

— 寄 書 —

或る種の電離層反射型空電波形に対する考察*

佐尾和夫 志賀為成†

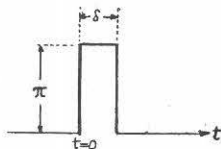
I. 緒 言

電離層反射型空電波形から算出した空電源の距離と、その同一空電を方位測定から算出した距離とを比較した時、両者の結果の一致しないものが見受けられるので、この原因は衝撃波が電離層で反射した時に生ずる波形歪に起因するのではないかと考え、本報告は電離層反射時における波形歪を求めようとしたものであるが、計算による反射衝撃波を合成した時に見られる受信空電波形には実際に観測される結果と極めて類似したものがあるので、電離層反射型波形の一部にはこのような考え方をすることも可能ではないかと考えて報告した。但し本文では空電源を矩形衝撃波とし、又大地は完全導体、電離層は高さ 80 km において境界面を持つ不完全導体と仮定して計算を行ったが、地表波は考慮されていないことを断っておかねばならない。

II. 計算方法

空電源の単一衝撃波を図 1 に示すようなものと仮定

図 1



する。この場合 δ の大きさは、高次反射波をその到達時間だけずらせて合成し空電波形を求める場合問題になるが、茲では $\delta = 100 \mu \text{ sec}$ 及び $\delta = 50 \mu \text{ sec}$ とした。矩形波は次式によって示され

$$H(t) = \int_0^{\infty} \left\{ \sin \omega t - \sin \omega(t - \delta) \right\} \frac{d\omega}{\omega}$$

部分周波数の振幅は $\frac{2}{\pi\omega} \sin \frac{\omega\delta}{2}$ で表される。この場合矩形波を構成する主要周波数帯域は $0 < \omega < \frac{2\pi}{\delta}$ である。

次に電離層の反射係数としては長波の垂直偏波に対しフレネルの式を用い次のように示されるものとする。(1)

$$R = |R|e^{j\alpha} = \frac{\sqrt{\mu^2 - \sin^2 \theta} - \mu^2 \cos \theta}{\sqrt{\mu^2 - \sin^2 \theta} + \mu^2 \cos \theta}$$

$$\mu^2 = 1 - j \frac{\omega r}{\omega}$$

$$\text{但し } \omega r = \frac{4\pi N e^2}{m \nu}$$

茲で μ : 電離層の屈折率

θ : 電離層への電波入射角

N : 電離層の電子密度

m : 電子質量

ν : 電離層中の電子衝突回数

次に電離層で反射後の波形は

$$h(t) = \int_0^{\infty} |R| \frac{\sin(\omega t + \alpha)}{\omega} d\omega - \int_0^{\infty} |R| \frac{\sin\{\omega(t - \delta) + \alpha\}}{\omega} d\omega$$

であるが、実際に計算する場合は角周波数帯域 $\omega_n \sim \omega_m$ の間では $|R|$ と α が一定値であると仮定して

$$h(t)_{\omega_n \sim \omega_m} = |R| \int_{\omega_n}^{\omega_m} \frac{\sin(\omega t + \alpha)}{\omega} d\omega - |R| \int_{\omega_n}^{\omega_m} \frac{\sin\{\omega(t - \delta) + \alpha\}}{\omega} d\omega$$

を用いることとする。

上式は積分を実行すれば

$$h(t)_{\omega_n \sim \omega_m} = |R| \cos \alpha \{ \text{Si}(\omega_m t) - \text{Si}(\omega_m(t - \delta)) \} - |R| \cos \alpha \{ \text{Si}(\omega_n t) - \text{Si}(\omega_n(t - \delta)) \} + |R| \sin \alpha \{ \text{Ci}(\omega_m t) - \text{Ci}(\omega_m(t - \delta)) \} - |R| \sin \alpha \{ \text{Ci}(\omega_n t) - \text{Ci}(\omega_n(t - \delta)) \} \quad (1)$$

であることは明らかである。但し Si 及び Ci は夫々正弦、餘弦積分である。

III. 計算結果

計算を実行する場合電離層定数 ωr は $6 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$

* 本論文は著者の一人が昭和 29 年 3 月名古屋大学工学部電気工学科の卒業研究として行ったものを、その後補正して取まとめたものである。

† 大学院学生

図 2

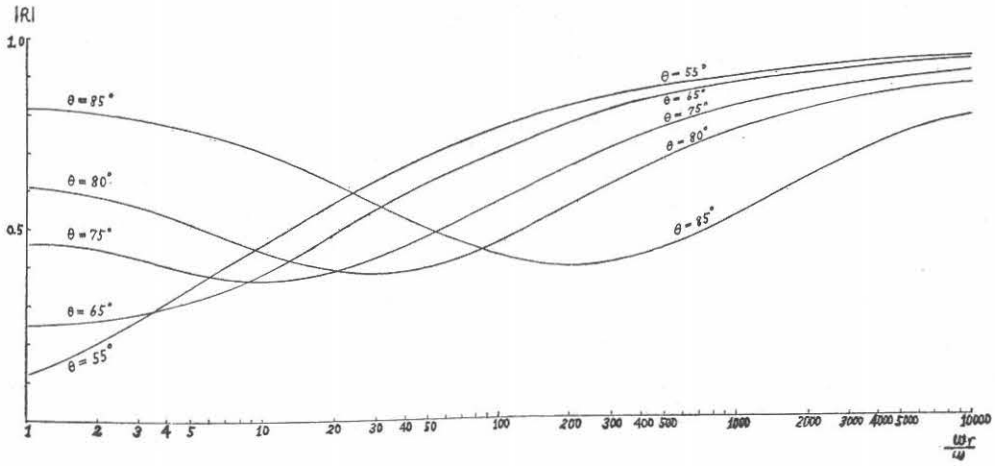
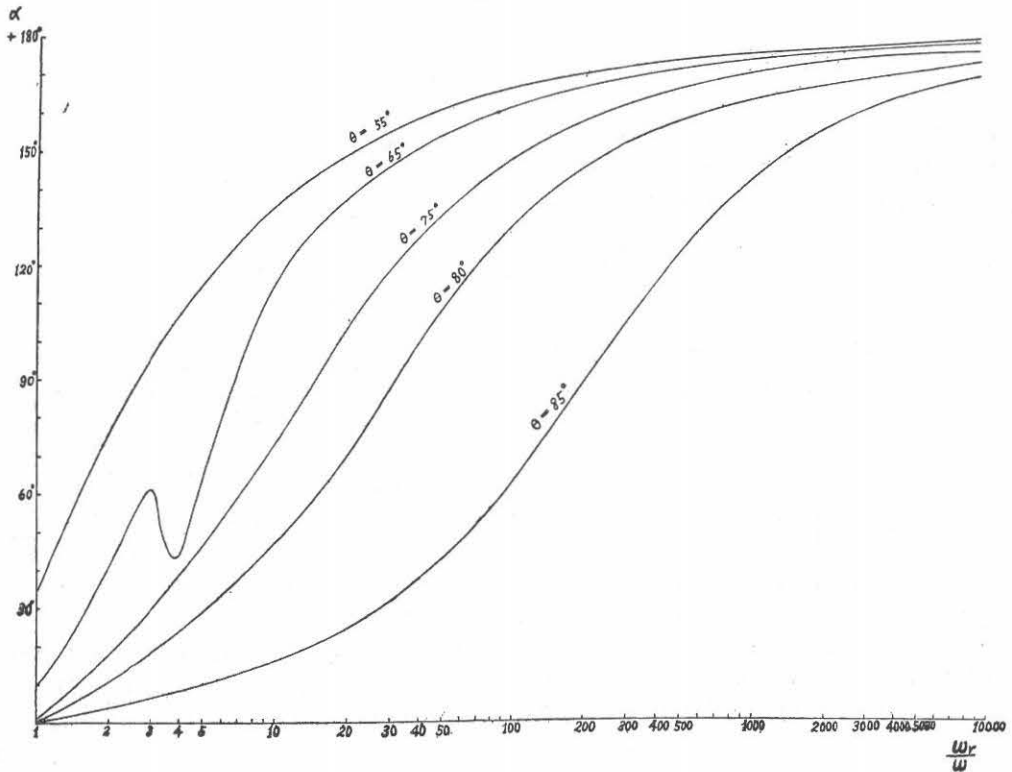


図 3



及び $6 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ としたが、この数値は波形の説明に最も好都合であることから用いたものである。又角周波数帯域としては $\frac{\omega r}{\omega}$ を 20~30, 30~60, 60~100, 100~200, 200~600, 600~2,000, 2,000~ ∞ の 7 帯域に分割して計算した。 $\frac{\omega r}{\omega}$ を横軸にとった場合のフ

レネルの反射係数の絶対値と偏角の計算結果は夫々図 2 と 図 3 に示されている。

先ず $\delta = 100 \mu \text{ sec}$ の場合を例にとって説明すると周波数は 0~32 kc/s に亘って計算したが、この程度で原矩形衝撃波の近似の様子は図 4 に示されているように可成り再現されていると言ってよい。これは (1) 式

において $|R| = 1, a = 0$ と置いて求めたものである。

擬空電の伝播距離 d を 1000 km, 2000 km とし電離層での反射次数 n を 1, 2, 3, 4 等として, 原矩形波の反射波形を画いてみると図 5, 図 6, 図 7, 図 8, のようになり, これらの波形の尖頭値を示す時刻は次数が増す程少しずつ遅れ, この影響は電離層の導電性が小さい程即ち ω_r の小さい程大きく表われその大凡の値を第 1 表に示した。又これらの図でわかるように ω_r が小さく, 且つ n が大きくなる程, 衝撃波の波形歪が大きくなることも当然であろう。

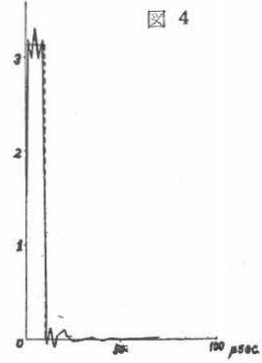
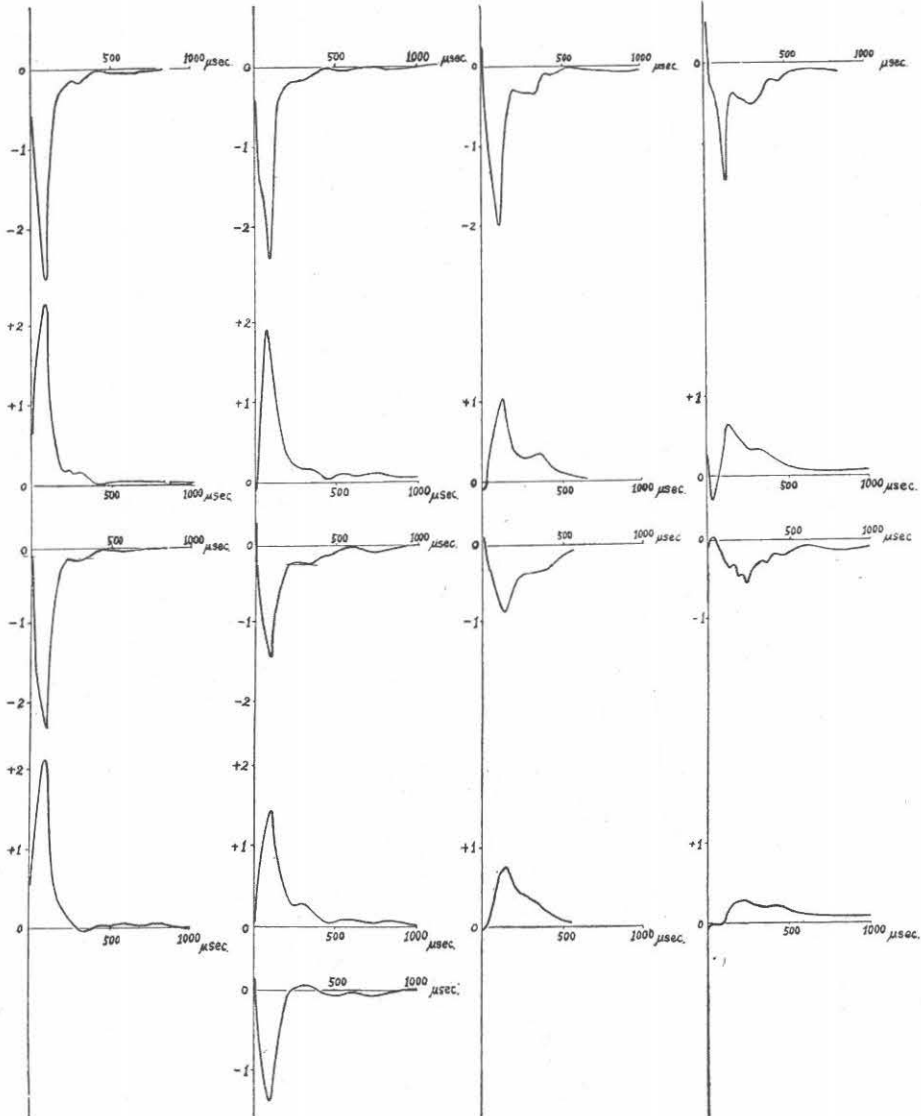


図 5

図 6

図 7

図 8



$\delta = 100 \mu\text{sec.}$
 $\omega_r = 6 \times 10^6,$
 $d = 1000 \text{ km}$

$\delta = 100 \mu\text{sec.}$
 $\omega_r = 6 \times 10^6,$
 $d = 2000 \text{ km}$

$\delta = 100 \mu\text{sec.}$
 $\omega_r = 6 \times 10^5,$
 $d = 1000 \text{ km}$

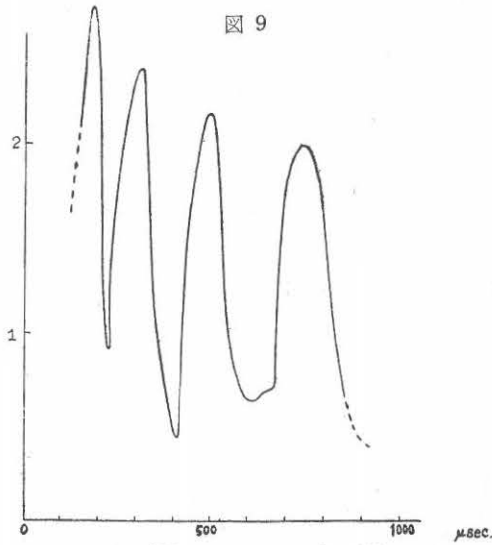
$\delta = 100 \mu\text{sec.}$
 $\omega_r = 6 \times 10^5,$
 $d = 2000 \text{ km}$

第 1 表

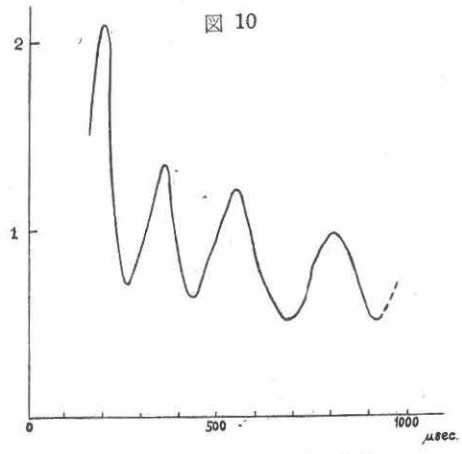
ω_r	$n \rightarrow$ d (km)	1 (μsec)	2 (μsec)	3 (μsec)	4 (μsec)	5 (μsec)
6×10^6	1000 2000	90 90~100	90~100 70	90~100 100~110	90~100 100~110	— 100
6×10^5	1000 2000	110 110	130 120	130 230	240 200	— —

次にこれらの反射衝撃波を合成して、空電波形を作ってみると図 9, 図 10, 図 11 のようになる。この場

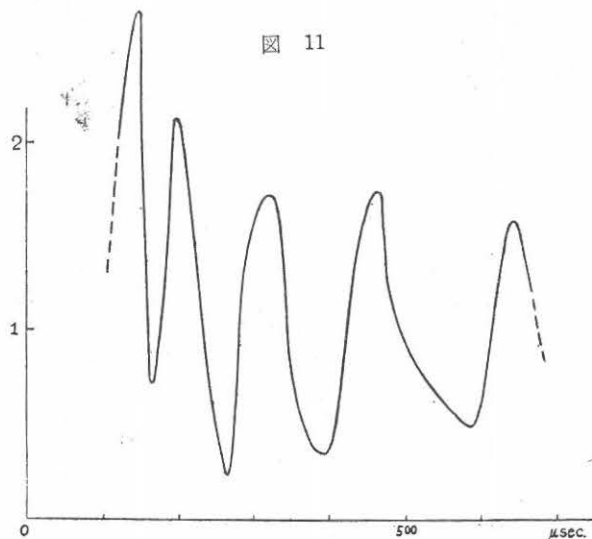
合反射衝撃波の反射回数に従って到達時間の遅れを考え、又垂直アンテナで受信するとした時の受信振幅は $\sin \theta$ を乗ねねばならないのは云うまでもない。図 9,



$\delta = 100 \mu\text{sec}, \quad \omega_r = 6 \times 10^6,$
 $h = 80 \text{ km}, \quad d = 1000 \text{ km}$

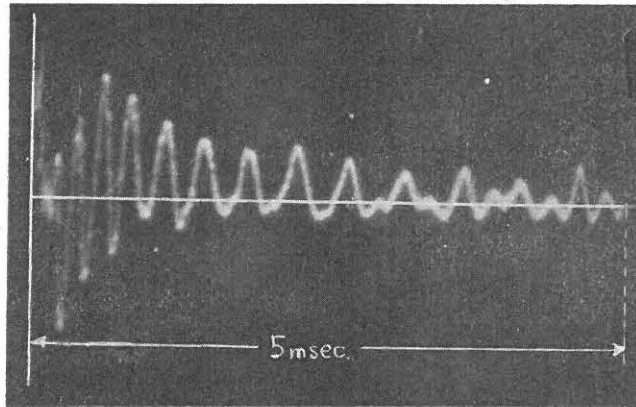


$\delta = 100 \mu\text{sec}, \quad \omega_r = 6 \times 10^5,$
 $h = 80 \text{ km}, \quad d = 1000 \text{ km}$



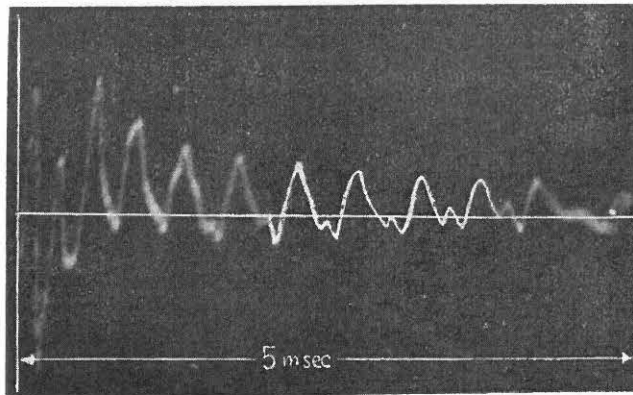
$\delta = 50 \mu\text{sec}, \quad \omega_r = 10^7, \quad h = 80 \text{ km}, \quad d = 2000 \text{ km}$

図 12



1952年9月15日20時の観測
 波形から計算した空電源の距離約1200 km
 又方位測定との交点による空電源の距離も約1200 km

図 13



1952年9月15日20時の観測
 波形から計算した空電源の距離約800 km

第 2 表

図番	計算に用いた距離 (km)	反射パルスの採り方	波形から求めた距離 (km)			
図 9	1000	上側	$p=1$ $q=3$	990	$p=2$ $q=4$	800
		下側	$p=2$ $q=4$	930		
図 10	1000	上側	$p=1$ $q=3$	900	$p=2$ $q=4$	980
		下側	$p=2$ $q=4$	880		
図 11	2000	上側	$p=1$ $q=3$	1970	$p=2$ $q=4$	1250
		下側	$p=2$ $q=4$	1460	$p=2$ $q=5$	1300

図 10 は空電源の距離を 1000 km として計算したものであるが、当所で観測された波形の中には、この形に似たものがみられるので参考迄に図 12, 図 13 にこれを示した。

猶図 9, 図 10, 図 11 に示す合成空電波形から改めて空電源の距離を求めると第 2 表のようになり、最初計算に用いた距離より小さく評価していることがわかる。茲で p, q は反射波の次数を表わしている。

IV. 結 言

(1) フレネルの反射係数式を採用した場合には極く低周波となると、かえって減衰は少くなる。即ち図 2 でわかるように $\frac{c}{\omega}$ が大きいところでは反射係数は 1

に近い。

(2) 反射次数の増す程、又遠距離になるほど反射衝撃波はひどく崩れる。

(3) 各衝撃波の尖頭値を示す時刻は大体原衝撃波の幅ぐらい遅れてあらわれる。そして遠距離ほど又 ωr の小さいほどこの傾向は増す。

(4) 計算結果から得られた電離層反射型波形は実際空電の観測をして得られた波形と極めて良く類似している。

(5) 計算により得られた電離層反射型空電波形から、再び空電源距離を算出すると、各衝撃波の尖頭値

を示す時刻の遅れの為、最初計算に用いた距離より近い距離を算出する。

V. 謝 辞

本研究に際して御指導と有益なる助言とを賜った金原教授に厚く感謝し、又色々と助言を頂いた仲井助手を始め空電研究室の諸氏並びに数値計算に当って助力をいただいた電気学科3年織田守夫君に感謝する。

文 献

- (1) K. G. Budden: Phil. Mag. 42, No. 1. 1951.