

空電波形に関する2,3の結果

佐尾和夫 仲井猛敏

I. 結 言

最近当所では豊川 (137°22' E, 34°50' N), 熊本 (130°46' E, 32°56' N), 秋田 (140°08' E, 39°44' N) の3地点から同時に空電の方位を観測し, 又その中の2地点で同時に空電の波形を測定出来る態勢となった。

これまで、空電の方位測定は、2地点或は3地点から観測を行ったことはあったが、観測地点間の距離が短かかったので遠方の空電源に対しては、位置決定において誤差が大きくなり、この困難を解決する為に、測定地点間の距離を延長し現在は約600 km ずつ隔った3地点で行っている。

しかし現状では未だ観測結果に対して断定的な結論を導く程に充分なデータは無いのであるが本文では最近迄に得られた結果の中から空電波形についてそれを昼間(Smooth daytime type), 夜間(Regular peaked type) の何れも典型的な2型式の波形に限定して記録を纏めてみよう。

II. 夜間に観察される波形

1952年9月, 1953年9月に観測された夜間の波形の中特に電離層反射理論で説明出来るものだけを取上げて波形から計算した空電源の距離と方位測定から求めた空電源の距離とを比較してみた。

観測される夜間の空電の方位は地球磁界による楕円像が多く直線像で求められるものの数は少い。又同一

空電源の方位と波形とが同時に撮影出来て、而も波形が計算可能な型式のものを拾うと極めて個数が減ってしまつて僅か14個の例について述べられるに過ぎない。

波形から空電源の距離を計算するに当って波形の各peakのどれがground pulseでどれがsky pulse 1等に対応するかについては、次の二つの型式によることにした。

(α 型) ground pulseの減衰が比較的少く、ground pulseが観察され、続いて S_1, S_2 が相繼いで現れるが、 G の直ぐ後の反射符号のpulseを S_1 を考え以下同符号のpulseを順次 S_2, S_3, \dots とする。

(β 型) ground pulseの減衰は比較的大きく、従つてground pulseは観察されず、最初のpulseは S_1 と考え以下同符号のpulseを順次 S_2, S_3, \dots とする。

そして電離層の見掛けの高さ h と空電源の距離 d の計算に当ってはCatonとPierce両氏の論文⁽¹⁾の第13図の方法に従つて求めた。このようにして波形から計算した空電源の距離 d_w と方位測定による空電源の距離 d_D とを比較してみると、第1表ようになる。勿論方位測定の結果も正確を期し難いが d_w と比較して考える時、割合良く一致しているのではないかと考えられる。一方 $\frac{d_D - d_w}{d_D}$ の値の大きいものもあり、これ等に対しては今後大いに考察してみなければならぬ問題であるが、一案としては筆者等は原pulseが

第1表

空電番号	観測年月日時	d_D ($\times 10^3$ km)	d_w ($\times 10^3$ km)	$\frac{d_D - d_w}{d_D}$ (%)	パルスの 反射次数 の採り方	h (km)
N-1	1953年9月5日21時	1.6	1.50	3	α	90
N-2	" " " 7" 0"	2.2	2.12	4	α	85
N-3	1952 " " 15" 20"	1.0	0.92	5	β	85
N-4	" " " 17" 20"	3.0	3.15	-5	β	90
N-5	1953 " " 6" 0"	2.9	3.05	-5	α	90
N-6	" " " 9" " "	2.4	2.65	-10	β	90
N-7	" " " 6" " "	約0.4	0.47	-18	α	80
N-8	1952 " " 22" 2"	1.3	1.03 \pm 0.13	20	β	90
N-9	1953 " " 5" 21"	3.0	2.40	20	β	90
N-10	" " " " " "	3.2	2.47	22	β	90
N-11	1952 " " 15" 20"	1.1	0.84	22	α	90
N-12	" " " 22" 2"	2.0	1.42 \pm 0.10	27	β	90
N-13	1953 " " 9" 0"	0.9	1.22	-36	α	90
N-14	" " " 10" 21"	遠距離	2.40 \pm 0.10		β	90

電離層で反射した場合に成分周波数毎の位相遅れから原 pulse 波形はくずれて反射波の peak が原 pulse の中心から移動することも考えられるのではないかと思っている。

極めて簡単な場合を考えてみると原 pulse を単一矩形波と考え、それが一回電離層で反射した場合各成分周波数が一様に角 θ だけ位相が遅れたとすると次のように取扱える。

即ち原 pulse をフーリエ積分で表現して原点 $t=0$ を矩形波の中心に置くと

$$e_0 = \frac{2E}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\omega} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0}\right) \cos \omega t d\omega$$

となる。但し $\omega_0 = 2\pi \frac{1}{T_0}$

茲で $T_0/2$ は矩形波の幅で、 E は矩形波の高さである。

この pulse が電離層で反射した時、その大きさを $e_{(\theta)}$ で表せば

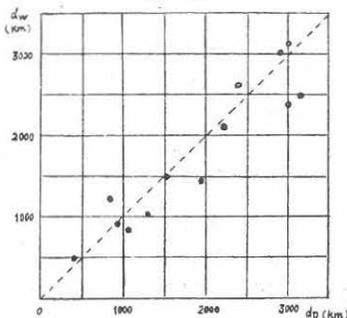
$$e_{(\theta)} = \frac{2E}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\omega} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0}\right) \cos(\omega t - \theta) d\omega$$

$$= e_0 \cdot \cos \theta + \frac{E \cdot \sin \theta}{\pi} \log \left| \frac{\pi/(2\omega_0) + t}{\pi/(2\omega_0) - t} \right|$$

となりこの図形は θ の大きさによっても異なるが、原 pulse の中心 $t=0$ は 1 回反射後 $t = \pm \pi/2\omega_0 = \pm T_0/4$ に peak を持つ振動的波形となることが判る。

扱 d_H と d_D とを両軸にとって画いてみると第 1 図のように分布している。猶以上の計算結果では h は 90 km の方が多かった。

第 1 図



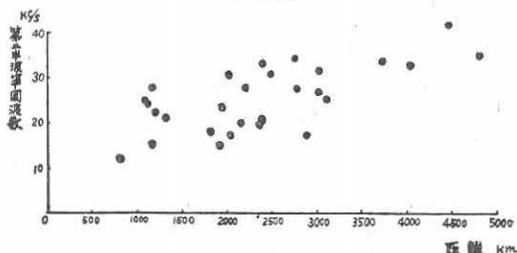
III. 屋間に観察される波形

屋間に観測される波形の典型的な図形に対して 1952 年 9 月, 1953 年 2 月, 1953 年 9 月の観測から選び出し、それらを方位測定の結果と比較してみよう。

観測された波形の第 2 番目の半波の準周波数を算出

し、これを縦軸にとり、横軸に方位測定による空電源の距離をとって画くと、第 2 図に示すように稍、右上りの傾向となることが認められる。この場合第 1 番目の半波の周波数を採用しなかった理由は当所の波形記

第 2 図



録方式では第 1 半波の途中から回路が起動するよう調節されているので第 1 半波は全貌がわからない。その為第 2 半波を採用した訳である。以上は空電源の距離が遠い程、波形の始めの部分の周波数が高く、即ち波形は縮んだ恰好になる傾向にあることが言えよう。更に又 2 地点で同時に記録された同一空電波形を拾い、その 8 枚の記録中 2 例について受信波形を画いてみると第 3 図のようになるが、これらは別々に観測された波形に対して、横軸の時間目盛を同一とし、且縦軸の振幅も大体揃う様に書き直したものである。これを観察して次のことが言えよう。

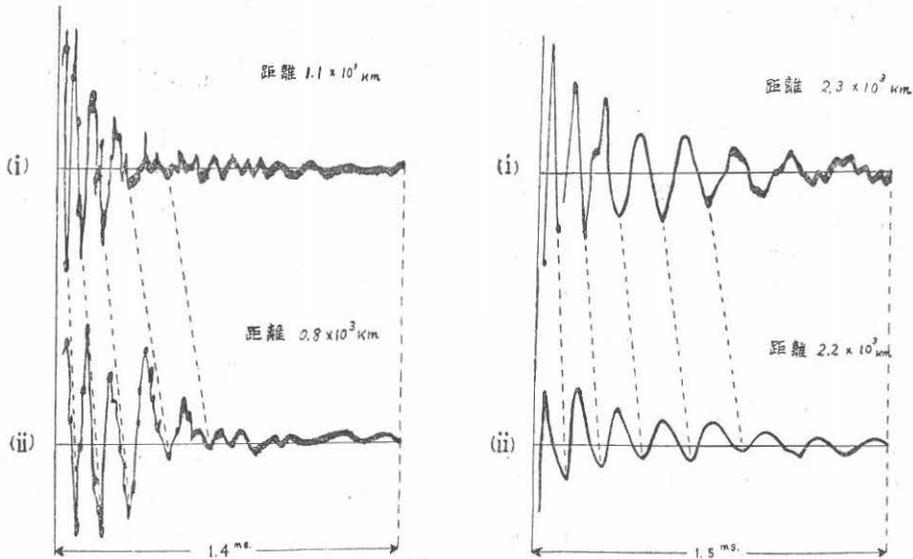
(1) 同一空電源から出た波形は、類似の恰好をしていること。即ち遠距離を伝播した後も空電源における放電形式による特有な波形を保っていること。

(2) 伝播路の距離による波形の相異が認められ、遠い方の波形は近い方のそれより、原点の方向に縮む恰好となること。

筆者等はこの (2) について今少し詳しく考える為に、更に波形をよく観察すると、原点に近い方は、その縮み方が割合大きく、数サイクルを経た後ではそれ程顕著ではない。それで波形の始めの部分の任意の対応間隔をとって、 S とし又一方秋田並びに豊川の両観測点から空電源迄の距離を方位測定の結果から計算し、夫、 d_1 , d_2 とすれば、第 2 表の様に d_1/d_2 と S_2/S_1 とが略、比例するような結果が得られた。即ち、波形の始めの部分をとって考える時、その寸法の比は、距離の逆比に大略等しい様な関係の存在することが判る。

このようなことは Budden の導波管的超低周波伝播理論⁽²⁾ によって説明出来るものと想像するが、今計算を極く簡単にする為に、上空電離層、並びに大地を

第3図 (i) 秋田 (ii) 豊川での観測波形



第2表

空電番号	方位測定の結果			波形解析の結果		
	秋田からの 距離 d_1 ($\times 10^3$ km)	豊川からの 距離 d_2 ($\times 10^3$ km)	距離の比 d_1/d_2	原点に近い対応 点間の間隔		間隔の逆比 S_1/S_2
				秋田 S_1 (mm)	豊川 S_2 (mm)	
D-1	2.4	2.0	1.2	7.0	8.5	1.2
D-2	2.3	2.2	1.1	8.5	9.5	1.1
D-3	1.5	1.2	1.3	5.0	6.2	1.2
D-4	1.1	0.8	1.4	4.0	5.5	1.4
D-5	1.1	0.8	1.5	4.1	6.0	1.5
D-6	1.1	0.9	1.3	4.1	7.9	1.9
D-7	5.4	4.9	1.1	5.7	8.0	1.4
D-8	極めて遠方	極めて遠方	略 1.	7.9	7.9	1.0

完全導体と仮定して n 次姿態が空電受信起電力に寄与する大いさを見ればそれは

$$\cos \frac{\pi n X}{h} + \frac{\pi n X}{h} \cdot \sin \frac{\pi n X}{h}$$

但し $X = \sqrt{c^2 t^2 - \rho^2}$

で表わせる。茲で h は電離層の高さ、 c は光速、 ρ は空電源と観測点間の距離、 t は時間である。

n 次姿態の受信波形が横軸を過ぎる点、換言すれば、受信起電力の振幅が0になる点の横座標を求め、その根を $t_1, t_2, \dots, t_m, \dots$ としよう。又 $\pi n X/h = x$ と置いて $\cos x + x \cdot \sin x = 0$ を解き、その根を $x_1, x_2, \dots, x_m, \dots$ と置けば

$$\frac{\pi n}{h} \sqrt{c^2 t_m^2 - \rho^2} = x_m$$

$$t_m = \frac{1}{c} \sqrt{\rho^2 + \frac{h^2 x_m^2}{n^2 \pi^2}} \doteq \frac{\rho}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{h^2 x_m^2}{\rho^2 n^2 \pi^2} \right)$$

従って波形が横軸を過ぎる点の間隔 Δt_m は

$$\Delta t_m = t_m - t_{m-1} = \frac{h^2}{2 c \rho n^2 \pi^2} (x_m^2 - x_{m-1}^2) \propto \frac{1}{\rho}$$

これから判るように受信起電力の波形が横軸と交る点の間隔は空電源の距離に逆比例することになる。勿論これは電離層を完全導電性とした場合の任意の姿態について計算したものであって、実際の屋間の電波伝播には適切ではないことをつけ加えねばならない。

IV. 謝 辞

金原先生の御指導によって為された本研究は当所で観測する外、郵政省秋田電波観測所並びに九州電波監理局菊池分室において到来空電の方位と波形を同時

に観測して得られた結果であり、秋田電波観測所並びに九州電波監理局の方々の示された御厚意に対し先ず厚く御礼申上げる。又空電観測に当っては当所空電研究室全員の力によって為されたものであって、観測装置全般については岩井研究室に感謝の外はない。又得られた結果の整理等については教室技術員前田都哉

子、杉田宜子両氏の尽力によるものであって併せて厚く感謝する。

引用文献

- (1) P. G. F. Caton and E. T. Pierce: *Phil. Mag.*, **43**, 393, 1952.
- (2) K. G. Budden: *Phil. Mag.*, **42**, 1, 1951 a.