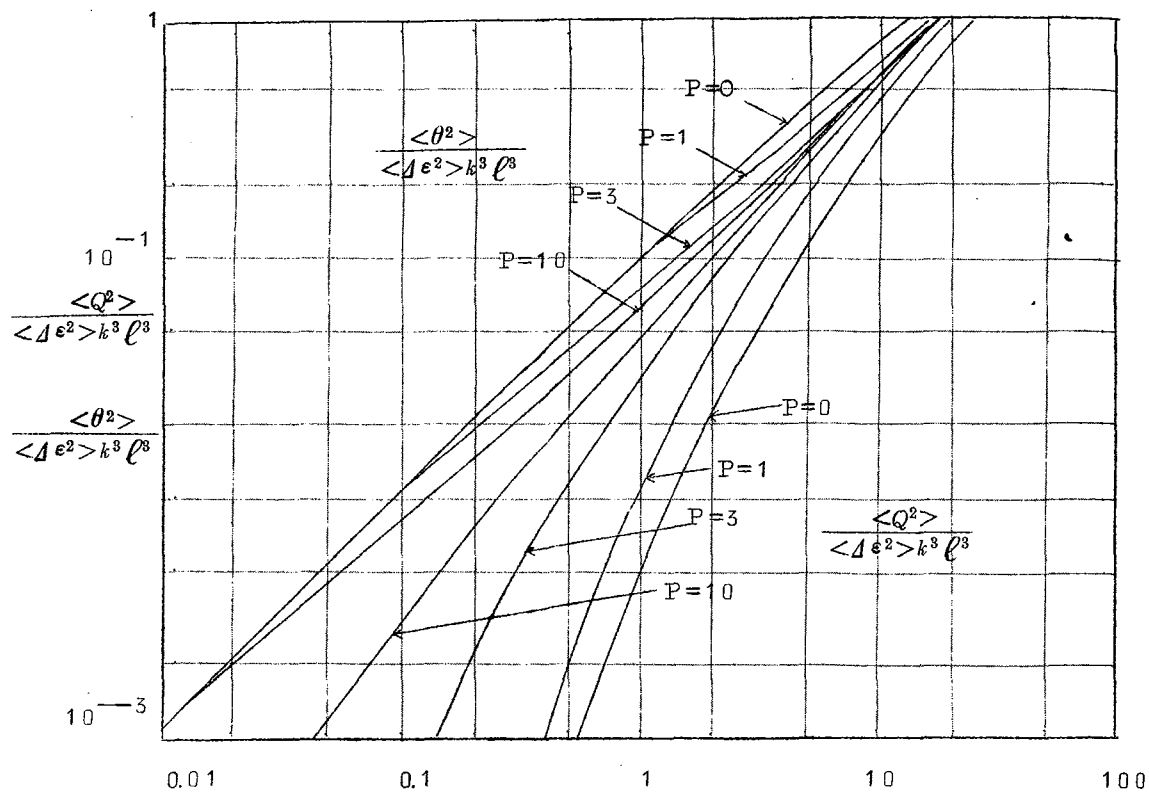


Fig. 3.3 Plane wave modeにおける対数振幅および位相の変動の2乗平均値

移る過渡領域でその影響が表われている。

(2) Spherical wave mode の場合について

Fig. 3.4はSpherical wave mode のモデル図である。この場合には、送受信点と

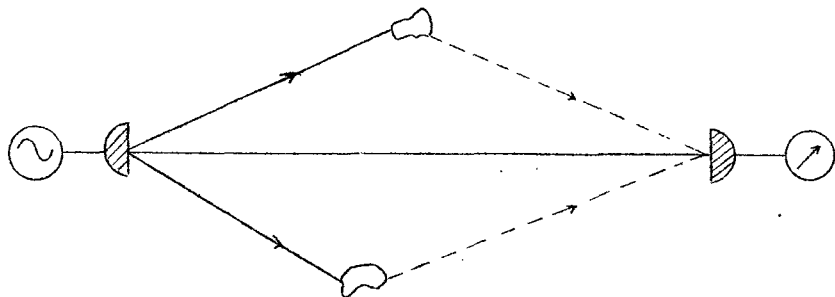


Fig. 3.4 Spherical wave mode

もにゆらぎのある媒質中にあり、形式としてはRadio relay linkに相当したもので、媒質中を球面波が伝搬して行く。

さて、この場合について、(3.7)式で Δ を零とおいて得られる楕円積分は、一般には母数が複素数となるので、数表の利用も限られる。したがって、その数値計算が問題となるが、ここでは、初等関数を用いて、高々2%程度の誤差で、この楕円積分を近似することができた。Fig.3.5

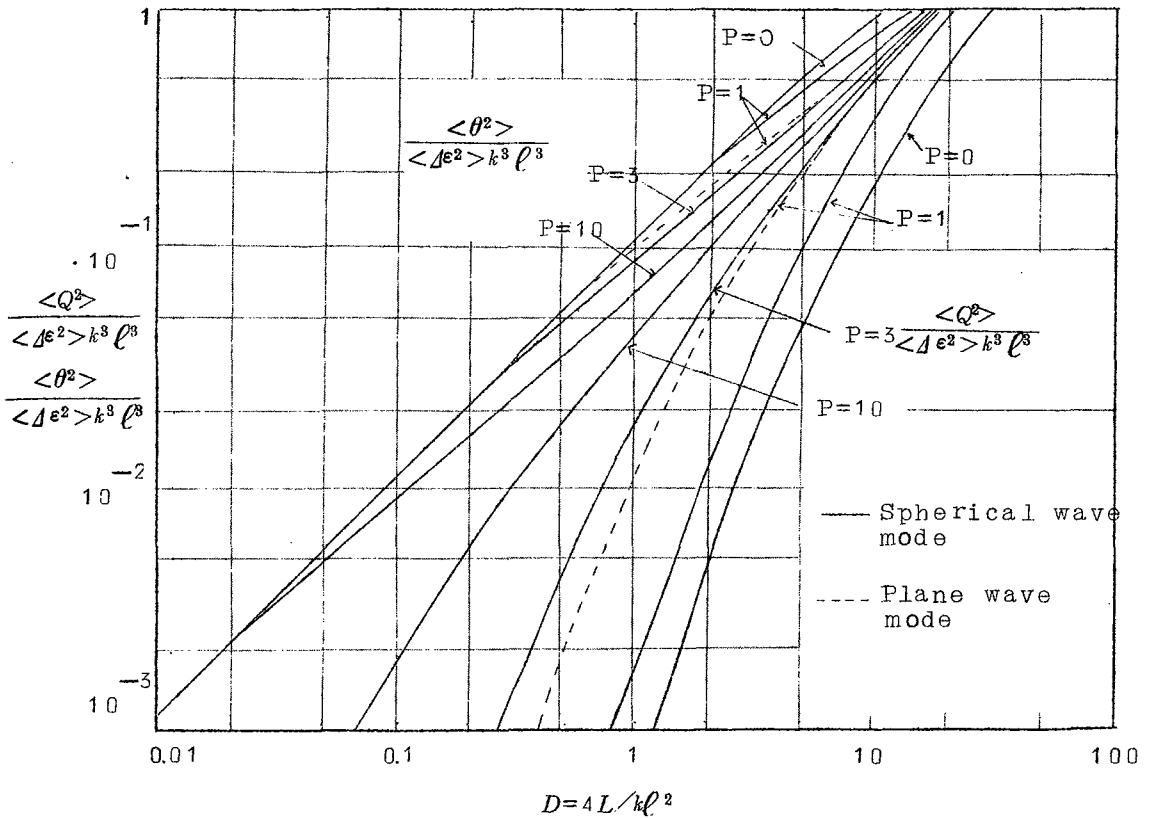


Fig. 3.5 Spherical wave mode における対数振幅および位相の変動の2乗平均値

はこの近似法によつてSpherical wave mode における対数振幅および位相の変動の2乗平均値を計算した結果である。比較のため、図にはPlane wave mode についての結果のうち、とくに、ゆらぎが等方性である場合を破線で示してある。ここで興味のあることは、Plane wave mode についての結果を、Spherical wave mode の場合と比較すれば、あたかも異方性のゆらぎを含む媒質中を伝搬したような距離特性を示すことである。

(3) 変形Bessel形相関係数を仮定した場合の意味

これまで、誘電率のゆらぎを統計的異方性であるとして、その相関係数をGauss形と仮定

した場合について検討して来た。しかしながら、Gauss 形相関係数を仮定することは、数学的取扱いを容易にするという利点はあるが、かならずしも実際問題に合致しているとはいいがたく、大気中の誘電率のゆらぎは、実測結果によれば、変形 Bessel 形に近い相関係数を有することが判明している。

そこで、ここではゆらぎは等方性であるとし、その相関係数が変形 Bessel 形である場合について吟味してみる。

さて、変形 Bessel 形相関係数を積分表示すれば

$$\frac{2^{1-\nu}}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{r}{\ell}\right)^\nu K_\nu\left(\frac{r}{\ell}\right) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty S^{\nu-1} \exp\left(-\frac{r^2}{4S\ell^2} - S\right) dS \quad (3.11)$$

となり、その被積分関数に注目すれば、Gauss 形相関係数を仮定した場合に関係づけて考察できることがわかる。その結果、Plane wave mode の場合には対数振幅および位相の変動の 2 乗平均値はつきのように求まる。

$$\left. \begin{aligned} \langle Q^2 \rangle \\ \langle \theta^2 \rangle \end{aligned} \right\} = \frac{1}{4\pi} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle k^3 \ell_0^3 D \left[1 + T_{\nu+\frac{1}{2}} \left(\left\{ \frac{\Gamma(\nu+\frac{1}{2})}{\Gamma(\nu)} \right\}^2 D \right) \right] \quad (3.12)$$

ここに、関数 $T_\nu(x)$ は

$$T_\nu(x) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty S^\nu \tan^{-1}\left(\frac{x}{S}\right) e^{-S} dS \quad (3.13)$$

なる積分によつて与えられ、その数値計算には級数展開および漸近展開を利用することができる。また ℓ_0 は

$$\ell_0 = \int_0^\infty C(r) dr \quad (3.14)$$

なる式によつて定義されるゆらぎの相関距離であり、これを使つて、Scattering parameter D は

$$D = \frac{\pi L}{k \ell_0^2} \quad (3.15)$$

と表わされる。

(3.12) 式を実際に数値計算して、ゆらぎが変形 Bessel 形相関係数を有する場合の対数振幅および位相の変動の 2 乗平均値を求めたのが Fig. 3.6 である。図には等方性の Gauss 形相関係数を仮定した場合の計算結果もあわせて示してある。

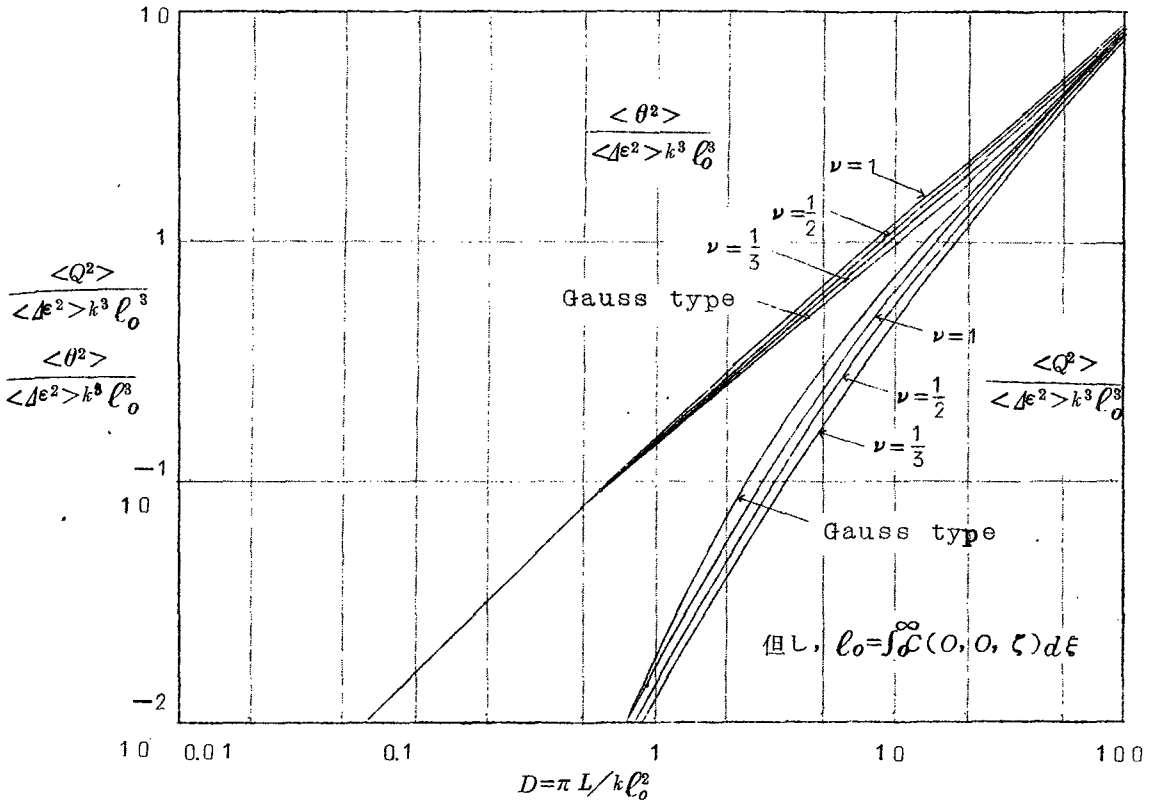


Fig. 3.6 変形 Bessel 形相関係数を仮定した場合の対数振幅および位相の変動の 2 乗平均値

この図から、誘電率のゆらぎの相関係数を種々変えても、それによつてフェージングの 2 乗平均値はあまり影響されないことが知られる。

第 4 章 ゆらぎのある媒質中を伝搬した電磁波の変動 の相関々数とスペクトルに関する研究

本章においては、フェージングの動的特性を明らかにする目的から、シンチレーションフェージングを受けた電磁波の変動の相関々数およびスペクトルを、伝搬距離が比較的短い場合および比較的長い場合について、近似的に求めている。

フェージングの相関々数としては二受信点間における距離相関々数の他に、時間相関々数も求めている。その際、フェージングの時間的過程は、ゆらぎの Convective motion および Random motion によつて生起すると考えられるが、見透し内伝搬においては、前者がより大きな効果を有する。このことから、ここでは、伝搬路上の一樣な風によつて、誘電率のゆらぎ

が、いわゆる "Frozen Blob" として流動するというモデルが採用されている。

またフェージングを受けた電磁波の変動の確率的性質を明らかにするには、振幅および位相の変動の相互相関係数を知ることが、きわめて重要である。本章においては、この相互相関係数についても考察している。

本章の後半では、電磁波の変動のスペクトルについて述べているが、これはフェージングを受けた電磁波の変動の時間相関々数を Fourier 変換して得られるものである。

なお Fig. 4.1 は伝搬路のモデル図であるが、伝搬路上には、風速 \vec{V} なる一様な対流が存在するとしている。

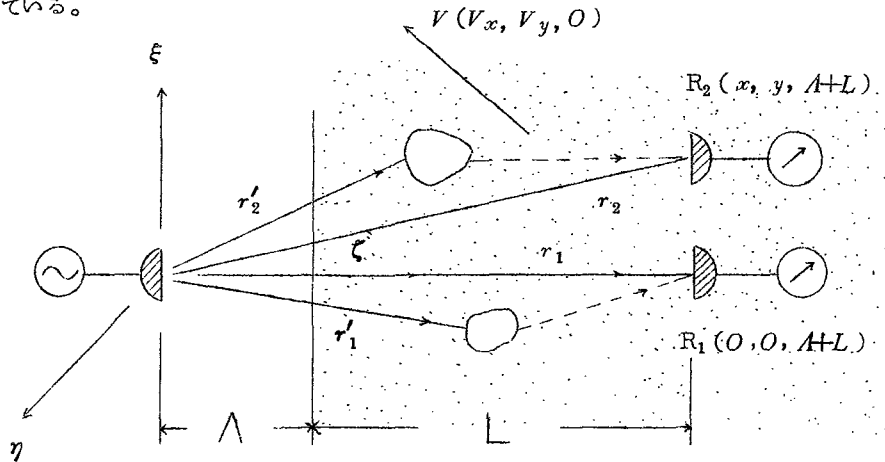


Fig. 4.1 伝搬路のモデル図

(1) 伝搬路が比較的に短い場合の距離および時間相関々数

ここでは伝搬距離が比較的に短い場合、すなわち Scattering parameter D が 1 にくらべて充分小さい場合について議論する。このときには、位相の変動のみを考えればよく、これに比べて対数振幅の変動は無視できる程度である。

解析の結果、位相変動の距離および時間相関々数はつぎのように求まる。

$$\langle \theta_1 \theta_2 \rangle = \frac{k^2 \ell_0}{2} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle \int_A^{A+L} C_2 \left(x \frac{z}{A+L} - V_x \tau, y \frac{z}{A+L} - V_y \tau \right) dz \quad (4.1)$$

ここに $C_2(\xi, \eta)$ はゆらぎの相関係数 $C(\xi, \eta, \zeta)$ から、

$$C_2(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(\xi, \eta, \zeta) d\zeta / \int_{-\infty}^{+\infty} C(0, 0, \zeta) d\zeta \quad (4.2)$$

なる式によつて計算され、また、 ℓ_0 は伝搬方向におけるゆらぎの相関距離であつて、次式で与えられる。

$$\ell_0 = \int_0^{\infty} C(0, 0, \zeta) d\zeta \quad (4.3)$$

(4.1)式は位相変動の相関々数と誘電率のゆらぎの相関係数を、きわめて簡単な形で結びつけたもので、ゆらぎの影を電磁波によつて受信点にうつしているという解釈ができる。

(2) 伝搬距離が比較的長い場合の距離および時間相関々数

ここでは伝搬距離が長く、Scattering parameter D が1に比べて充分大きい場合について考える。

まず、Plane wave mode における距離相関々数は

$$\left. \begin{aligned} \langle Q_1 Q_2 \rangle \\ \langle \theta_1 \theta_2 \rangle \end{aligned} \right\} = \frac{k^2}{8} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle [2L\ell_0 C_2(x, y) \pm s i \left(\frac{\pi}{4D} \frac{x^2 + y^2}{\ell_0^2} \right)] \iiint_{-\infty}^{+\infty} C(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \quad (4.4)$$

となる。ことに $s i(x)$ は次式で与えられる正弦積分である。

$$s i(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\sin t}{t} dt \quad (4.5)$$

なお、異方性のゆらぎについての Scattering parameter D は、伝搬方向におけるゆらぎの相関距離 ℓ_0 を用いて

$$D = \frac{\pi L}{k \ell_0^2} \quad (4.6)$$

なる式で定義される。

Plane wave mode における時間相関々数も、上式と全く同じ関数形で求められる。

一方、Spherical wave mode の場合の距離相関々数については

$$\left. \begin{aligned} \langle Q_1 Q_2 \rangle \\ \langle \theta_1 \theta_2 \rangle \end{aligned} \right\} = \frac{k^2}{8} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle [2L\ell_0]_0^L C_2\left(x \frac{z}{L}, y \frac{z}{L}\right) dz \mp \frac{k}{4} \iiint_{-\infty}^{+\infty} C(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \quad (4.7)$$

なる結果を得る。また、Spherical wave mode の場合の時間相関々数を求めれば、

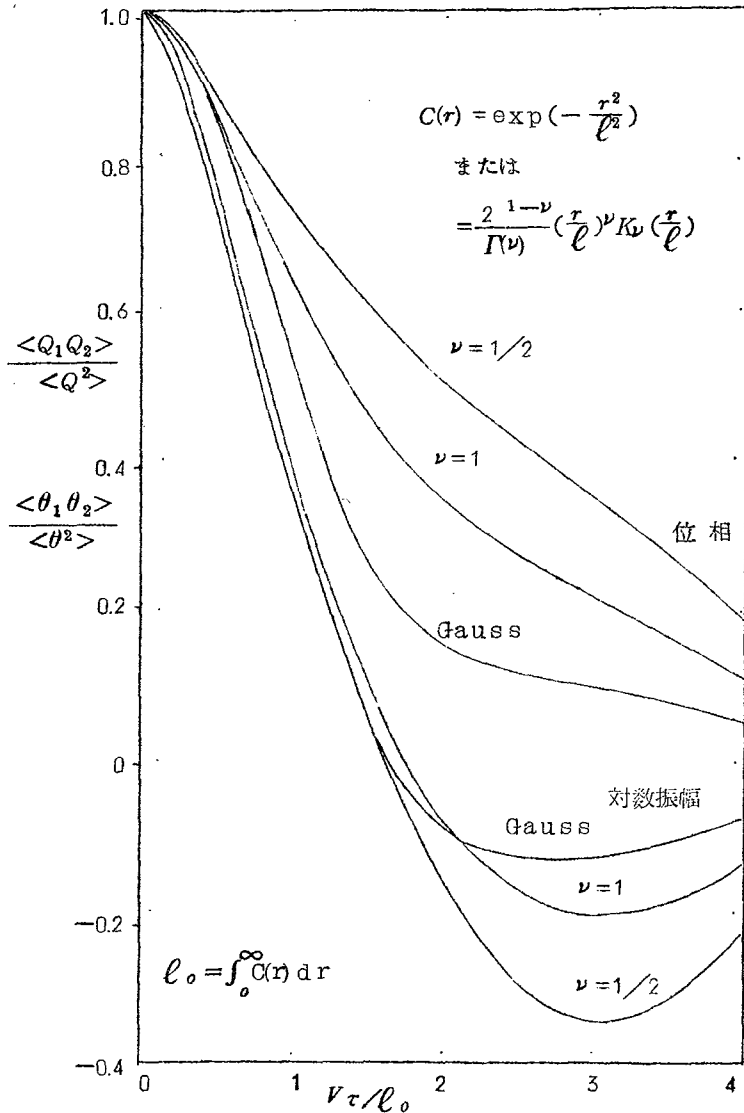
$$\left. \begin{aligned} \langle Q_1 Q_2 \rangle \\ \langle \theta_1 \theta_2 \rangle \end{aligned} \right\} = \frac{k^2}{8} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle [2L\ell_0 C_2(V_x \tau, V_y \tau) + \frac{k}{4} R_0 \{ H_0^{(1)} \left(\frac{\pi}{2D} \frac{V^2 \tau^2}{\ell_0^2} \right) \exp(j \frac{\pi}{2D} \frac{V^2 \tau^2}{\ell_0^2}) \} \times \iiint_{-\infty}^{+\infty} C(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \quad (4.8)$$

となる。

伝搬距離が比較的長い場合には、誘電率のゆらぎに直接関係づけられる第1項の他に、第2項

目が補正項としてつけ加えられる。しかし Scattering parameter D が充分大きくなった場合を考えれば、この第 2 項目は無視できるようになり、このときには、振幅変動および位相変動の相関々数はともに、伝搬距離が比較的短い場合の位相変動の相関々数と同形になるのである。

一例として、Spherical wave mode について、伝搬距離が比較的長い場合の時間相関係数を計算した結果を Fig. 4.2 に示しておく。この例についていえば、ゆらぎの相関係数による



る差異は、振幅変動の相関係数よりも位相変動の相関係数に著しく表われる傾向にある。

(3) 対数振幅および位相の変動の相互相関係数

誘電率のゆらぎの相関係数を、異方性を有する Gauss 形と仮定すれば、対数振幅および位相の変動の相互相関々数は

$$\langle Q\theta \rangle = \frac{\pi}{8} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle \frac{k^3 \ell^3}{pq} R_e \{ F(\chi_p, \chi_q; A) \} \quad (4.9)$$

と求まる。ここに、関数 $F(\chi_p, \chi_q; A)$ は (3.7) 式で与えられる楕円積分であつて、その数値計算は第 3 章におけると全く同様にして行うことができる。Fig

Fig. 4.2 Spherical wave mode におけるフェージングの時間相関係数 ($D = 30$)

4.3はplane wave mode を仮定した場合の計算例である。図よりゆらぎの異方性の影響

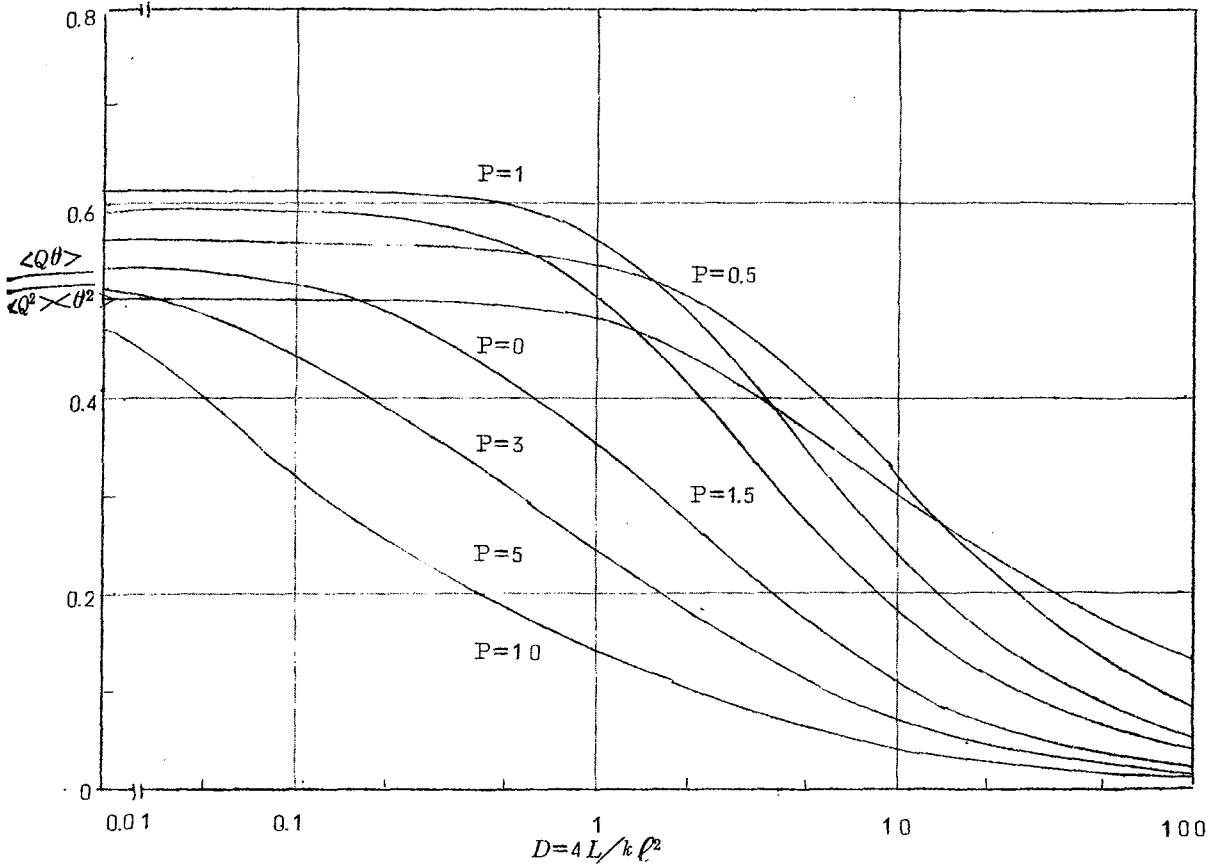


Fig 4.3 対数振幅および位相の変動の相互相関係数

が顕著に表われていることが知られるが、例えば異方性係数 P が 1 より大きくなるにつれて、相互相関係数は減少を示すようになる。

(4) 伝搬距離が比較的短い場合のスペクトル

伝搬距離が比較的短かく、Scattering parameter D が 1 にくらべて小さい場合には、位相変動のスペクトルのみを考えれば充分であり、それは伝搬モードに関係なく、

$$W_{\theta}(\omega) = \frac{k^2 L \ell_0}{2V} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle S_1\left(\frac{\omega}{V}; \frac{V_x}{V}, \frac{V_y}{V}\right) \quad (4.10)$$

と求まる。ここに、

$$S_1(K, r_1, r_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C_2(r_1 \xi, r_2 \xi) e^{-jk\xi} d\xi, (r_1^2 + r_2^2 = 1) \quad (4.11)$$

である。(410)式から、伝搬距離が比較的短い場合には、位相変動のスペクトルは、風の方向に沿って測った誘電率のゆらぎの一次元スペクトルと同じになることがわかる。

(5) 伝搬距離が比較的長い場合のスペクトル

まず、Plane wave mode については次式を得る。

$$\left. \begin{matrix} W_Q(\omega) \\ W_\theta(\omega) \end{matrix} \right\} = \frac{k^2 L}{8V} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle \left[2\ell_0 S_2 \left(\frac{\omega}{V}, \frac{V_x}{V}, \frac{V_y}{V} \right) + \frac{2\pi^3 V}{D\omega \ell_0^2} \left\{ C \left(\frac{\omega^2 \ell_0^2}{8\pi^2 V^2} D \right) \right\} S \left(\frac{\omega V_x}{V^2}, \frac{\omega V_y}{V^2}, 0 \right) \right] \quad (412)$$

ここに、関数 $S(K_1, K_2, K_3)$ はゆらぎの三次元スペクトルであつて

$$S(K_1, K_2, K_3) \equiv S(\vec{K}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{+\infty} C(\vec{r}) e^{-j\vec{K} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (413)$$

なる式によつて与えられる。また $S(x)$ および $C(x)$ は Fresnel 積分であつて、その定義は次式で与えられる。

$$S(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{\sqrt{2\pi t}} dt \quad (414)$$

$$C(x) = \int_0^x \frac{\cos t}{\sqrt{2\pi t}} dt \quad (415)$$

つきに、Spherical wave mode に対しては、

$$\left. \begin{matrix} W_Q(\omega) \\ W_\theta(\omega) \end{matrix} \right\} = \frac{k^2 L}{8V} \langle \Delta \epsilon^2 \rangle \left[2\ell_0 S_1 \left(\frac{\omega}{V}, \frac{V_x}{V}, \frac{V_y}{V} \right) + \frac{2\pi^3}{D\ell_0} \cos \left(\frac{\omega^2 \ell_0^2}{8\pi^2 V^2} D \right) S \left(\frac{\omega V_x}{V^2}, \frac{\omega V_y}{V^2}, 0 \right) \right] \quad (416)$$

なる結果を得る。

(412)式および(416)式における第2項目は、Scattering parameter D が充分大きいときには、ほとんど無視できる程度となり、振幅変動および位相変動のスペクトルは伝搬距離が比較的短い場合の位相変動のスペクトルと同じ形で与えられる。

Fig. 44に誘電率のゆらぎの相関々数を一次の変形Bessel形として、対数振幅の変動のスペクトルを計算した例を示す。この図から、誘電率のゆらぎの異方性によつて、スペクトルが変化の様子が明らかになる。

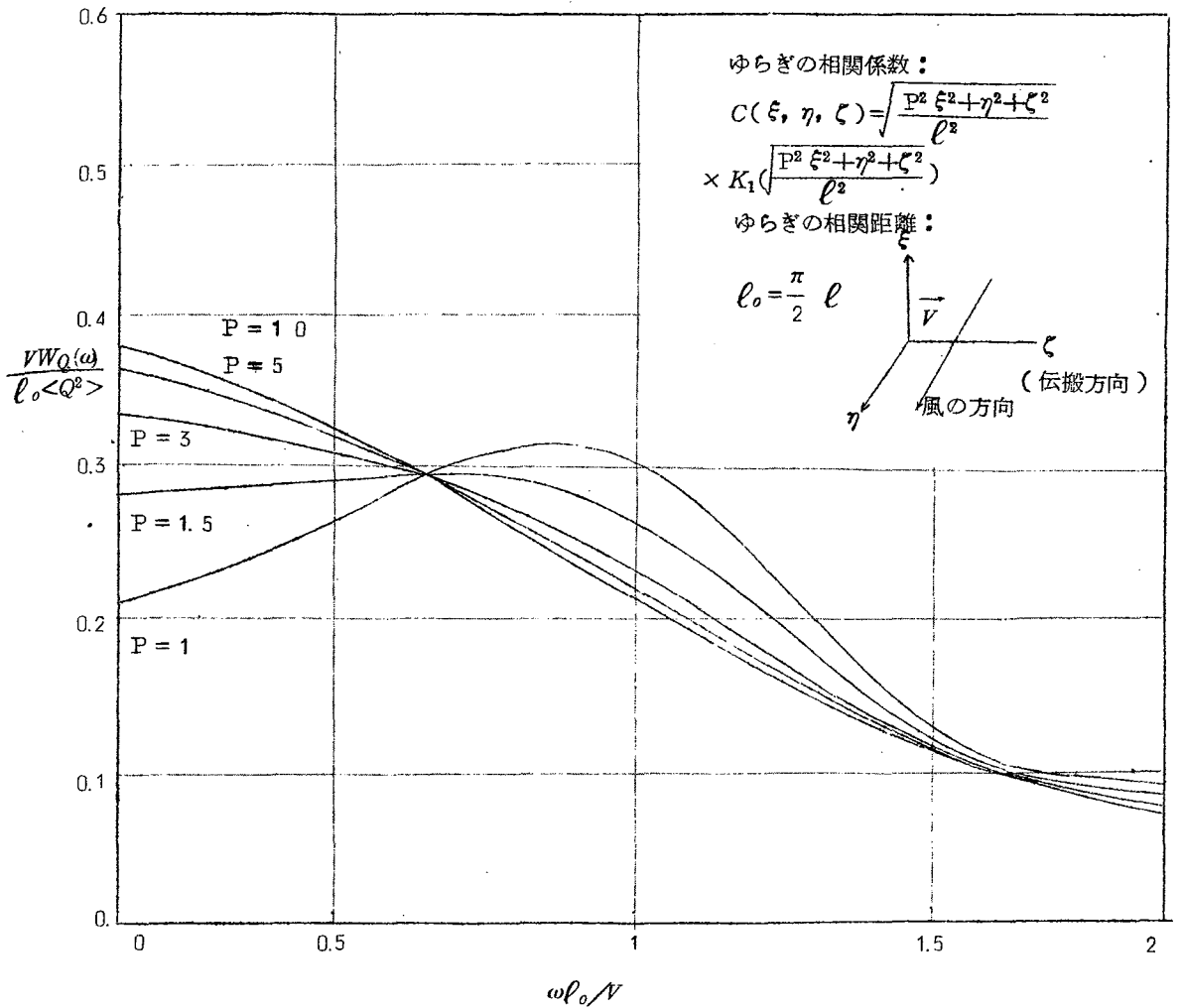


Fig 4.4 Spherical wave mode における対数振幅の変動のスペクトル (D = 30)

第5章 モデル伝搬路によるシンチレーションフェージングの実験的研究

第3章で述べたフェージングの変動強度に関する理論を実験的に確かめる目的をもつて、モデル実験を行つた。実際の大气中で行なわれる伝搬実験では、伝搬路の状態が複雑な変化を示し、そこでの実験結果からシンチレーションフェージングに関する情報を抽出することはかなり困難な問題となる。その点モデル実験にあつては伝搬に影響する諸因子をかなりの程度まで人工的に制御でき、シンチレーションフェージングの現象を単純化して観測できる利点がある。

(1) モデル伝搬路の構成について

モデル伝搬路の主要部は肉厚 2.5 cm の発泡性スチロール板 ($\epsilon = 1.013$) からなる内法 110 cm \times 50 cm \times 115 cm の箱であり、この中に、これも同様に発泡性スチロールからなる多数の誘電体球を入れてある。そして、この誘電体球群を下方から送風することによつて、箱の中にランダムに分布させ、誘電率のゆらぎを実現しようとするものである。Fig. 5.1 はモデル伝搬路の外観である。

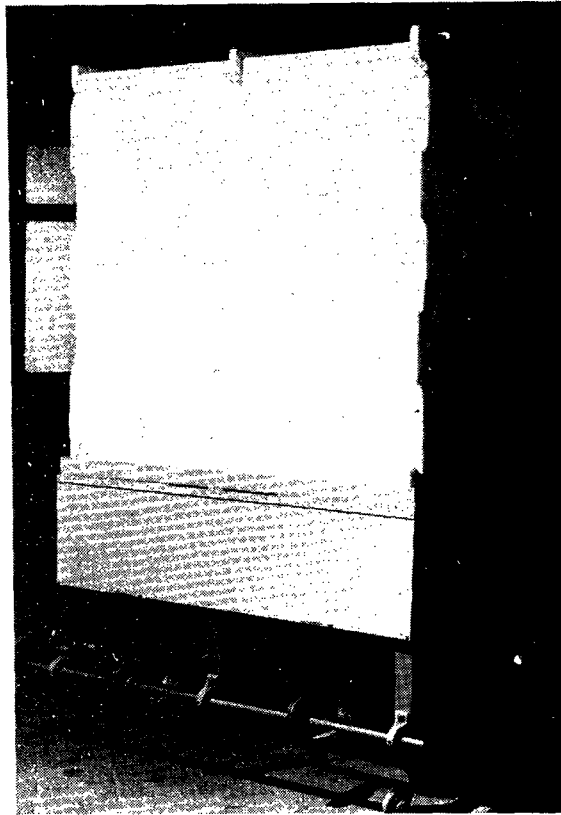


Fig 5.1 モデル伝搬路の外観

電磁波は箱の壁を通して内部に送りこまれ、そこにある誘電体球のランダムな分布によつて散乱された後に、再び反対側の壁を通つて受信されるようになっていゝる。実験に用いた誘電体球の直径は 7 cm で、これによつて等方性のゆらぎのモデルとしている。また直径 9 cm の半球状誘電体プロツプの縁をそぎ落したものを使用して、垂直方向に偏平な異方性のゆらぎのモデルを作ることを試みている。

(2) 実験方法

実験は 3.5 GHz のミリ波を用いて、Fig. 5.2 に示すような回路構成で行つた。受信波をクリスタルで検波しているため、位相変動に関する情報は失なわれ、振幅の変動のみが観測されることになる。フェージングは 30 秒間にわたつて記録され、それを 1/50 秒間隔でサンプリングして、得られた 1500 ケのサンプル値から、振幅変動の累積確率分布および 2 乗平均値を求めた。

実験に際しては、伝搬路を箱の縦方向および横方向に沿つてとることにより、二通りの伝搬路長についての測定が可能となつた。また、等方性の場合、誘電体球の数を 100 ケ、200 ケおよび 300 ケと変えて測定し、異方性の場合にはプロツプの数を 100 ケおよび 200 ケにして

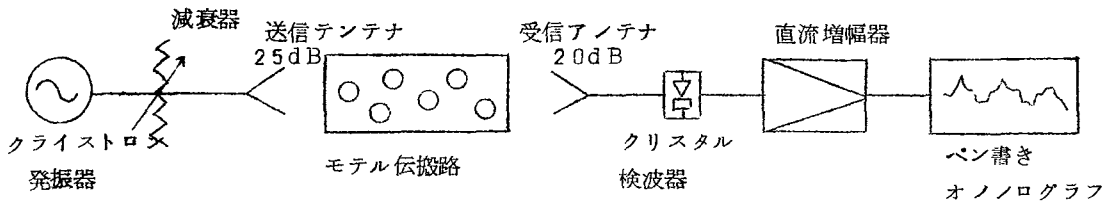


Fig 52 ノンレイレーンヨンフェーニングのモデル実験に用いた測定回路のプロノクダイアグラム

測定を行つている。

(3) 実験結果およびその検討

振幅の変動の累積分布に関する測定結果から、誘電体球の数が増加するにともなつて確率分布は正規分布に近づくことが明らかになつた。このことは、振幅の平均値にくらべて変動分が充分小さいとすれば、理論的にも説明できることである。

Fig. 53は対数振幅の変動の2乗平均値に関する実験結果である。実験値の整理には、誘電率のゆらぎの統計的性質として、その相関距離 l_0 およびゆらぎの2乗平均値 $\langle \Delta \epsilon^2 \rangle$ を用いたが、それらはそれぞれ次式より計算したものである。

$$l_0 = (3/8) \rho \quad (51)$$

$$\langle \Delta \epsilon^2 \rangle = (\epsilon - 1)^2 v N/V \quad (52)$$

ここに ϵ は発泡性スチロールの比誘電率、 ρ 誘電体球の直径、 v および V は、それぞれ誘電体球の体積および誘電体球を入れた箱の体積である。また N は誘電体球の数を表わす。

図にはゆらぎの相関係数を等方性のGauss形と仮定して計算した理論値も同時に示してあるが、これから等方性のゆらぎについては実験値と理論値はかなりよく一致しているといえる。

これに対し、異方性のゆらぎについて行つた実験では、振幅変動の2乗平均値は理論から予想される値よりもかなり小さなものとなつている。このような不一致は、モデル伝搬路のゆらぎが、充分均質かつ安定した異方性の状態になつたことに起因していると考えられる。この異方性のゆらぎに関するモデル実験については、今後さらに検討を加えなければならぬものと思われる。

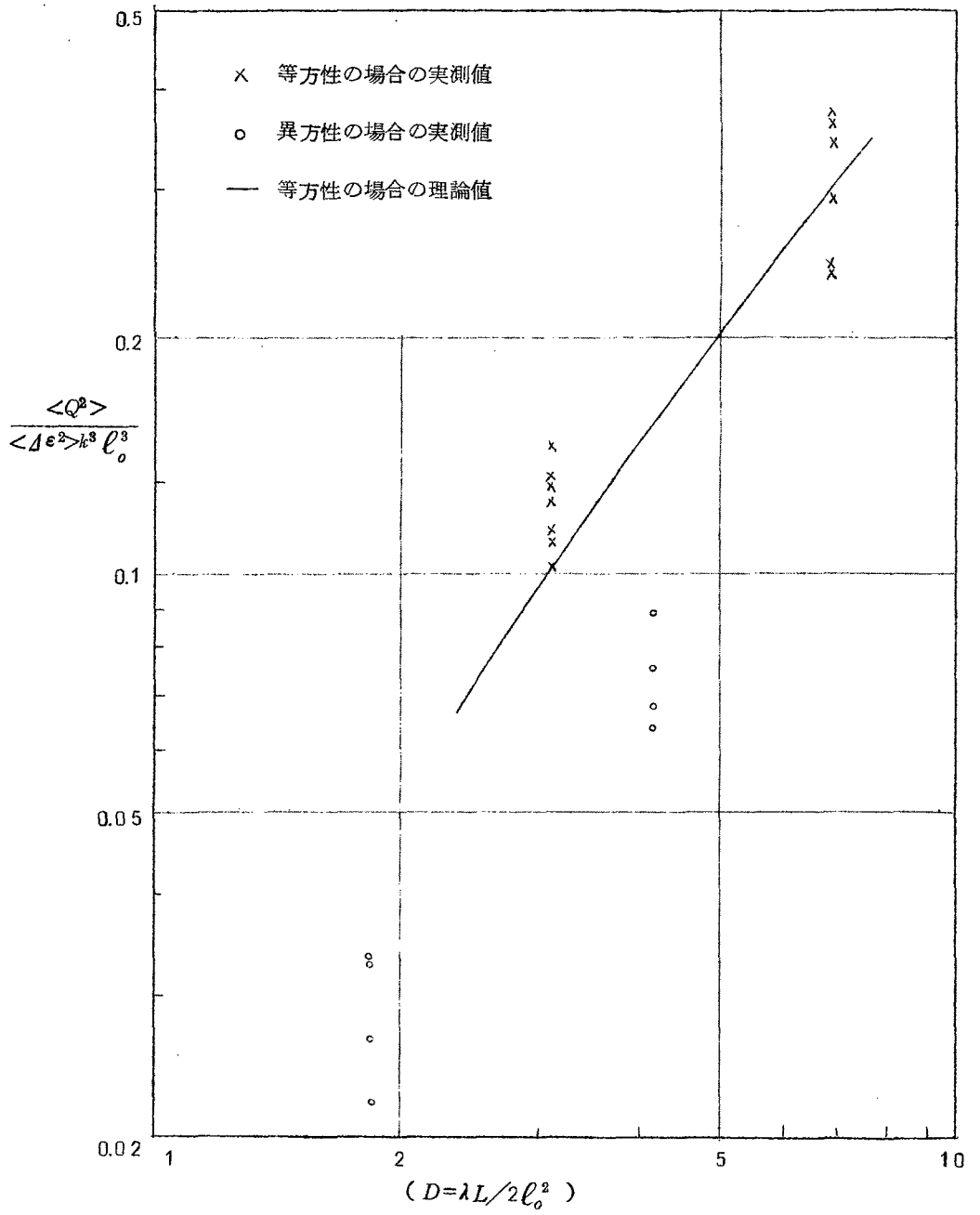


Fig 5.3 モデル伝搬路による対数振幅の変動の実測結果

第6章 電離層透過波のシンチレーション フェージングに関する理論的研究

電離層内にあつて、シンチレーションフェージングに寄与する電子密度のゆらぎは高度300 Km以上のF層上層部に分布して、地球磁界に沿つて延びた異方性の状態にあるといわれている。本章においては、このような電離層内の電子密度のゆらぎに起因する電離層透過波のフェージングに関する問題を取扱う。その際、ゆらぎは伝搬路上の様な風によつて、“Frozen blob”として運ばれるというモデルを用いて、フェージングレートの計算も行つて、第3章及び第4章で考察した問題との相異点は、ゆらぎの異方性の軸と伝搬方向の間に特別な制限をおいていないことである。すなわち、本章では第3章および第4章で述べたところを、さらに拡張して考察しているのである。なお座標系およびその他の記号は第3章および第4章におけると同様である。さて、電子密度のゆらぎの相関係数を異方性を有するGauss形と仮定して、

$$C(\xi, \eta, \zeta) = \exp\left(-\frac{tX\alpha X}{\ell^2}\right) \quad (6.1)$$

とおく。ここに X は ξ, η および ζ を要素とする縦ベクトル、 tX はその転置ベクトルであり、また α は誘電率のゆらぎの異方性の性質と伝搬方向に関連して定まる対称行列であつて、対角要素以外の要素も一般には零ではない。

この行列 α の要素から、実効異方性係数 p_e, q_e および実効相関距離 ℓ_e を算出することができる。これらの実効パラメータ p_e, q_e および ℓ_e を用い、かつ適当な変換によつて得られる新しい座標系から見た風の速度成分を V_{ex} および V_{ey} とすれば、第3章および第4章の結果が、ただちに本章における考察に適用できるようになる。すなわち p_e および q_e を異方性係数とし、 ℓ_e を相関距離とするようなゆらぎを考え、風の速度成分を (V_{ex}, V_{ey}) として、伝搬方向を異方性の軸に沿つたとれば、それで伝搬方向を任意にえらんだ一般性のある結果に到達できるのである。

Fig. 6.1は電離層透過波のフェージングの例として、Cygnus AのScintillationを取りあげ、本章での理論結果を用いて、振幅変動の2乗平均値を計算したものである。ここで、興味のあることは、Scintillationの変動強度が高度に対してHysteresisを有することである。

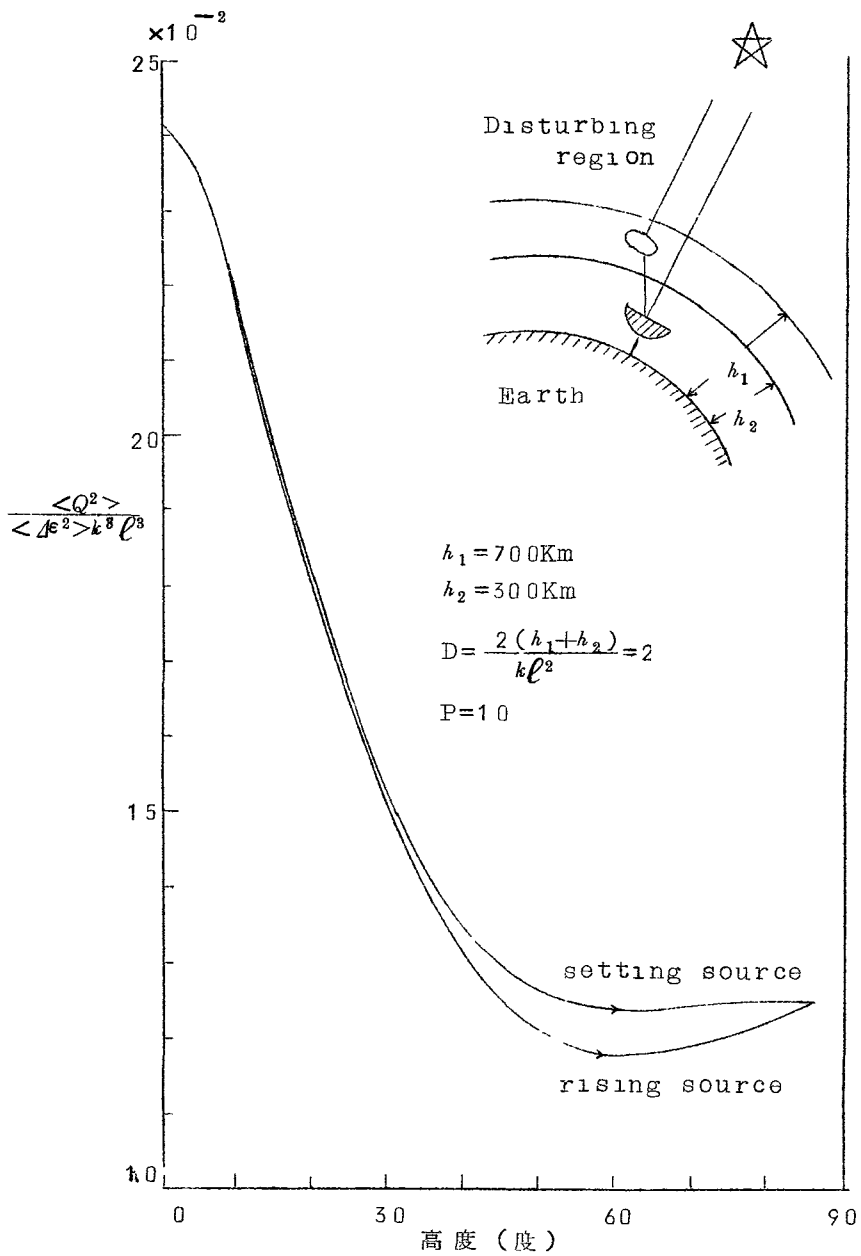


Fig 61 Scintillation強度の日変化

第7章 シンチレーションフェージングによる大口径アンテナの特性劣化に関する研究

最近の大きな傾向として、電波天文学あるいは宇宙通信に関連して、大口径アンテナの建設が目ざましい。このような大きなアンテナにおいては、その口径の広がりがある大気中あるいは電離層内の誘電率のゆらぎの Blob の大きさ程度となり、そのためゆらぎがアンテナの動作特性を劣化させ、その分解能あるいは方向探知の機能に究極的な制限を課するようになる。本章ではこのような誘電率のゆらぎとアンテナの特性劣化の関係について理論的に考察している。

まず、ゆらぎのある媒質中におかれたアンテナのビーム幅を、ゆらぎの統計的性質と伝搬距離に結びつけて求めた。その結果、実現し得るアンテナのビーム幅には、ゆらぎの性質などから定まる一定の限界があることが明らかになり、その限界を解析的に導くことができた。

また、アンテナビームは誘電率のゆらぎによつて偏向するが、この偏向の程度について検討した。ビーム偏向は、アンテナの開口面積が広がるにつれて、その Smoothing effect により、しだいに減少することが示される。ビーム偏向の伝搬距離特性はこれまでいわれてきたものと異なり、かなり複雑であることが導かれた。

さらに、アンテナのパワパターンを誘電率のゆらぎに結びつけて求めたが、その結果、アンテナの口径とゆらぎの Blob の大きさがほぼ同程度になると Incoherent な電力成分によるかなりのパターン劣化が生ずることがわかった。

第8章 シンチレーションフェージングのデジタルデータ伝送に及ぼす影響の吟味

本章ではシンチレーションフェージングおよび雑音によつて妨害されるデジタルデータ伝送の誤り率に関して考察している。データ伝送の誤り率をフェージングの変動強度および信号対雑音比を使つて表わし、これに第3章で求めたシンチレーションフェージングについての理論結果を代入することにより、データ伝送の誤り率、伝搬距離および信号対雑音比の間の関係を解析的に示すことができた。

第9章 シンチレーションフェージングを受けた受信波の確率分布

シンチレーションフェージングを受けた電磁波をベクトル表示すれば、平均値に対応する定常ベクトルに、誘電率のゆらぎに起因する変動分を表わすランダムベクトルを重ねたものとなる。

さて、第3章および第4章ですでに示したように変動分を表わすランダムベクトルの互に直角位相の関係にある2成分の分散は一般にはあい異なり、またそれら2成分の間には相関がある。このような最も一般的な場合について、シンチレーションフェージングを受けた電磁波の振幅変

動および位相変動の確率分布を求めることが本章における目的である。

位相変動の確率分布は誤差関数を含んだ形で求めることができ、ただちに数値計算できた。振幅変動の確率分布については、平均値に対して変動分が充分小さいという仮定のもとに、数値計算に便利な近似式を導いている。

第 10 章 結 言

以上本論では、シンチレーションフェージングの特性を、その成因である媒質中のゆらぎの統計的性質に関連づけて明らかにし、その基礎の上になつて、アンテナあるいはデータ伝送などに及ぼすシンチレーションフェージングの影響を考察している。これによつて、アンテナ動作特性の劣化現象あるいはデータ伝送の誤り率などを伝搬距離および誘電率のゆらぎの統計的性質に結びつけて論ずることができるようになった。ゆらぎに統計的異方性を導入して解析を行つたことも本論で得られた成果の一つと思われる。モデル伝搬路を試作し、伝搬距離を変えて、フェージングに関する距離特性を測定したこと、さらに、異方性のゆらぎのモデルを作つて、その場合についての実験を行つたことなども、新しい試みとしてここに記しておく。

最後に、本研究は虫明教授の御指導のもとに行なわれたものであつて、また多くの御鞭達も賜つた。ここに衷心よりの謝意を表する。安達助教授からは本研究の過程において、有益なる助言を受けた。またモデル伝搬路の試作は石川技官の協力によつて可能となつたものである。あわせてここに感謝の意を表するものである。

審 査 結 果 要 旨

無線通信において、通信の信頼度と品質を決定する重要な要素の一つとしてフェージングがある。このフェージングは、主として、電波通路の特性の時間的変動によつて生ずることは、すでによく知られているのであるが、電波通路の特性は、自然現象によりきわめて複雑な変動をするため、その性質とそれによつて生ずるフェージングとの関係については、まだ研究すべき多くの問題が残されている。

本論文では、複雑な媒質の特性の中から種々の要素を抽出して、それらの要素によつて生ずる見通し内通信のシンチレーション・フェージングの性質を明らかにすることに重点がおかれており、さらに、そのようなフェージングとアンテナの動作特性、およびデータ伝送の特性などとの関連についても言及している。以下、本論文の要点を述べる。

まず、著者は、伝搬媒質の特性を表わす要素として、その誘電率のゆらぎの平均値と距離相関関数とをとり、ゆらぎが統計的異方性を有する場合に生ずるフェージングについて計算を行ない、パラメータを種々変えた場合の受信電界の位相と振巾の変動を図表にして示している。実在する媒質のゆらぎは統計的に異方性を持つているにもかかわらず、この種の理論に異方性を導入したのは著者が最初であつて、この結果は実用上価値がある。

また、ゆらぎの相関関数の形として気象学上の結果を導入し、次数可変の変形ベツセル関数形とした場合のフェージングの特性を求めている。その結果、見通し内通信では、受信電界の変動が媒質の誘電率のゆらぎの平均値だけによつてほぼ定まり、相関関数の形状にはあまり関係しないことが示されている。これは、見通し外通信の場合とはまったく異なつた結論である。このほか、伝搬路上に一樣な風がある場合のフェージングについても多くの資料を与えている。

さらに実験的研究として、多数の誘電体球、あるいは半球を風に浮かせて、ランダムに分布させた伝搬路によるフェージングの実測を行ない、その結果を述べている。著者の理論と実験結果の一致はほぼ満足できるものと考えられる。

なお、以上の研究の応用例として、ラジオ星の電波のフェージング特性の理論的説明、フェージングによつて生ずる大口径アンテナの特性劣化現象とデータ伝送の誤り率の増加などについても述べている。

以上を要するに、本論文は、ゆらぎのある媒質中を伝搬した電波のシンチレーション・フェージングの諸特性を媒質の誘電率のゆらぎの性質と直接関係づけて論ずる方法を、大きく発展させたものであつて、その結果は、実用的にも重要な多くの資料を提供している。これは電波伝搬に関する分野で多くの新しい知見を加えたものであり、無線工学上寄与するところが少なくない。

よつて本論文は工学博士の学位論文として合格と認める。