

電 波 気 象 (2)

内 藤 恵 吉*

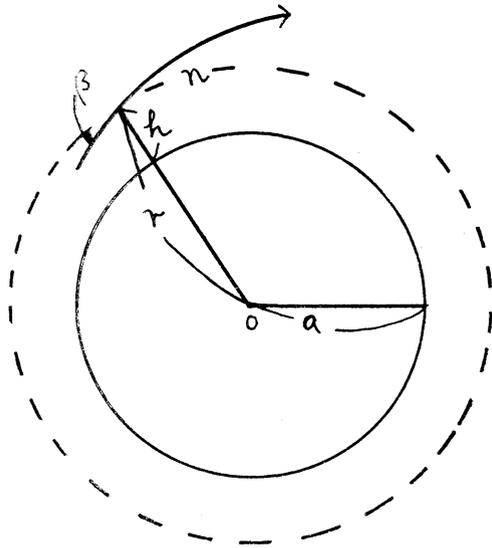
2. 極超短波の対流けん伝ぱんと気象

2.1 大気の成層と伝ぱん

極超短波の対流けん伝ぱんにおいて、大気の屈折率(あるいは誘電率)の分布が問題となる。天氣の屈折率 n は

$$(2.1.1) \quad (n-1) \times 10^6 = \frac{79}{T} \left(p + \frac{4800e}{T} \right)$$

と表わせる^{35), 36), 37)}。こゝで T は絶対温度 ($^{\circ}\text{K}$)、 p は気圧 (mb)、 e は水蒸気圧力 (mb) である。上式の右辺の値は地面付近で普通 300 の程度であり、用いられている単位は 10^{-6} で M-unit と呼ばれる。この式は電波に対して有効であって、光に対するものと異なるから、とくに電波屈折率 (radio refractive index) ということがある。上式から判るように、一般に屈折率は高さと共に減ずる。今屈折率が高さのみの関数とすれば、大気の屈折率は地球と同心球的に分布する。第2図において、



第2図 層状大気と波線

a を地球面の半径、 n を高さ h (地球の中心から r の距離) なる点の屈折率、 β を h 点の球面と電波の波線となす角とすれば、幾何光学の Snell の法則によって

$$(2.1.2) \quad \frac{r}{a} n \cos \beta = \gamma$$

となる。 γ は各波線に固有の定数である。左辺に r が入っているのは、屈折率が同心球的に分布しているからで、 a は後の便宜のためである。こゝで

$$\frac{r}{a} n = N$$

とおけば、上式は $N \cos \beta = \gamma$ となり、地球を平面と考へ、屈折率が平面的に層状に分布している場合と一致する。すなわち、 n の代りに N を考えると、地面大地でなく、平面大地上の問題として考へることが出来る。このことは波動論の立場で考へても、よい近似で同様の結論になる³⁸⁾。通常 N の代りに次式で示される M を用い、modified index of refraction という。

$$(2.1.3) \quad M = (N-1) \times 10^6 = \left(n - 1 + \frac{h}{a} \right) \times 10^6$$

こゝで屈折率が高さに比例して減ずる場合を考へる。

$$n = n_0 + \left(\frac{dn}{dh} \right) h$$

これを (2.1.2) 式に入れると、

$$\begin{aligned} \frac{r}{a} n \cos \beta &= \left(1 + \frac{h}{a} \right) n_0 \left(1 + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn}{dh} \cdot h \right) \cos \beta \\ &= \left(1 + \frac{h}{a_e} \right) n_0 \cos \beta = \frac{a_e + h}{a_e} \cdot n_0 \cdot \cos \beta \end{aligned}$$

ここで

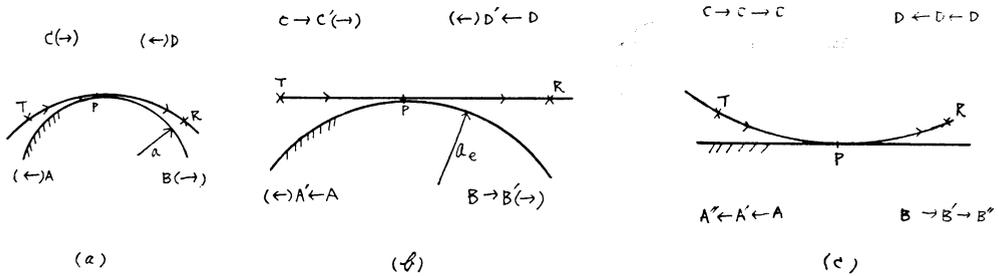
$$(2.1.4) \quad \frac{1}{a_e} = \frac{1}{a} + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dh}$$

上式から判ることは、もし地球の半径を a でなく a_e とおけば、大気の屈折率を変化しない一様の n_0 とすることが出来るということである。この a_e を地球の等価半径 (equivalent (or effective) radius of the earth) という。

またこのとき (2.1.3) 式は

$$M = \left(n_0 - 1 + \frac{h}{a_e} \right) \times 10^6$$

* 気象研究所測器研究部



第3図 大気屈折率の諸変換と地球及び波線の曲率率との関係

となり、平面大地と考えるときは屈折率を示す M が高さと共に一様に増加する。

a_e を考えたり、 M を用いたりするのは、一種の写像と考えることが出来る*。たとえば、第3図(a)の如き場合を考えよう。屈折率は高さと共に一様に減ずるとすると、電波の波線はTPRの如く下方に変曲する。今この図が伸縮自在のゴム板に画かれたとして、下方のAB部を伸ばし、上方のCD部を縮めれば、次第に波線TPRの曲率は減じ、遂には(b)図の如く曲率0となり、地球の半径は増して a_e となる。(a)図では屈折率が高さと共に減ずる(上方が電波的に疎)が、板の伸縮のため、次第に上方が密となり、下方が疎となって上下差がなくなり、(b)図では屈折率が一樣となる。更に伸縮を進めて行くと、(c)図の如く、地球は平面大地となり、波線は上方に変曲するにいたる。このとき屈折率は(a)と反対に高さと共に増す。以上の説明から判るように、この写像は波線と地球の曲率の差を一定に保ちながら行われているのである。

(a), (b), (c)の中何れを用いるかは問題にもよるが、今までの所、波動方程式を直接解く場合には(a)又は(c)を用い、(b)は幾何光学の助けをかりて計算する場合、及び散乱伝ばんの場合に用いられている。又(c)を用いて幾何光学的に考えることもある。

a_e の値は標準大気の場合 $\frac{5}{4}a$ に等しい。電波気象で今まで用いられている標準大気は、気温で $1^\circ\text{C}/100\text{m}$ 減率 $0.6^\circ\text{C}/100\text{m}$ 、相対湿度60%である。この場合においても、正確には屈折率が高さに比例して減ずるとはいえないし、又屈折率は1以下にはなり得ないのであるが、極超短波の場合アンテナの指向性がかなり鋭いので、エネルギーは余り広範囲に拡がらないし、また大体

stationary phaseの点に沿うて主エネルギーが伝わると思えられることから、部分をとって直線として差支えない。

観測によると、 M の垂直分布(M 曲線)は数種の型に分類され、 M 曲線と波線との関係は幾何光学的に考えることが出来る。これについては今まで多くの解説があるので、ここでは余り触れない。 M 曲線中、ductと称する特殊な大気層は特に興味深いものである。

一般に M は高さと共に増すが、ときには M が高さと共に減ずる層もある。この層を含む大気成層の部分をradio duct又は単にductといい、この中におかれた送信アンテナから電波がほぼ水平に発射されると、屈折により、又は屈折と地面よりの反射により、電波はこの層中にtrapされて外にもれることが少く、地平線を越えて遠距離まで達する。これがductによる伝ばんであって、第二次大戦中特に研究されたものであった。ductは海上に起ることが多く、戦時中米英の研究者によってほとんど世界中のduct出現率の調査が行われた。旧日本海軍が打撃を受けた西南太平洋及び日本周辺の調査も米国によってなされていたのである。

(2.1.1)式と(2.1.3)式から直ぐ判るように、ductは上方の気温が高く、又上方が乾燥しているときに生ずる。すなわち、強い夜間放射による気温の逆転、海陸間等における移流による不連続性、気団間の不連続面、沈降による不連続等がその生成の原因となる。

ductについて先づ行われた理論は、渦動拡散による熱及び水蒸気の垂直分布であった。次いで蒸発を加味して主に海上における下層大気の変質を論じ、又は対数分布、指数分布を仮定して M 曲線を考え、ductの生成発達を論じた。これらに従事したのは、C.G. Rossby, R.B. Montgomery, H.U. Sverdrup, E. Kingting等であり、またR.A. Craigは彼の実測に基づき詳細な議論を行った^{35), 36), 37)}。H.G. Bookerは特に移流の項を強調

* 今まで等価半径又は M の導入について直観的な説明はなかつたように思える。こゝで述べるものは筆者の一つの試みである。

して、陸上から海上へ移流がある場合の大気の変質を論じた³⁹⁾。以上多くの考察がなされて、模型の場合の定性的説明には大いに役立つものであるが、それ以上多くを望み得ないことは容易に推察されよう。ductの詳細な観測調査で有名なものの一つは1946年47年に行われた Canterbury Project であろう⁴⁰⁾。これはニュージーランドの研究者が協同し、気象関係、電波関係のあらゆる方法、施設を駆使して調査したものであった。その結果、ここでの duct は、北西風が島の中央山脈を越えるときフーン現象を起し、乾いた暖かい風が海上におし出するため、生成されることが明かとなった。

duct 伝ばんは、大体幾何光学的に大気屈折、またはそれに加えるに地面反射を考えて説明されるものであるが、duct 伝ばんをするものは極超短波に限るのであって、これは波動論の立場でなければ説明されない。duct内に電波エネルギーが trap されるときは、当然外部への漏洩が少く、垂直方向の伝ばん成分を考えれば、duct内では屈折又は反射による上向き、下向きの両成分の干渉によって強い定在波が存在すべきである。duct内に強い定在波が存在するためには、明かに波長が余り長くはならない*。長い波長は定在波を作ることが出来ず、外部空間に逃げてしまう。従って duct 伝ばんは存在しない。垂直方向には定在波を生じ、横方向には進行する姿態は、しばしば短形導波管における電波姿態と対比される。この両者は非常によく似ているものであるが、duct 伝ばんで下向きの成分は必ず屈折により生ずることは、大きな差異の一つであろう。導波管の場合、導電率が無限大である理想的な金属壁を考えれば、外部へのエネルギー漏洩は全くなく、長波長ものは始めから全然管内に入り込めないのである。これに反し、ductでは長い波長ものは内部に閉じこめられず、外部に減れてしまう。結局類似の点は、両者とも短い波長を内に閉じこめて、横方向に進行せしめることである。

見通し内の伝ばんは、多少波動論を加味して、ほぼ幾何光学的に考えることが出来る。航空機と地上との通信の場合、受信電波が非常に弱くなることがある。これを radio hole に陥ったというのが、これは屈折率の分布に従って幾何光学的に波線を追跡すれば、容易に、ある空間には電波の来にくいことが判る。この現象は、上記の空対地の通信の場合、及び空対空の場合にしばしば遭遇

するものである。

地平線の近辺及びそれを少し越えた部分に対しては、すなわち回折域に対しては、波動論の立場で考えねばならない。もし地平線の近辺に高い山があるならば、これが回折端として作用することが多いので、Fresnellの回折に類似に考えることが出来る。このような回折端が存在しない時は、直接波動方程式を解いて考えねばならない。このとき、前に述べたように、地球を球のまゝで取扱うものと、平面大地に変換して扱うものと二種ある。球面大地では当然球座標系を用い、求める解が固有関数によって展開されることを利用する。有名な Watsonの変換は、かくして得られた展開式の収束の悪いとき、これを積分表示から他の収束の速い展開式を求めるものである。もちろん、積分表示が、ある方法、たとえば鞍部点法か何かで直接積分可能であれば、それが用いられる。平面大地に変換した場合は、通常、大気電媒常数が一定であるとき Sommerfeld が用いられる。すなわち、求める解は円筒波の集合であると考え、これを基にして解の積分表示を求め、積分を行うのである。球面大地、平面大地双方とも、ductに対しては WKB 近似を用いることが多い。これらのでんばん論には、今までに多くの成書があり^{35), 36), 37)}、詳細はそれに譲る。

2.2 大気の乱れと伝ばん

上に述べた理論は見通し外はるか遠く迄の伝ばんには十分でないことが、実験データの集積と共に判ってきた。上述の理論から期待される界強度よりもはるかに高いものが、はるか遠くで得られることが判って来たのである。その上、受信電力対距離特性、波長特性、ほとんどレー分布である受信電力の変動、鋭い指向性のアンテナを用いたときの利得損失(アンテナ開口面媒質結合損失といわれているもの)、受信帯域中の制限、空間 diversity、フェージングの速さ、鋭いビームのアンテナを用いたときのビームの広がり、以上の事実を説明するため、大気屈折率の乱れによる電波散乱が伝ばんに有効であるという説⁴¹⁾が提唱されるにいたったのである。

今大気誘電率を ϵ 、その一点における乱れを $\delta\epsilon$ とすると、1.2 節で述べた雨による電波散乱と同じように第1回の如き場合を考えると、散乱体積 V よりの散乱電界 E は次式で示される。

$$(2.2.1) \quad \underline{\tilde{E}} = \underline{k}_1 \times (\underline{k}_1 \times \underline{E}_0) \frac{1}{4\pi r} e^{i(\omega t - k_1 \cdot \underline{r})} \\ \times \int_V \frac{\delta\epsilon(x)}{\epsilon} e^{-i \underline{k} \cdot \underline{x}} \underline{\tilde{v}}(x) dv(x)$$

* 二枚の金属板間に電波の安定波が存在する場合、波長と板間距離との関係のように、この場合定量的に示すことが難かしい。

この式は、 x 点の微小体積 δv が $\delta\epsilon$ なる誘電率の偏倚を持つため、電波が入射すると双極子能率を誘起することを考え、お互いの間の相互作用を無視すれば得られる。式中の記号はすべて 1.2 節のものと同じである。又同じく scattering cross section σ を考えれば、(2.2.1) 式を用いて次の如くなる。

$$(2.2.2) \quad \sigma = \frac{E \cdot E^* r^2}{E_0 \cdot E_0^* V} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \sin^2 \chi \frac{\overline{\delta\epsilon^2}}{\epsilon^2} F(k)$$

ここで、 $F(k)$ は、乱れ $\delta\epsilon$ の相関関数 $\rho(y)$ の Fourier transform, すなわちスペクトラムである。

$$(2.2.3) \quad F(k) = \int_V \rho(y) e^{-ik \cdot y} dy$$

$$\rho(y) = \frac{\overline{\delta\epsilon(x)\delta\epsilon(x+y)}}{\overline{\delta\epsilon^2}}$$

以上の如く、散乱伝ばん機構で最も重要なものは、大気誘電率の、あるいは屈折率の乱れの相関、又はスペクトラムである。散乱理論が提唱された頃は、適当に相関の形を仮定して、例えば、ガウス分布、指数関数分布等を用いて議論が行われたが、最近はいわゆる近代乱流論⁴³⁾の結果及び手法を用いて、スペクトラムそのものを物理的に決定しようという動向となった。

大気の屈折率は、先に述べたように、気温、水蒸気量、気圧の関数であるが、変動分を考えると気圧の乱れの影響は前二者のそれに比し無視される。そこで屈折率(又は誘電率)の乱れは、気温、水蒸気量の乱れによって起される。

(2.2.2) 式で問題となる波数は (1.2.3) 式で与えられ、極超短波の見通し外散乱においてはこの波数は十分大であり、大気乱流は一般にレイノルズ数が大であるから、この波数は乱流論でいう inertial subrange の波数域内にある (dissipation range 又は viscosity cutoff の波数程は大でない)。

今この領域を中間領域と名づけるならば、中間領域内の誘電率の乱れの成分は、同じ領域内の大気乱流成分によって特性づけられているであろう。従って局部的等方向性が成立すると仮定すれば、 $F(k)$ は k の方向には依らず、 k のすべての方向にわたって積分して、

$$(2.2.4) \quad B(k) = 4\pi k^2 F(k) / 8\pi^3$$

をうる。ここで右辺の $8\pi^3$ は規格化のためで、

$$(2.2.5) \quad \int_0^\infty B(k) dk = 1$$

となる。 $B(k)$ は $F(k)$ よりも物理的に考え易いので、今後は $B(k)$ をスペクトラムと呼ぶ。乱流論において

も、 $B(k)$ に対応するものを直接の対象としている。

誘電率の乱れが、大気乱流によって生ずるならば、乱れのエネルギー $\langle \delta\epsilon^2 \rangle$ は大部分波数の小なる部分(最大乱子)にある。この事実は測定と一致する。これは又乱れのエネルギーが最大乱子によって与えられると考えてよい。このとき、乱流の場合と同じく、エネルギー散逸は、当然分子拡散現象によりなされると考えるべきである。レイノルズ数が非常に大であるから、分子拡散は波数の極めて大なる部分で卓越し、波数の小なる所で供給されたエネルギーは、波数の極めて大なる所まで乱流作用によりほとんど散逸することなく運ばれると考えられる。乱流作用を如何に記述し、導入するかは色々の問題を含むが、乱流拡散係数はその一つとなるであろう。又本質的にこれと同じものとして寿命時間 τ がある。今、中間領域を考え、スケール L なる乱れの成分の寿命時間は

$$(2.2.6) \quad \tau_L \sim L^{2/3} *$$

で示され、対応するスケールの乱れの成分 $\Delta\epsilon_L$ は、モデル的に、 τ_L 時間後に小なるスケールの乱れに分解する。今、全く乱子 V_L と $\Delta\epsilon_L$ を対等に考え、 V_L^2 の分解速度がスケール L に依らなかつたと同様、 $(\Delta\epsilon_L)^2$ の分解速度が L によらないならば

$$(\Delta\epsilon_L)^2 / \tau_L = \text{const}$$

となる。これと (2.2.6) 式とから

$$(\Delta\epsilon_L)^2 \sim L^{2/3}$$

となり、これは $B(k)dk$ の次元を持つから、

$$(2.2.7) \quad B(k) \sim k^{-5/3}$$

となる。これが Obukhov の模型といわれるものである**。

上では V_L と $\Delta\epsilon_L$ を対等に考えたが、乱流によって運ばれ、拡散し、分解(あるいは生成)されるものが、物質であり、又それと同等のものであるならば、乱流エネルギー・エレメント V_L^2 に対応するものは、熱の乱れエレメント(比熱が一定ならば温度の乱れエレメント)であり、水蒸気の乱れエレメントであろう。これから

* 乱流において Kolmogoroff の相似仮説に従い、Weizsäcker-Inoue に従えば、速度 V_L は $L^{1/3}$ に比例し、 τ_L は

$$\tau_L \sim L / V_L \sim L^{2/3}$$

となる。井上栄一氏の諸論文に詳しい。

** Obukhov⁴³⁾ によつて与えられ、後に Silverman⁴⁴⁾ 等により誘電率変動に適用された。彼等の取扱い方は上と異なるが、中間領域に対しては本質的には同等である。

$$\Delta \varepsilon_L / \tau_L = \text{const}$$

そこで

$$(\Delta \varepsilon_L)^2 \sim L^{4/3}$$

となり、結局

$$(2.2.8) \quad B(k) \sim k^{-7/3}$$

となる*。

又平均的の誘電率に傾度があれば、いかなる波数の乱流もこれと作用して、その波数に対する乱れの成分を生ずるという考え方もある。すなわち、上述のものとの差異は、いかに乱れのエネルギーが供給されるかにある。前二者では波数の小なる部分でエネルギーを得るが、こゝではすべての波数においてエネルギーが供給されるのである。したがって

$$\Delta \varepsilon_L \sim (\bar{d\varepsilon}/dh)L$$

となり、

$$(\Delta \varepsilon_L)^2 \sim \left(\frac{\bar{d\varepsilon}}{dh}\right)^2 L^2$$

であるから、結局

$$(2.2.9) \quad B(k) \sim \left(\frac{\bar{d\varepsilon}}{dh}\right)^2 k^{-3}$$

となる⁴⁵⁾。

この外にスペクトラムを導く理論として、大気の流れの変動が密度変動を生じ、従って誘電率の変動を起すという考え方があるが⁴⁶⁾、散乱に関係する波数の乱流成分は一般に小さいので、マッハ数を考慮するとき、この考え方は余り適当でないというのが、現在支配的である。

理論は以上の如く種々あって、まだ定説はない。中間領域に対する誘電率の乱れを直接測定することは容易ではないが、電波屈折率計 (refractometer)** を用いて測定した結果⁴⁷⁾から推定すると

$$(2.2.10) \quad B(k) \sim k^{-2.15}$$

となる***。又誘電率そのものの変動ではないが、温度変動の測定から

$$(2.2.11) \quad B(k) \sim k^{-2}$$

* これは Inoue が温度変動に対して与えたものと一致する。取扱いは異なるが、本質的には同じである。

** 空洞共振器を用いるもので、空洞内の気体の誘電率が変わると、電波の共振周波数が変わることを利用したもの。

*** Birnbaum と Bussey の論文で、Kolmogoroff のスペクトラムを得たといっているのは、中間領域に対するものとは考えられない。上の結果は時間的相関関数から求めたものである。

となる****。

電波は観測から確かめるためには、見通し外伝ぱんにおける受信電力と波長との関係が考えられる。波長特性を λ^n とすると、データの解析から大体 $0 \leq n \leq 1$ ⁴⁸⁾ である。これは、大体、(2.2.8)、(2.2.9)、(2.2.10)、(2.2.11) の各式から導びかれる波長特性に近いことが示される。しかし、まだ決定的なことの云える段階にいたらない。さらに今後の実測、特にアンテナ・ビーム巾を一定とした scaled experiment が望ましい。

なお、誘電率の実測に対する解析で注意すべき点がある。誘電率を一点において、又は航空機によって測定するとき、前者でかなり大きな一般流がある場合、後者で一直線に飛ぶ場合、ほぼ空間的に一次元の測定と考えることが出来る(ただし、一点における時間的の変動から考えるとき、乱子の寿命時間と通過時間の大小関係を、特に波数の大でない所で注意する必要がある)。この空間的に1次元の解析と3次元の解析とを混同してはならない。両者間には明らかな差違がある。たとえば、簡単のために等方性の乱れを考えると、容易に次式が証明される。

$$(2.2.12) \quad B_1(k_1) = \int_{k_1}^{\infty} \frac{B(k)}{k} dk$$

ここで $B(k)$ は (2.2.5) 式に現われている3次元のスペクトラムであり、 $B_1(k_1)$ は一次元のスペクトラムで、同じく

$$(2.2.13) \quad \int_0^{\infty} B_1(k) dk = 1$$

をみたとす。(2.2.12) 式から

$$(2.2.14) \quad B(k) = -k \frac{dB_1(k)}{dk}$$

となる。 $B(k)$ は負とはならないから、 $dB_1(k)/dk$ は負であって、 $B_1(k)$ は常に k と共に減少する。そして $k=0$ の近傍では、等方性及び、スペクトラムと相関の間の変

**** これは気象研究所相馬氏の測定結果から推定したものである。氏は指数関数型の時間的相関を得たが、これは、ごく地面附近の測定で求めたもので、一方、見通し外伝ぱんで対象となるのは、大体数 100m から上であり、この結果が適用されるか否か判らない。なほ、(2.2.10) 式を導いたデータは、高さ 120m の塔上で得たものである。平均風速は 10m 前後であった。また Krassilnikhov (Booker 等と独立に、少し早く、電波散乱理論を提唱したソ連の科学者) が筆者に語ったところによると、ソ連での温度変動実測は (2.2.7) 式を支持する由であるが、詳細は不明である。

換を考慮すれば、容易に

$$(2.2.15) \quad B(k) = \alpha_2 k^2 + \alpha_4 k^4 + 0(k^6)$$

$$B_1(k) = \beta_0 + \beta_2 k^2 + 0(k^4)$$

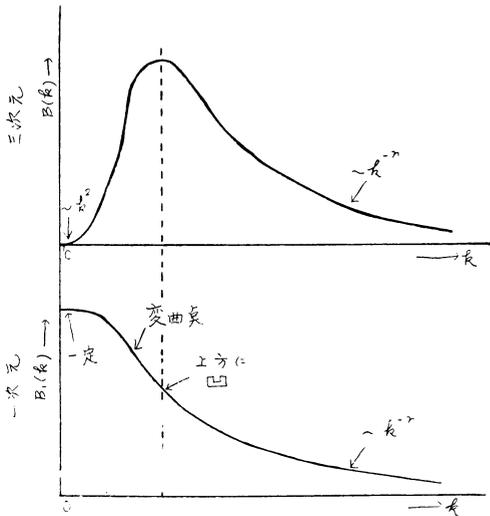
であることが判る。ただし

$$(2.2.16) \quad \alpha_2 = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty r^2 \rho(r) dr > 0$$

$$\beta_0 = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \rho_1(r) dr > 0$$

$$\beta_2 = -\frac{\alpha_2}{2} < 0$$

であり、 $\rho(r)$ は三次元の解析での相関、 $\rho_1(r)$ は一次元の相関である。(等方性乱流における以上のような性質は、Batchelor の書物⁴²⁾に示されているが、全く異なった表示である。) 又波数の大なる所で $B(k) \sim k^{-n}$ ($n > 0$) の形であるが、(2.2.12) 式から $B_1(k) \sim k^{-n}$ となって同形である。以上を図示すれば第4図の如くなる*。



第4図 等方性の乱れにおける三次元及び一次元解析から得られる二種のスペクトラムの比較

又時間的変動を記録したときの平均化の時間の大きさ、空間時変動をとったときの平均化の空間の大きさに対する注意は、乱流論において周知のことである。

大気の状態は水平方向と垂直方向とで大いに異なることはいままでもない。従って乱れの異方性は当然考えるべきであるが、これによって十分な知識は得られていな

い。ただ(2.2.3)式の相関に対して適当な異方性のものを仮定して議論がすゝめられている。乱れの強さ $\overline{\delta \epsilon_2}$ の垂直分布についても同じく十分でない。

1.2節で雲、雨等による電波の散乱をやや精しく述べたが、これも見通し外伝播に役立つ。豪雨のときは減衰が増大する。この場合、incoherent部の scattering cross section は、(1.2.5)式から(2.2.2)式と類似のものを得る。(1.2.6)式はその特殊な場合である。この両者を比較すると興味深いことが知れる。すなわち、雨などがあつた場合、誘電率 ϵ の代りに

$$(2.2.17) \quad \epsilon_q = \epsilon \left(1 + 3 \frac{\epsilon' - \epsilon}{\epsilon' + 2\epsilon} q \right)$$

なる等価的誘電率を考えれば、(2.2.2)式を適用して直ちに雨等による incoherent 散乱を得ることができる。上式で ϵ' は水滴の、 ϵ は空気の誘電率、 q は空気単位体積当りに存在する水滴の総体積である。又(1.2.5)式の第1項の coherent 部からも上式の等価誘電率を導くことが出来るし、又更に一般的に上式を導くことも可能である²⁷。今まで大気の誘電率は気圧、気温、湿度で与えられると考えて来た。しかし、この大気に雨等の異質のものが入って来た場合、媒質常数が依然として変わらないとは考えられない。とくに、この異質のもので電波が乱され、レーダーで感知される程度のものである場合はなおさらであろう。このように、上の等価誘電率は雲、雨域などからの反射、散乱に有効であると思われるが、散乱を考えると、(2.2.1)式を導く場合用いた説明、すなわち、微小体積 δv が $\delta \epsilon$ なる偏倚を持つため双極子能率を誘起するということが、雨滴等による散乱と考え合せにくいかも知れない。しかし、これは、 δv 内の水滴群に誘起した双極子群は一個の双極子能率に合成されること、又更に一般的に、又厳密には、(1.2.2)、(2.2.2)の両式とも遅延ヘルツポテンシャルの多極展開の第1項から導びかれることを想起すれば十分であろう。

見通し外の伝ばんで、界強度の時間的変動、フェージングも興味深い問題である。気象状態の変化は、これを説明しようと思われる。いわゆる遅いフェージングは、気象状態の大きな変化、すなわち気団の移動、放射等による気団の変質などで引き起されることは、容易に推察される。速いフェージングは大気の乱れによって説明されると思われる。乱れは平均流により流され、乱流によって不規則に運動し、生成消滅する。これが速いフェージングの原因となる。今乱れは生成消滅せず、たゞ平均

* Crain⁴⁹⁾は航空機により屈折率を測定して、解折の結果第4図の $B_1(k)$ の形を得た。しかし、1次元と3次元の差を覚らず、その解釈に誤りを犯していると思われる。

流、乱流によって運動すると考えれば、Doppler 効果による周波変化が期待される。これによってフェージングの速さを求めると、周波数に比例することがわかる⁵⁰⁾。乱れの生成消滅を考慮する一つの理論は以下の如くである⁵¹⁾。伝ぱんにおいて中間領域の波数の乱れが重要であるが、この波数の成分の時間的相関関数が知れば、受信される散乱電界強度の時間的相関関数が判り、これからフェージングの速さが求まる。従って、問題はこの波数の乱れの相関を求めることとなる。この波数の乱れの生成消滅は、同じ波数の乱流成分のそれと一致すると考えられるから、この乱流成分の寿命時間を考え、先述のような相似則を仮定することによって相関を求めうる。その結果、フェージングの速さは f (周波数) に比例する項と $f^{2/3}$ に比例する項との和として表わされる。勿論前者は Doppler 効果によるものである。この結果は実測による界強度変動の周波数特性によく合うようにみえるが、あまり周波数特性に対する解析が多くないので、今後の実測が待たれる。又とくに、乱れそのものに対する、一層の理論的実験的研究が望まれる次第である。

とにかく、乱れによる散乱機構は見通し外伝ぱん説明に非常な成功を取めたが、次に述べる最近の実験は注目しに値しよう。散乱理論によれば、鋭いビームのアンテナを用いたとき、ビームの広がり観測される。MIT の行った実験、すなわち、3670 MC/S で 188 miles, 350 miles の試験、2290 MC/S で 350 miles の試験では明らかな広がりが認められた。しかし、2290 MC/S で 180 miles のときは広がりが認められなかった⁵²⁾。散乱理論によれば、このときも広がりが期待されるものである。この事実は新たに伝ぱん問題を検討すべきことを示すのではなからうか。波動方程式を直接積分してみると、電媒定数に乱れがあるとき、容易に解は coherent 部と incoherent 部に分けられ、後者は散乱理論に対応する項であることが示される。前者が果して後者に対し常に無視されるかは甚だ疑問であって、今後の研究を必要とする。しかし前者がある程度考慮すべきことが判れば、今までの実測と理論との差は、多くはこの項により説明が与えられそうに思える。

見通し外伝ぱん論としては、以上のほか、大気上層の不連続層を反射層として考えるものもある。この不連続層は気団間のもの、沈降によるもの、海陸風によるもの、けん界面等が考えられ、これらは十分反射層として役立つことがある⁵³⁾。しかし、この種の層が何時どこでも十分役立つとは、現在の所考え難いし、散乱伝ぱん理論程

多くの諸事実を説明するとは思えない。又不規則に(斑状に)多くの不連続層が存在するならば、散乱理論と同様によく実測を説明しうる⁵⁴⁾。しかし、計算によると、実測の界強度をうるためには、一立方料に10個位の層を必要とする。これはむしろ水平に伸びた異方性の乱れと解すべきではなからうか。又大気成層のある状態(たとえば bilinear refractive index profile)を仮定して、内部部分反射(internal partial reflection)も有効であると説くものもいる⁵⁵⁾。

あとがき

紙面の都合で、他に解説されたことのある部分はほとんどすべて省略した。とくに、レーダー気象で種々のエコーが分類されているが、それらについて、最近わが国においても多くの文献、解説が見られるので⁵⁶⁾、一切略した。たゞ bright band, レーダーによる雷観測, angel echo については多少蛇足を加えたいことがあるが、他日に譲ることにする。なほ、Marshall 等による“Advances in Radar Weather”²⁴⁾はレーダー気象に関する極めて優れた解説であることを附記する。

終りに有住氏奥田氏の御好意に深謝する次第である。

参考文献

- 35) Burrows, C.R., 1949: Radio Wave Propagation. Academic Press, New York.
- 36) Kree, D.E., 1951: Propagation of Short Radio Waves. McGraw-Hill, New York.
- 37) Report of a Conference held by Phys. Soc. and Roy. Meteorol. Soc., London, 1946: Meteorological Factors in Radio-Wave Propagation.
- 38) たとえば東京堂版気象の事典(1954)中の電波気象の項
- 39) Booker, H.G., 1948: Some Problems in Radio Meteorology. Quat. J. Roy. Meteorol. Soc., **74**, No. 321-322.
- 40) Report of Factual Data from the Canterbury Project (1951). Milne, B. and Unwin, R.S., Proc. Phys. Soc., **63**, p. 595 (1951).
- 41) Booker, H.G., and Gordon, W.E., 1950: Theory of Radio Scattering in the Troposphere. Proc. I.R.E., **38**, p. 401.
- 42) たとえば Batchelor, G.K., 1953: The Theory of Homogeneous Turbulence, Cambridge University Press.
- 43) Obukhov, A. M., 1949: Izvestia Akademi Navk, USSR, Seriya Georgri Geofiz, **13**, p. 58.
- 44) Silverman, R.A., Turbulent Mixing Theory

- Applied to Radio Scattering. J.A.P., 27, p. 699.
- 45) Villars, F., and Weisskopf, V.F., 1955: On the Scattering of Radio Waves by Turbulent Fluctuations of the Atmosphere. Proc. I.R.E., 43, p. 1232. Wheelon, A.D., 1957: Phys. Rev., 105, p. 1706.
- 46) Villars, F., and Weisskopf, V.F., 1954: The Scattering of Electromagnetic Waves by Turbulent Atmospheric Fluctuations. Phys. Rev., 94, p. 232.
- 47) Birnbaum, G., and Bussey, H.E., 1950: Amplitude, Scale, and Spectrum of Refractive Index Inhomogeneities in the First 125 Meters of the Atmosphere. Proc. I.R.E., 43, p. 1412.
- 48) たとえば Proc. I.R.E., の1955年10月号(散乱伝ばんの特集号)の諸論文.
- 49) Crain, C.M., 1950: Survey of Airborne Microwave Refractometer Measurements. Proc. I.R.E., 43, p. 1405.
- 50) Rice, S.O., 1953: Proc. I.R.E., 41, p. 274.
- Gordon, W.E., 1955: Proc. I.R.E., 43, p. 23.
- 51) Silverman, R.A., 1957: Fading of Radio Waves Scattered by Dielectric Turbulence. J.A.P., 28, p. 506.
- 52) Chishalm, J.H., Portman, P.A., DeBettencourt, J.T., and Roche, J.F., 1955: Investigations of Angular Scattering and Multipath Properties of Tropospheric Propagation of Short Radio Waves Beyond the Horizon. Proc. I.R.E., 43, p. 1317. Chishalm, J.H., et al., 1957: Papers Presented at URSI Meeting, Washington, D.C.
- 53) Baur, J.R., 1956: MIT Lincoln Lab. Tech. Rep. 124.
- 54) Friis, H.T., et al, 1957: B.S.T.J., 36, p. 627.
- 55) たとえば Carroll. T.J., and Ring. R.M., 1955: Propagation of Short Radio Waves in a Normally Stratified Troposphere. Proc. I.R.E., 43, p. 1384.
- 56) その一つとして, たとえば, 駒林誠, 1958: 降雨機構について, 天気, 5, p. 205.

第7回航空気象シンポジウム

第7回航空気象シンポジウムは昭和33年10月15日午後1時から気象庁研修所東京教室で開催した。参加者約30名で活発な討論が行われた。講演題目及び内容の概要は次のとおりである。

1. 台風周辺の飛行例 黒岡 元
台風号22の飛行機観測資料から、台風による飛行障害天氣の Severe 域 (Severe turbulence, Severe icing) 及び Moderate 域が台風の移動に伴ってどのように分布するかを示した。
2. 太平洋における高層の卓越気圧配置型と風速場に対する調査 杉本 豊
太平洋地域で卓越する気圧配置を主として高層の高気圧に着目して分類調査し、それら各卓越気圧配置に伴う風速場の特性を明らかにし、太平洋における上層風予報の参考を作成した。
3. 台湾西部平野における各期(1~3 km) 上層の特異風について 田辺 三郎
台湾西部平野における各期 1~3 kmの上層風は、台湾の地形の特性の影響をうけるが、季節風の吹き出しから一般流が東寄りになる各過程で、その特異性が変化することを示した。
4. 中部太平洋における気圧配置飛行の研究(第2報) 光野 一
飛行時間が最短にできるいわゆる Minimum flight

path を Wave front theory によって、実際の天気図から求むるにはかなりの時間がかかるが、東京-ホノルル間の飛行の場合には、館野, V一定点, ミッドウェー, 及びホノルルの等圧面高度が予想できれば、それから統計的に求めた相関関係からかなりの精度でその Path を求めることができることを示した。

5. 太平洋の四季別の 200 ミリバル, ノルマルチャートについて 気象庁 高層課
Aerological data, アメリカの Historical map, 及びその他の資料から北太平洋地域における 200mb の 5年平均のノルマルチャートを 1. 4. 7. 10月について作成し、200mb上の等高度線, 等温線, 等風速線及び jet 軸の特性などについて示した。
6. 沖縄における台風域内の上層風について 今井 光男
沖縄の半径 300 マイル以内に接近した台風の上層風の分布をその径路別に調査し、台風の北東及び南東象限にあたるときは上層 1.5~2.5km 付近で風速が弱まり、それより上層で漸増することを示した。
7. 特別映写会
講演討論が終って、東京管区気象台技術課作成の台風 11号, 21号, 及び22号のレーダーによる16ミリ映画を鑑賞した。
(上松清記)