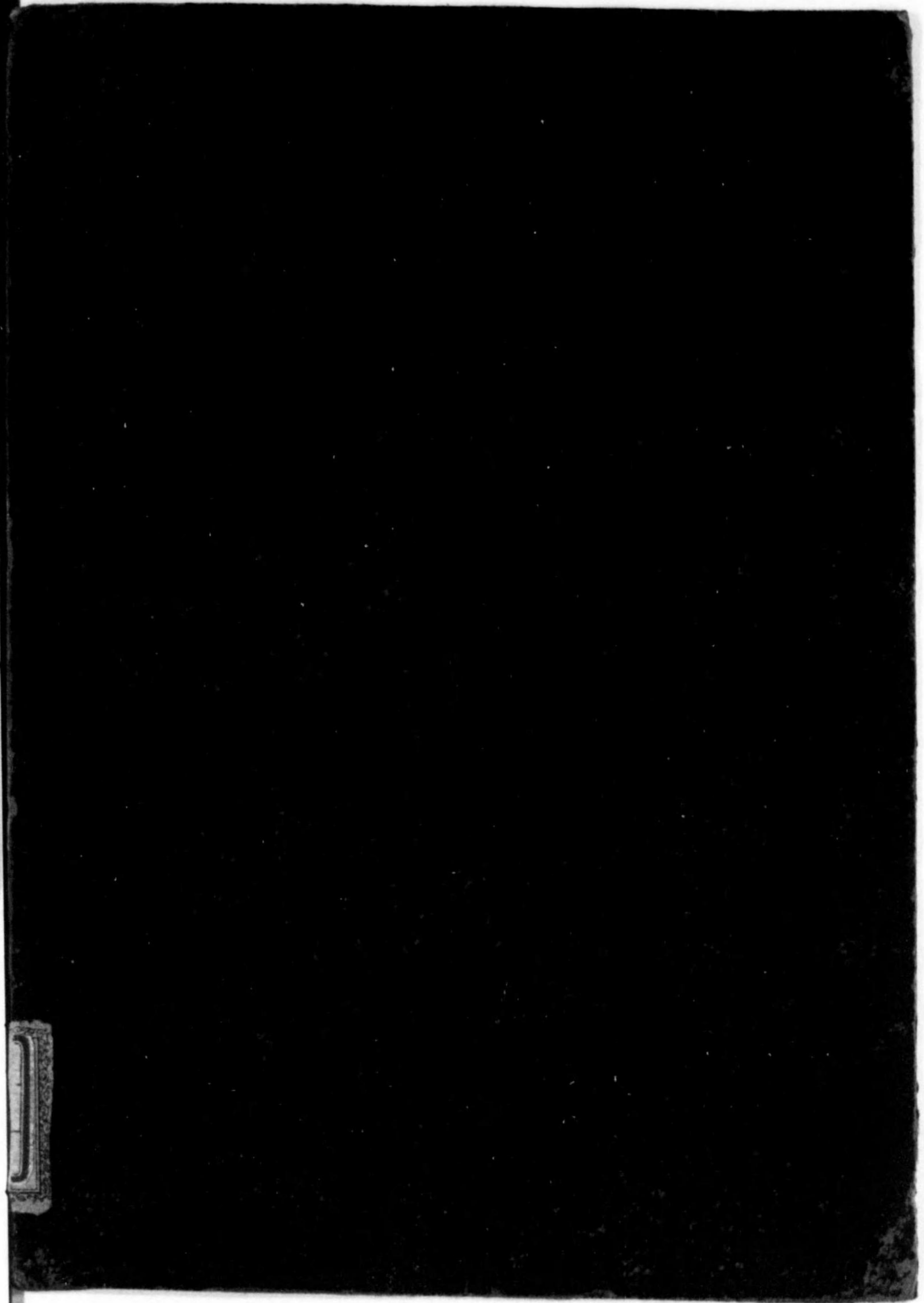


始



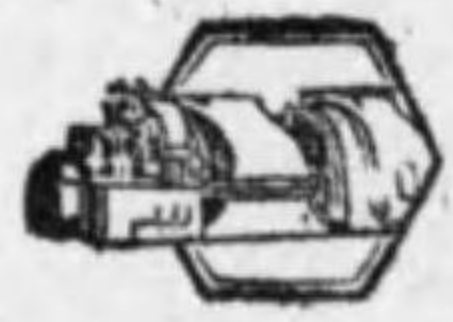
547.1  
Te 28

年 月 日 944


國語館

548.1  
Te 28

# 電波傳播理論



社 試 遞

發 行



# 電波傳播理論

## 目次

緒言	1
第1編 有線電波傳播	5
第1章 總論	5
1. 有線傳送技術の發達史	5
2. 音響工學	8
3. 音聲と通話に必要な周波數帯	12
4. 明瞭度	14
第2章 均一分布定數線路	18
5. 電信方程式	18
6. 電信方程式の解	21
7. 正弦波の傳播式	25
8. 終端に於ける整合、短絡、開放	28
9. 無限長線路	31
10. 位置角	33
第3章 線路の二次定數	35
11. 傳送定數 ( $\gamma$ ) 及び特性インピーダンス ( $Z_0$ )	35
12. 實際の線路の二次定數	41
13. 無歪條件	46



14. 等価回路網 .....	47
<b>第 4 章 複合線路及反射現象</b> .....	49
15. 四端子定数 .....	49
16. 位置角による解法 .....	50
17. 反射現象 .....	52
18. 反射波の合成 .....	58
19. 線路に於ける不整點の影響 .....	54
<b>第 5 章 表皮作用及近接作用</b> .....	56
20. 表皮作用 .....	56
21. 表皮作用及び近接作用 .....	57
<b>第 6 章 裝荷ケーブル</b> .....	58
22. 裝荷の理論 .....	58
23. 裝荷の實際 .....	61
24. 線輪裝荷線路の傳送特性 .....	65
25. 線輪裝荷線路の傳播定数 .....	71
26. 線輪裝荷線路のインピーダンス特性 .....	77
27. 裝荷の始端區間長とインピーダンスの關係 .....	80
28. 線輪裝荷線路の不整點の入力インピーダンスに及ぼす影響 .....	81
<b>第 7 章 靜電結合</b> .....	83
29. 靜電結合 .....	84
30. 星型網型變換 .....	85
31. 實回線相互間の靜電結合 .....	87
32. 重信回線實回線間の靜電結合 .....	90

33. 實回線重信回線の靜電結合 .....	92
<b>第 8 章 電磁結合</b> .....	93
34. ケーブル内に於ける直接電磁結合 .....	94
35. 渦流による複素電磁結合 .....	97
<b>第 9 章 漏話現象</b> .....	100
36. 漏話の定義及單位 .....	100
37. 線路の漏話 .....	101
38. 長い線路に於ける漏話 .....	101
39. 誤差法則 .....	103
40. 均一線路に於ける漏話 .....	107
<b>第 2 編 無線電波傳播</b> .....	111
<b>第 1 章 電磁波理論</b> .....	111
1. 變位電流 .....	111
2. 電磁波の發生 .....	112
3. マックスウエルの電磁方程式 .....	114
4. 電磁波の性質 .....	124
5. 完全良導體に於ける電磁波の全反射 .....	124
6. 不良導體に於ける電波の反射と屈折 .....	126
補. 半面電磁波、偏電磁波 .....	127
<b>第 2 章 電波の發射</b> .....	130
7. 導體よりの電磁エネルギー輻射の概念 .....	130
8. ポインティングの定理 .....	131

9. ヘルツ發振對による電磁波の輻射 .....	134
10. 空中線よりの電波輻射概念 .....	137
<b>第 3 章 電波の傳播</b> .....	139
11. 地表面に於ける電波の傳播 .....	139
12. 電波の屈折 .....	145
13. 電波の廻折 .....	146
14. ケネリー・ヘビサイド層の性質及び作用 .....	146
15. 空間波の傳播 .....	151
<b>第 4 章 電波の種類別傳播</b> .....	152
16. 電波の種類 .....	152
17. 長、中波の傳播 .....	152
18. 短波の傳播 .....	154
19. 短波傳播の諸現象 .....	156
20. 超短波の傳播 .....	158
21. 超短波の傳播と氣象 .....	159
<b>第 5 章 電波傳播の諸現象</b> .....	161
22. ルクセンブルグ現象 .....	161
23. フェーディング .....	163
24. フェーディング防止策 .....	166
25. 夜間誤差 .....	170
26. 對蹠點効果 .....	171
27. 電波傳播方向の狂ひと散亂現象 .....	171
28. 傳播方位による相違 .....	173

<b>第 6 章 電波傳播と宇宙現象</b> .....	175
29. デリンヂャ現象 .....	175
30. 磁氣嵐の影響 .....	177
31. 磁氣嵐とデリンヂャ現象 .....	178
32. 地球磁界と電離層 .....	179
33. 電界強度の變動 .....	181

# 電波傳播理論

## 緒 言

弱電流工學は會話、信書、記號、圖形による通信及び一般の音響信號光信號等を電流の助けによつて遠隔の地へ傳へる事を目的とする電氣工學の一部門である。

弱電流工學の問題は物理的見地より次の二つに分類される。

機器工學

傳送工學

前者は信號端で傳送すべき通信を電流によつて現し、受信端ではその電流を感で感受し得べき形に變換することであり、後者は送信端より受信端へ通信電流を傳送することである。

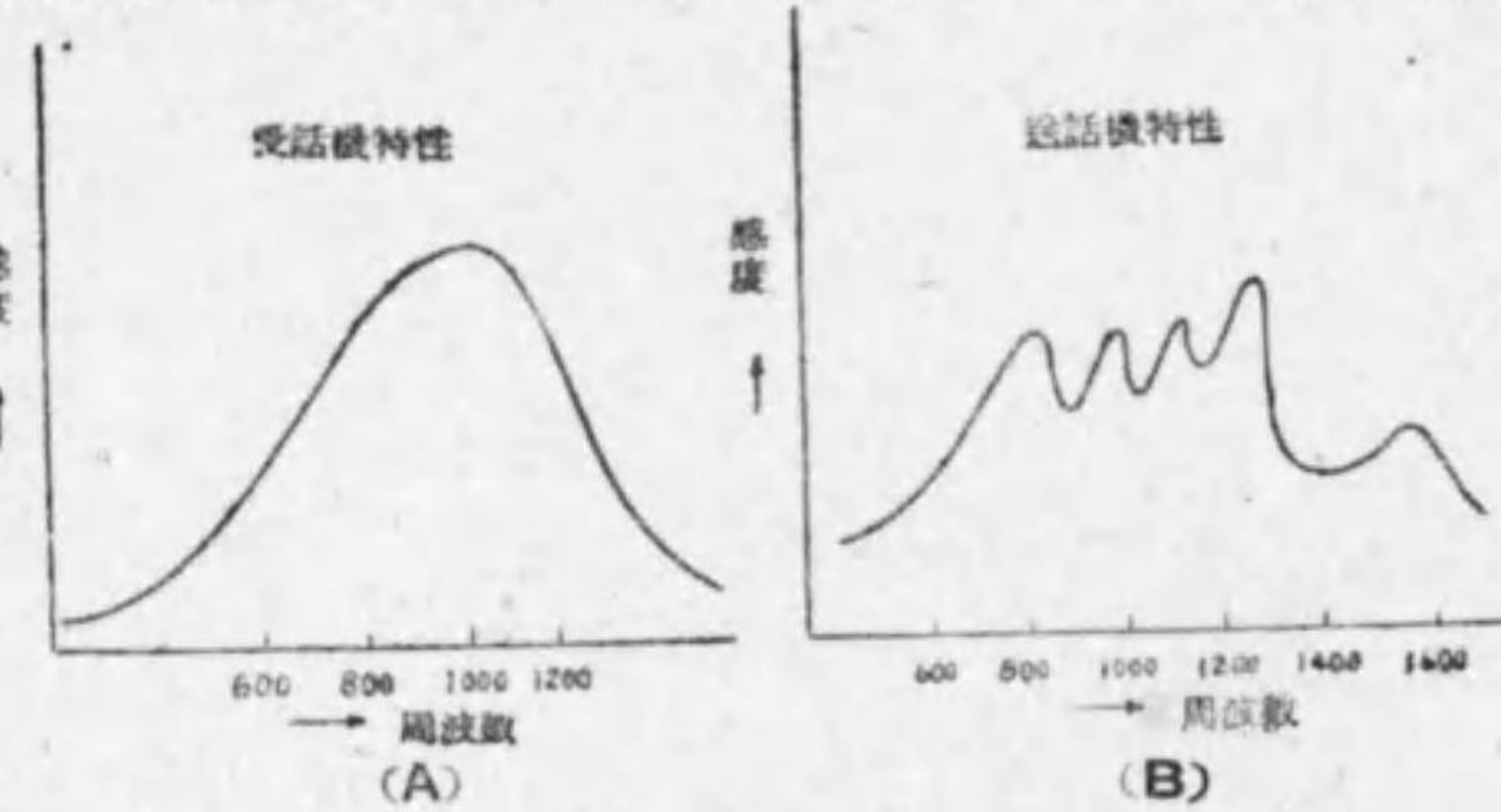
機器工學の根本問題は信號が出来る丈正確に再生されるように送信端及び受信端に於てエネルギーの形を變換することにある。

音響工學即ち電話の場合には談話者によつて發生された數千サイクルの周波數帯を持つた音波は同じ周波數の電氣的振動に變換されその變換が理想的に行けば電氣的振動の振幅は音波の振幅に正比例しなければならぬ。又相手談話者の所で電氣的振動が音響的振動に變換される場合にも同様の事が云へるのである。

如何にして此の要求を物理的に正確に實現するかと云ふ事が機器工學の最も重要な問題である。例へば電話に於ける送受話器、電信に於ける繼電器装置、送受信装置の電氣機器装置、或は寫真電送、テレビジョン、電氣的寫真装置等の問題は凡て機器工學の分野である。

而して今日の弱電流工學中著しく發達の遅れた部門は此の機器工學殊に電氣機器の部門である。例へばこの傳送用機器の根幹をなす所の送受話器の如きもその周波數特性は極めて悪く、即ち右圖(A)の如く受話器には

900 乃至 1000 サイクル附近に共振點があり、又(B)の如く送話



器には 700 乃至 1500 の間に於て數個の共振點が存在し且つ 600 サイクル以下及び 2000 サイクル以上の周波數に對してはその感度極めて小である。

更に一般加入者用電話機及び接續紐回路は送受話器に於けるが如き明かなる共振點を有せざるも誘導線輪と中繼線輪を用ふる故 200 以下及 2000 サイクル以上の周波數に對して能率が著しく低下する。

斯の如く機器工學に對しては今後解決すべき幾多の問題を有してゐるが詳細の説明は有線機器、無線機器に譲ることとする。

次に傳送工學に於ては周波數及び振幅に關して出来るだけ正直に送信端から受信端へ電氣振動を傳送する問題を取扱はんとするのである。即ち所

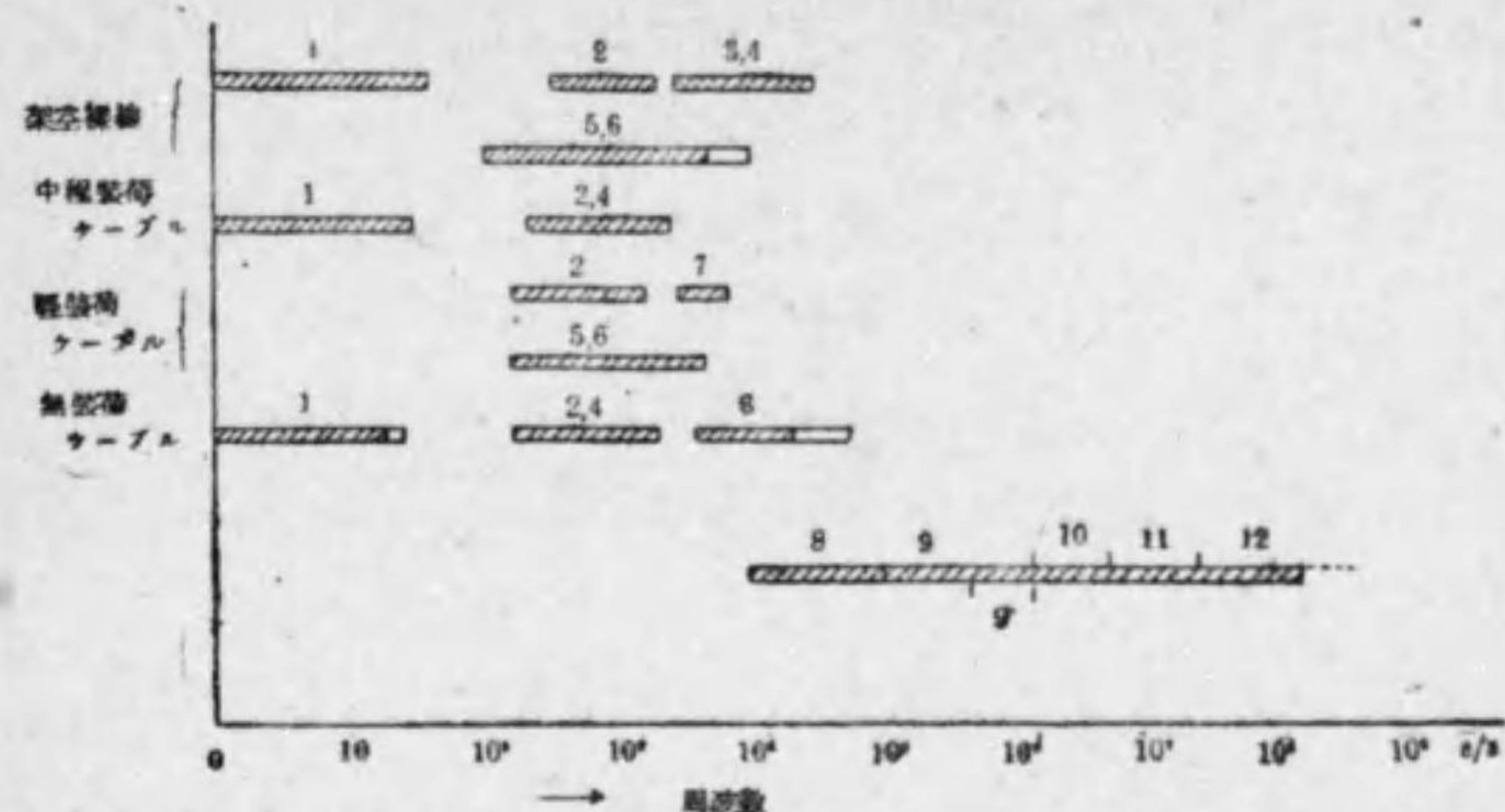
謂無歪傳送を行はんとするのがその目的である。振幅や位相が歪まない様に通信内容を傳送せんとするのである。更に換言すれば傳送周波帯に於て傳送装置のエネルギーの能率を周波數に無關係にならしめる方法を考究するのである。

弱電流工學の傳送系統が強電流工學のそれに比して根本的に異なる點は、第一に傳送すべき周波數が 50 又は 60 サイクルの単一周波數に非ずして數千サイクルの帯域を有してゐること、第二に大部分のエネルギーが線路上のエネルギーの消耗、特に熱損失に依つて失はれることである。線路上で失はれたエネルギーの残りの分が電話ならば増幅器、電信ならば繼電器を制御するに充分であればよいのである。弱電流工學の電力輸送能率は 1 乃至 7 ネーパー即ち 13 乃至 0.0001 % と云ふ極めて悪いものである。即ち強電流工學の傳送系の第一義は能率にあり弱電流工學のそれは無歪にある。

弱電流工學の傳送系の能率は電力の能率より寧ろ周波數の能率にその重點がある。即ち或一つの傳送媒質を利用して出来るだけ多くの獨立した通信を行はんとするもので、通話路毎に夫々異なる周波數域を利用して通信を多重的に行ふものである。今日搬送電信電話方式として廣く用ひられてゐるものがそれである。

傳送の目的に對して用ひられる線路には裸線或はケーブルがあり、ケーブルには又裝荷方式と無裝荷方式とがある。之等の傳送特性は無歪傳送を目標とし、同時に線路の經濟的使用といふ見地からこれを多重的に利用する爲め成るべく廣い周波數帯域を得る様に努力されてゐる。

次圖は本邦に於ける通信方式の周波數割當を示すものである。



1. 低周波電信 2. 音聲周波電話 3. 搬送式多重電話 4. 搬送式多重電信 5. 寫眞電信 6. 放送中継 7. 一通話路搬送式電話 8. 長波無線 9. 中波無線(9'放送無線) 10. 中短波無線 11. 短波無線 12. 超短波無線

之等各種の傳送方式に出来るだけ良好なる特性を保持せしめるための補助装置、又は上記の多重的線路利用のための装置として傳送回路網例へば濾波器、減衰等化器等が自由に驅使されるのである。

# 第1編 有線電波傳播

## 第1章 總論

1. 有線傳送技術の發達史 初期に於ける通信傳送線路は最も簡單にしてよく知られてゐる所の架空裸線であつた。市内線路としても市外線路としても架空裸線が用ひられ、當時の技術の主たるものは如何に電柱を建設し如何に電線を架渉するかにあつた。然るに電信電話の普及に伴ひ同一電柱に多數の電線を架渉するの止むなきに至り、之が不利不便を救済すべく生れたものはケーブルであつた。即ち紙絶縁せる多數の電線即ち心線を集合し鉛被せるものであつて、最初は市内ケーブルとして用ひられたが、後に至つて市外線路にもケーブルを用ひる事の得策なる事を發見した。即ち市外裸線は暴風雨雪等の爲に障礙を蒙る事多く、又大氣に曝されてゐる爲電氣的特性も變化し易く、加ふるに外部より誘導妨害をも受け易い、斯くして市外線路をケーブル化する傾向が通信技術を支配する様になつた。

長距離ケーブルの發達と共に傳送技術が漸次問題視されて來た。最初に問題となつたのはケーブルを用ひる場合、其の損失が大きくなつて短距離にしか利用されない事であつた。

此の缺點を補つて相當長い距離にまで通話を可能ならしめたるは、ヘビサイド氏によつて確立された理論を實際に應用した装荷方式であつた。即ちピュビン氏は線論装荷法を、クラクツプ氏は連続装荷法を發明し、陸上ケーブルに於ては經濟上の見地から専ら前者が用ひられて來た。真空管増



幅法の未だ發明せられざりし當時に於て斯くの如き方法を發明せる兩氏の功績は眞に偉大なるものであつた。

次でフレミング氏等による真空管の發明によつて長距離ケーブルの進歩に更に拍車がかげられた。即ち真空管増幅器をケーブルの處々に挿入する事によつて損失を補ひ、裝荷と真空管との併用によつて完全なる長距離ケーブル方式が確立した。而して此の方式は主として世界に於ける大通信機器製造會社たる米國のウェスタン會社及び獨逸シーメンス會社に於て發達し標準方式として世界に君臨した。我國に於ける長距離ケーブルも之等の方式に據つたのである。

斯くして長距離ケーブル方式は確立し、列國競つて重要市外線路をケーブル化し合理的に長距離通信網を完成すべく着々其の實施を怠らなかつた。然し乍らケーブルの長さが長くなると共に多くの技術的困難が起つた。之は線路裝荷に伴ふ本質的な缺陷であつて、反響現象、位相歪、傳播時間の延長等の諸問題が起り通話の質を著しく低下せしめ、通話距離を制限する事が判つた。斯くして最近に於て傳送技術の花形となつたものは位相補償器、反響阻止器等の研究であつて、之等を回線内に挿入する事により多少回線を延長せしめる事が出来た。又一方に於ては長距離になるに従つて漸次裝荷を軽くする傾向さへ生ずるに至つた。

他方に於て著しく重要視せられた問題は線路の多重使用に關するものであつた。即ち變調法の發明と共に發達した搬送式通信方式は線路に於ける多重通信を可能ならしめた。然し乍ら其の利用範圍は架空裸線のみに限られ、ケーブルを布設し得ざる局部的回線に之を利用する事が主であつた。即ちケーブルの發達と共に搬送方式は當然影を潜める様になつたのである。ケーブル回線に於ては裝荷による遮斷周波數によつて高い周波數の電

流を遮斷する爲ケーブルに搬送通信を利用する事は不可能でないにしても決して適當なる方法ではなかつたのである。

昭和7年3月日本に於て長距離ケーブルに對する全く新しい方式が松前篠原兩氏により提案せられた。此の提案は從來の長距離ケーブルに於ける裝荷理論を棄て無裝荷ケーブルによつて長距離通信網を構成するといふのである。即ち無裝荷ケーブルによる時は技術的に優秀な回線を得て、通話距離を著しく擴大する事が出来且つ遮斷周波數を有せざる無裝荷ケーブルに於ては6通話路、10通話路、若しくはそれ以上の搬送電話を適用する事が出来て、著しく經濟的に有利になると云ふのである。即ち搬送方式は外氣に曝され機械的にも電氣的にも不安定なる架空線に用ひるものに非ずして、本質上安定なる無裝荷ケーブルに之を用ふべきものであるといふのである。

次にテレビジョンも相當研究が進み、愈々實施期に入つた。テレビジョン放送の實施に當つて當然に起る問題は其の中繼法である。テレビジョンの周波數帯域は  $M:C$  (メガサイクル) に亘るものであつて、斯くの如き廣い帯域を無線で中繼するには超短波を使用せねばならぬ。然るに超短波は光と同じく直線的な傳播特性を有するを以て其の中繼すべき距離には限度がある。故にテレビジョンを長距離に確實に中繼するにはどうしても有線中繼によらねばならない。斯くして廣帯域傳送方式が研究されるに至つた。本方式は又多重變調等によつて極めて多數の通信路を得る方向にも利用し得るのであるが、此の方法は障害時に於ける通信の重要性を考へる場合必ずしも本質的のものとは考へられない。

米國の Carson, Southworth, Barrow 氏等は中空導體中に電磁波を傳播せしめる新しい方式を提唱した。即ち地表と  $KH$  層との間に短波を反射

させて傳播せると全く同じ事を超短波を用ひて中空導體中に行はふと云ふのである。

中空導體中に適當なる誘電體を満たせば更に良い結果を得る。

即ち從來無線工學に利用されつゝある唯一の空間を人工的に中空導體を以て形成せしめ多數の人工的空間を作つて之を通信に利用せんとする試みであつて、將來の通信工學の發展分野に多大の暗示を與へるものと云はなければならない。本方式を導電波方式と云ふ。

斯くして有線通信工學は直流電信より始まり、音聲並に搬送周波はもとより、無線周波或はそれ以上をも利用せんとする趨勢にある。

海底ケーブルは陸上ケーブルと違つた道程を経て發達した。陸上に於ては未だ架空裸線時代に既に直流電信に用ふるべく Guta Percha (G.P) ケーブルが考案された。即ち G.P 海底電信ケーブルは既に 30 年も以前に英、米、獨、葡等の諸國によつて世界中に布設された。其の後海底ケーブルを電話に用ひんとするに當つて、Balataケーブルが考へられ、最近では搬送電話を重疊し得べき Palagutta ケーブルが發達した。海底ケーブルに於ても初めは電信の通信速度を上げるべく、後には電話の減衰損を減少せしむべく連続裝荷方式が實用される様になつた。

我國に於ける無裝荷方式は遂に海底ケーブルにも適用されるに至つた。即ち陸上ケーブルに於ても海底ケーブルに於ても電氣的特性の全く等しい方式を用ひ、海底ケーブルの兩端に膨大なる端局裝荷を挿入するを止めよと云ふのである。此の方針の下に初めて設計されたものは朝鮮海峽海底電話ケーブルであつて、斯くの如き方式による海底ケーブルは世界に於て始めてあつた。

## 2. 音響工學

傳送學と關係深い電氣音響學の二三の基礎事項に

就いて説明を行ふ。

1. 音 音は空氣分子が振動して發音體の周圍の空氣を交互に壓縮したり稀薄にしたり等して、此の波動を一定の速度を以て空氣中を進行する縦運動である。此の音波の中最も簡單なるものは調諧運動(平面波)である。

第 1.1 圖に於て

$A$  : 振幅

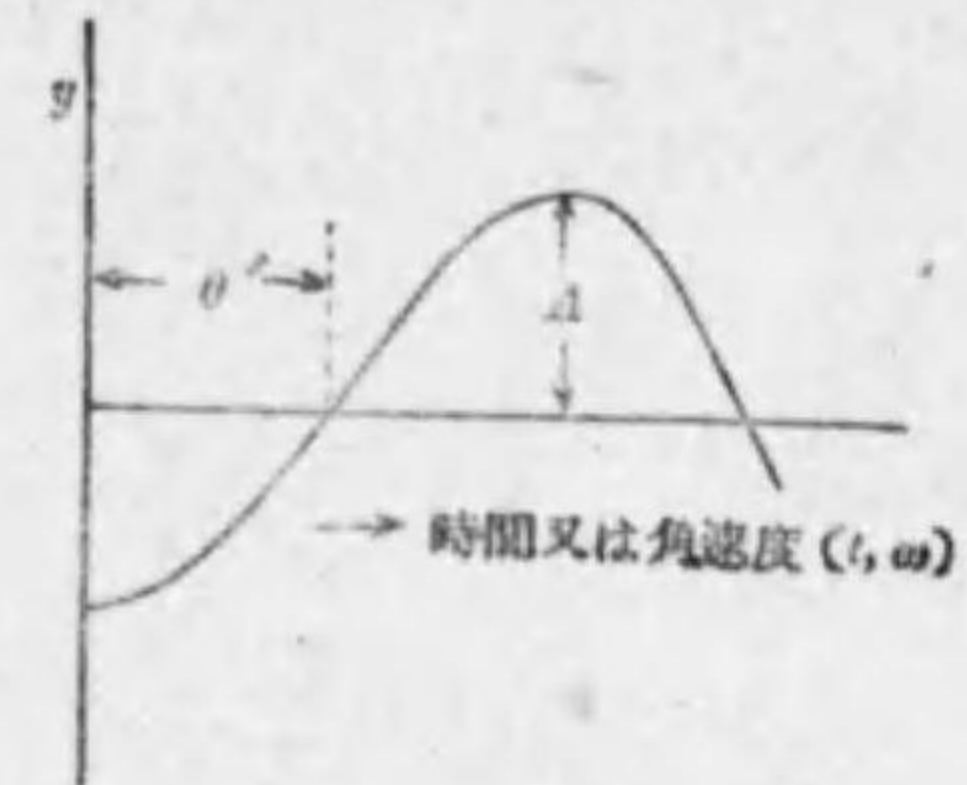
$y$  : 瞬時値

とし

$f$  : 周波數

$T$  : 週期

$\lambda$  : 波長



第 1.1 圖

で表はせば

$$y = A \sin(2\pi ft - \theta)$$

而して傳播速度  $v$  は

$$v = \lambda f = \frac{\lambda}{T}$$

で表はされ、此の速度  $V$  は空氣の氣壓、密度及び溫度により變化するもので普通の空氣中では

$$V = 331.7 \sqrt{1 + \frac{T}{273}} \quad \text{m/sec at } T^{\circ}\text{C}$$

の値を持つ。

一般に音は上の如き正弦波が集つて複雑な波形を持つ空氣の振動によるものであるが、その波形が如何に複雑であつても之をフーリエの級數展開を用ひて數學的に調波の各成分に分析することが出来る。

斯る振動が空氣中を傳播して耳に達すると鼓膜が同様な振動をなし、耳

の中の諸器官を経て神経束に傳はる。然るとき神経纖維中傳播した空氣の振動に相當する固有振動を持つものがそれに共振して固有振動を起す故空氣の振動が如何に複雑でも耳の中では自然に調波分析をなし音を感じるのである。之をヘルムホルツの聽覺の理論と稱する。

次に音の特性には次の 3 種類を考へる事が出来る。

2. 音の高さ (調子) 之は振動の周波數に關係するものである。人間が發する音の周波數は基本振動で 60 乃至 1,300 サイクルでその倍音は 5,000 乃至 6,000 となる。人間の耳は之れより廣範圍に音を聞き得るものである。例へば持續音では 12 乃至 20 サイクルより、或る場合は 30,000 乃至 40,000 サイクルなる高調子の音をも聞き得る。人間の耳は 2,000 サイクルの周波數に對して最も感覺が良いが、前に述べた如く受話器の感度は 1,000 サイクルに對して最も良いから結局電話回線の聽感としては 1,000 サイクルに最高感度が存在することとなる。

3. 音の強さ 之は振動の振幅に關係するものである。音の強弱は物理的に云へば音波に基くエネルギーに正比例するのである。

次に生理的に考へれば、一の物理的の音の強さを持つにしても、その強弱の感じは人によつて異なるもので、又同一の人でも周圍の條件で異なるのである。之に對してウェバーフェヒネルの法則が適用出来る。即ち

$$\frac{\Delta E}{E} = \text{constant } K$$

$\Delta E$  : 耳に感じ得る音の最小變化

$E$  : その時ある處の全音量

で表はされる。之は聽神經に對し聽覺の認め得べき最小の感覺の變化を生ずるに要する刺激の變化は常にその全刺激と一定の比を保つといふ事である。この定數 ( $K$ ) をフェヒネルの定數といふ。更にフェヒネル氏はその

定數  $K$  は感覺の之に對應する變化  $\Delta S$  に正比例すると假定して

$$\frac{\Delta E}{E} = K = C \Delta S$$

とおき

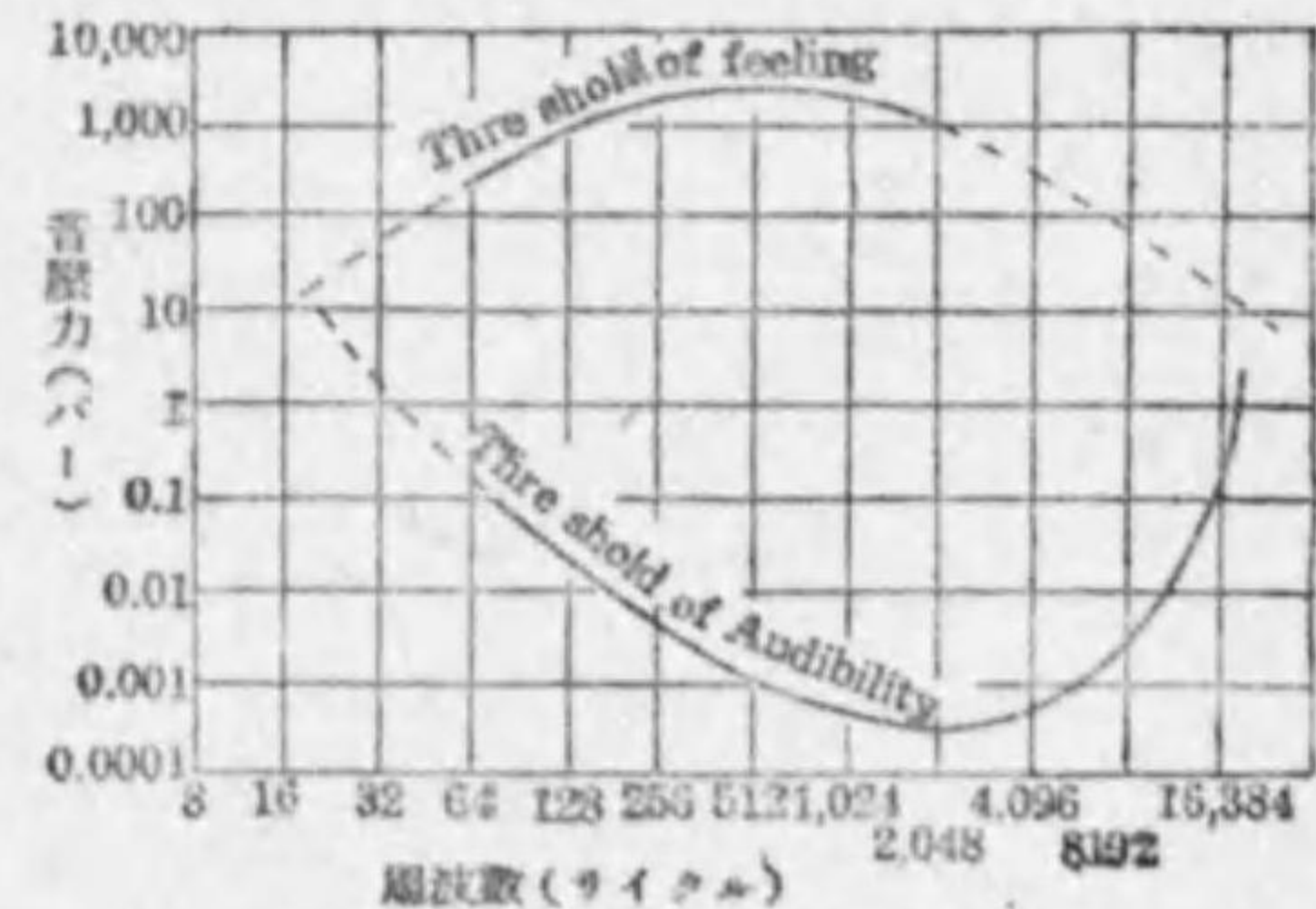
$$\log E = CS$$

即ち感覺はその刺激に對數的に比例するとしてゐる。

耳の感ずる強さについても耳によつて異なるのは勿論であるが、耳が音として感じ得る最小の空氣の振動のエネルギーは、又周波數によつて變つて來る。此の音として感じ得る最底の値を最底可聽値 (Threshold of audibility) と稱する。

次に音として感じ得る最大のエネルギーについても極限がある。

今音波のエネルギーを段々増して行つて、その壓力變化が或る値以上に達すると、その音は音として感ぜられずして疼痛の感覺として感ずる様になる。この極限は勿論周波數によつて違つて居るが、これを最底可覺値 (Threshold of feeling) といふ。第 1.2 圖は健全な耳の聽覺の範圍を示すものであり、此の二つの曲線の包む間が聽覺の分野である。二つの曲線の交叉點が聽覺の周波數限界を決定する。即ち大體 20 乃至



第 1.2 圖 聽覺の範圍

20,000 サイクルで此

の兩周波數で音を聞くには最も感覺の良い周波數 1,000 乃至 1,500 サイクルの音のエネルギーの 1 億倍のエネルギーを要する。

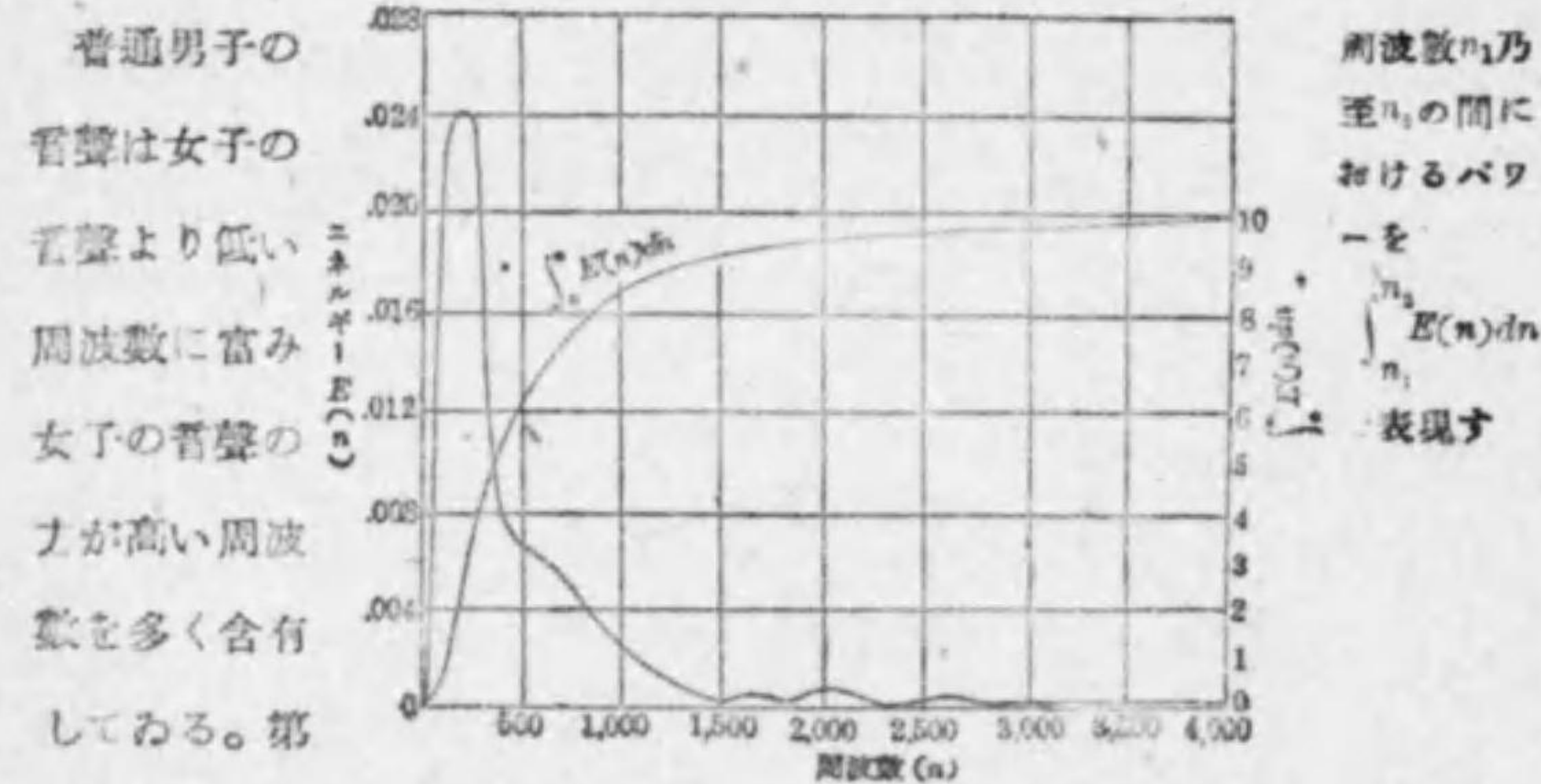
4. 音色 これは音波の含む高調波に關係するものである。同一の高さ、同一の音さの音でも違つた發音體によつて發する音の感覺は異なる。之は同じ基本周波數の音波の外に種々の倍音が加はる爲であつて、基本周波數の整数倍の時は高調波といふ。

耳で聞いても心持よきものを樂音といひ然らざるものを雜音といひ、前者は周期的調波正弦波音よりなり後者は非調波より成るものである。

### 3. 音聲と通話に必要な周波數帶

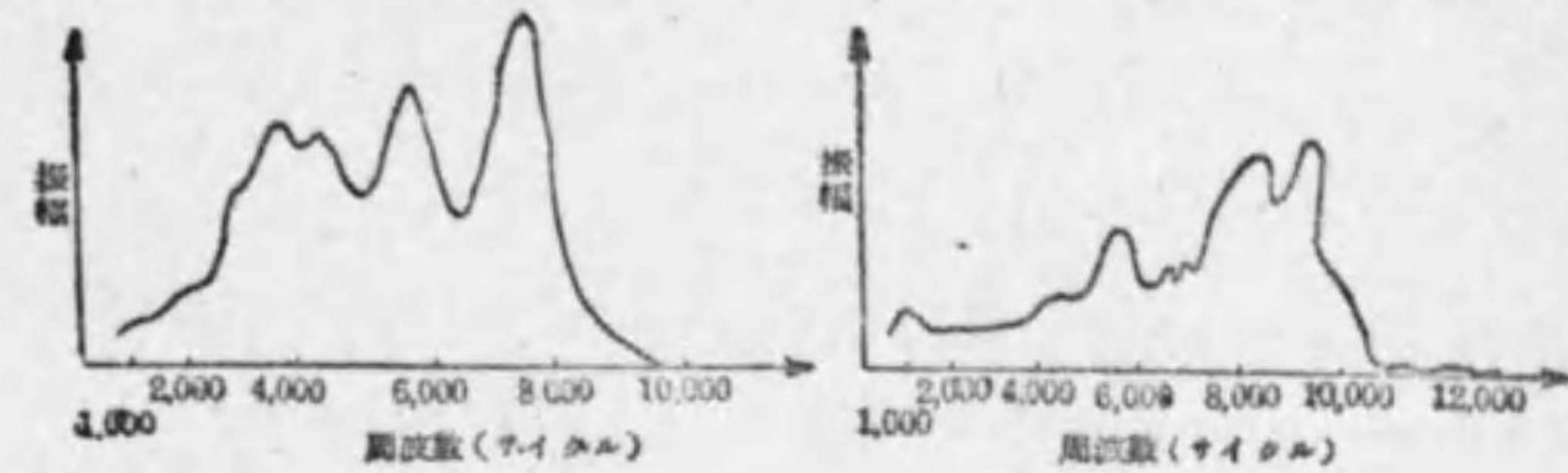
1. 音聲 勢力 音聲エネルギーは極めて僅かなもので、普通の聲のエネルギーは  $125 \text{ erg/sec}$  に過ぎない。即ち今 1,000,000 人が常時話して居てその音聲エネルギーを全部熱エネルギーに變へてもコップ一杯の水を温めるに一時間を要するのである。

2. 音聲勢力の周波數分布 人間の音聲は種々の周波數を含むものである此の周波數分布は第 1.3 圖に示す如くである。



第 1.3 圖 音聲勢力の分布(英語)  
 普通男子の音聲は女子の音聲より低い周波數に富み女子の音聲の方が高い周波數を多く含有してゐる。第 1.3 圖より明かなる如く、最大エネルギーは大體 200 サイクル附近にあつて 2,500 サイクル以上は殆んど主要なエネルギーは認められない。而してエネルギー

の大部分は母音に在るから第 1.3 圖は人體母音のエネルギー分布を示すものと考へられる。子音のエネルギー分布は第 1.4 圖、第 1.5 圖に示す如く高調波に於て大なるエネルギーを有し母音のエネルギー分布とは著しくその趣を異にする。



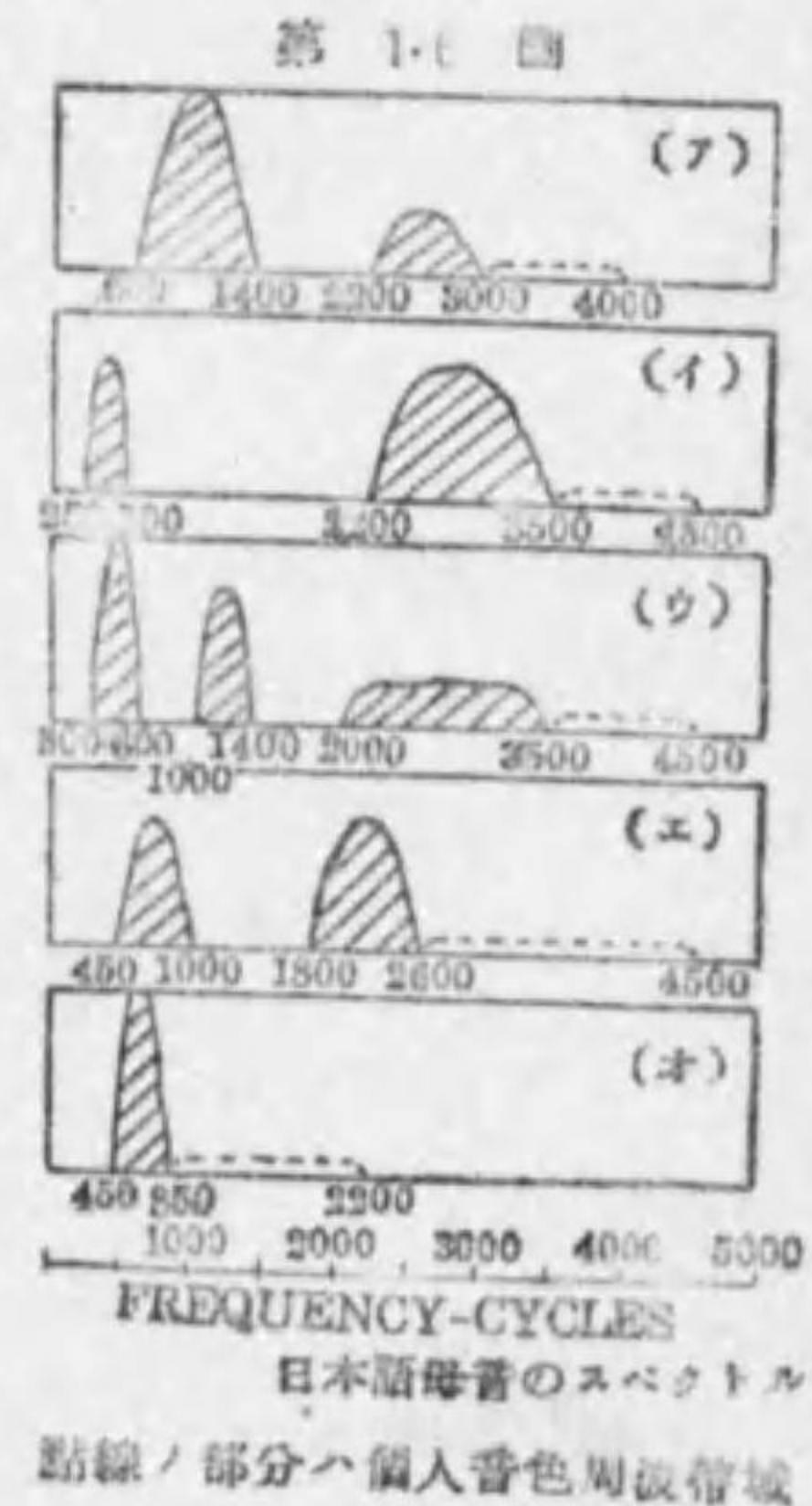
第 1.4 圖 子音の周波數分布状況 第 1.5 圖 急激な減衰する子音の

母音はエネルギーを多く含む故音聲の強さを左右するが、子音はエネルギーは少く音聲の明瞭度に重大な役割を有するものである。

上のエネルギー分布は總て英語に關するものであるが、日本語母音に就ては第 1.6 圖の如き分布をなしてゐることが分つた。

圖で斜線を施した部分の如く特にエネルギーを多く含む所の周波數範圍をフォルマント(特性周波帶域)と稱して各母音に就き特有のフォルマントを有してゐる、従つて甲の發する“ア”と云ふ語が乙にも丙にも“ア”と聞えることとなる。

3. 通話に必要な周波數帶 然らば電話回線の通話に必要な周波數帶は何程なりやと云ふ問題がある。勿論全周波數を全部



第 1.6 圖 日本語母音のスペクトル  
 斜線ノ部分ハ個人音色周波帶域

傳送するのが理想であるがこれは技術上不可能の事である。次節に述べる如く傳送周波数を制限するとその明瞭度は低下する。今 300 乃至 2,400 サイクル以外の周波数を取り除くと低周波の缺除により約 3%, 2,400 サイクル以上の周波数の缺除により約 20 % 明瞭度を損する事となる。

此の外に通常の電話機では電話機自身の歪があり、2,400 サイクルでは電話機に相當する明瞭度の殆んど一杯の値に達する故、今日では大體 300 乃至 2,400 サイクルの周波数範圍の傳送が電話による音聲の明瞭度に對し必要にして充分なる値と見做されてゐる。然し乍ら尙ほ國際會議では 300 乃至 2,600 サイクル、我國では 300 乃至 2,700 としてゐる。

**4. 明瞭度** 傳送回線の品質を表す量として明瞭度なる語がある。傳送量は純客觀的に定められるべき量であるに反して此の明瞭度は心理的に主觀的に定められるべき量である。而して此の明瞭度は傳送線路のみならず其の兩端に通信の目的のために設備せらるべき、各種の通信装置を通じて全體としての通話の品質、例へば電話ならば送話側の音聲から受話側の音聲の全傳送系に關するものであるから、その影響を受ける部分が多い譯である。

**1. 明瞭度の種類**

**シラブル明瞭度** 回路の一端より意味の無いシラブルを送り他端で之を聴くとき正しく聴きとつたシラブルの全シラブルに對する割合 (%)

**音響明瞭度** シラブル明瞭度測定の際各シラブルを分析して各音を正しく聴き取つた割合 (%)

**單語明瞭度** シラブルの代りに意味のある單語を以てした場合の正しく聴き取つた割合 (%)

一般に單語明瞭度はシラブル明瞭度又は音響明瞭度に比し大きい値を得

る。それは聴者とその單語を構成する各々の音を聴き得ずとも、單語を勢能的に推定し得ることがあるからである。之等の明瞭度の間の關係に就ても種々の研究がある。

**2. 明瞭度と了解度** 回路の一端に意味のある句を送り、その意味を他端に於て正確に聴き取り得た割合を了解度といふ。了解度は明瞭度より高率を示すものである。それは了解度に於ては句の内重要な二、三語を聞き得れば他は推定し得るからである。

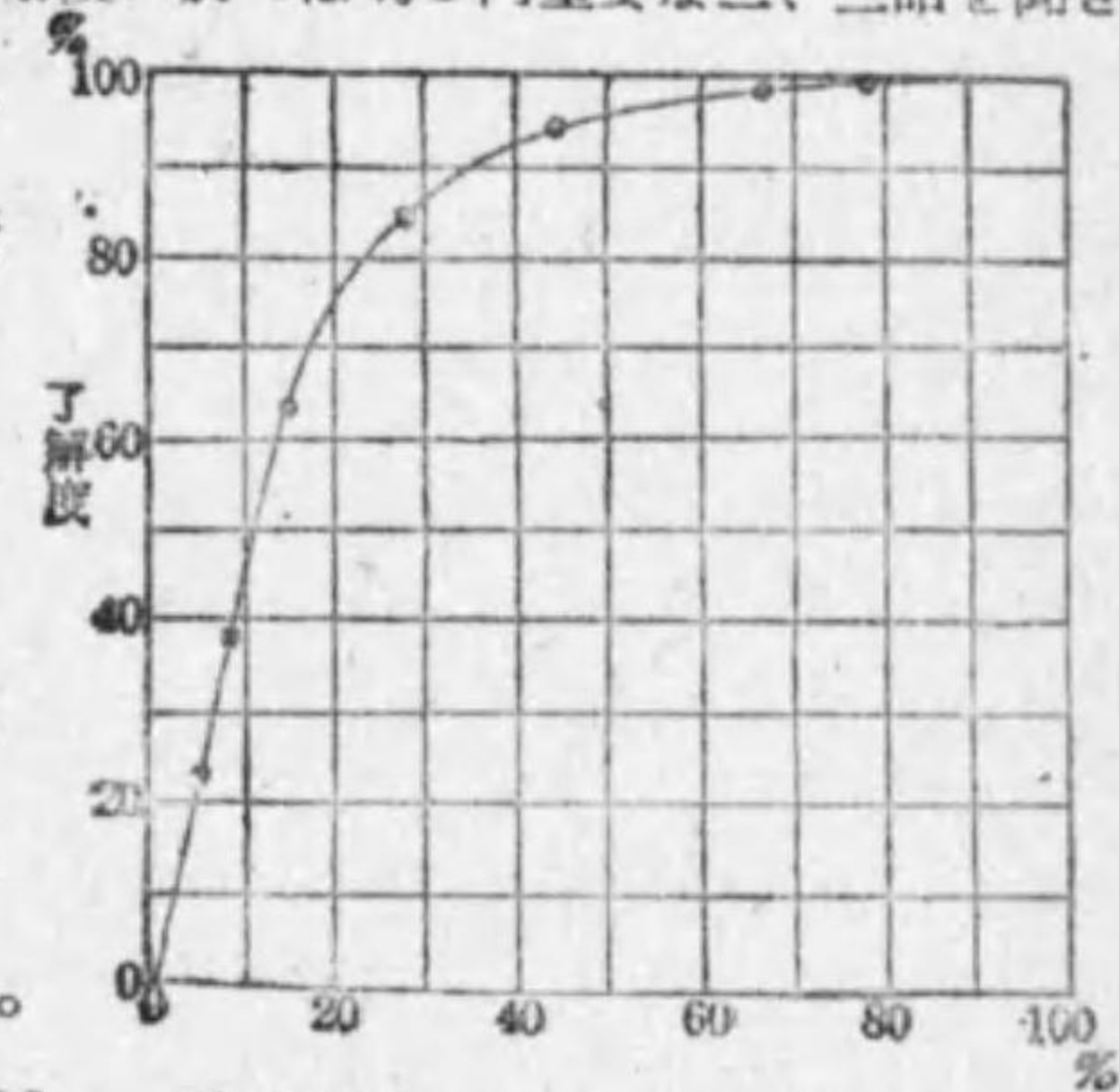
第 1.7 圖はシラブル明瞭度と了解度との關係を示す。明瞭度が 50% 以上に達すると了解度は急激に増加する。

**3. 明瞭度を左右する諸因子**  
電話の明瞭度を左右する因子としては種々のものがある。

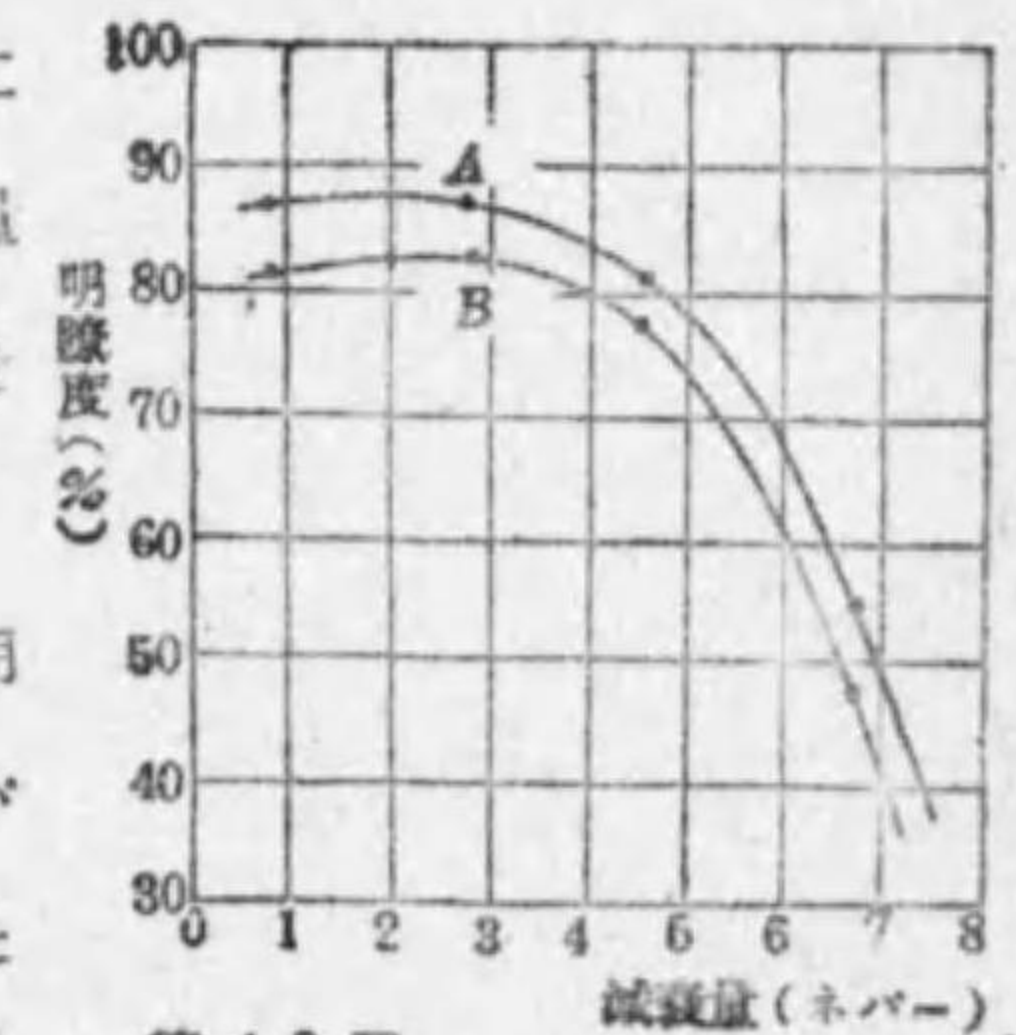
(i) 回線の減衰量 回線の減

衰量は結局音の強さを左右することになる。第 1.8 圖の如く回線の減衰量が 4 ネーバー (35 デシベル) 以上を越えると明瞭度は急激に減衰する。

2.5 ネーバー (22 デシベル) 位迄は明瞭度は殆んど一定である。7.5 ネーバー (65 デシベル) では明瞭度は 0 となる。尙明瞭度最大の點が減衰量 0 の時ではなく却つて 0 乃至 2 ネーバーの



第 1.7 圖 シラブル明瞭度

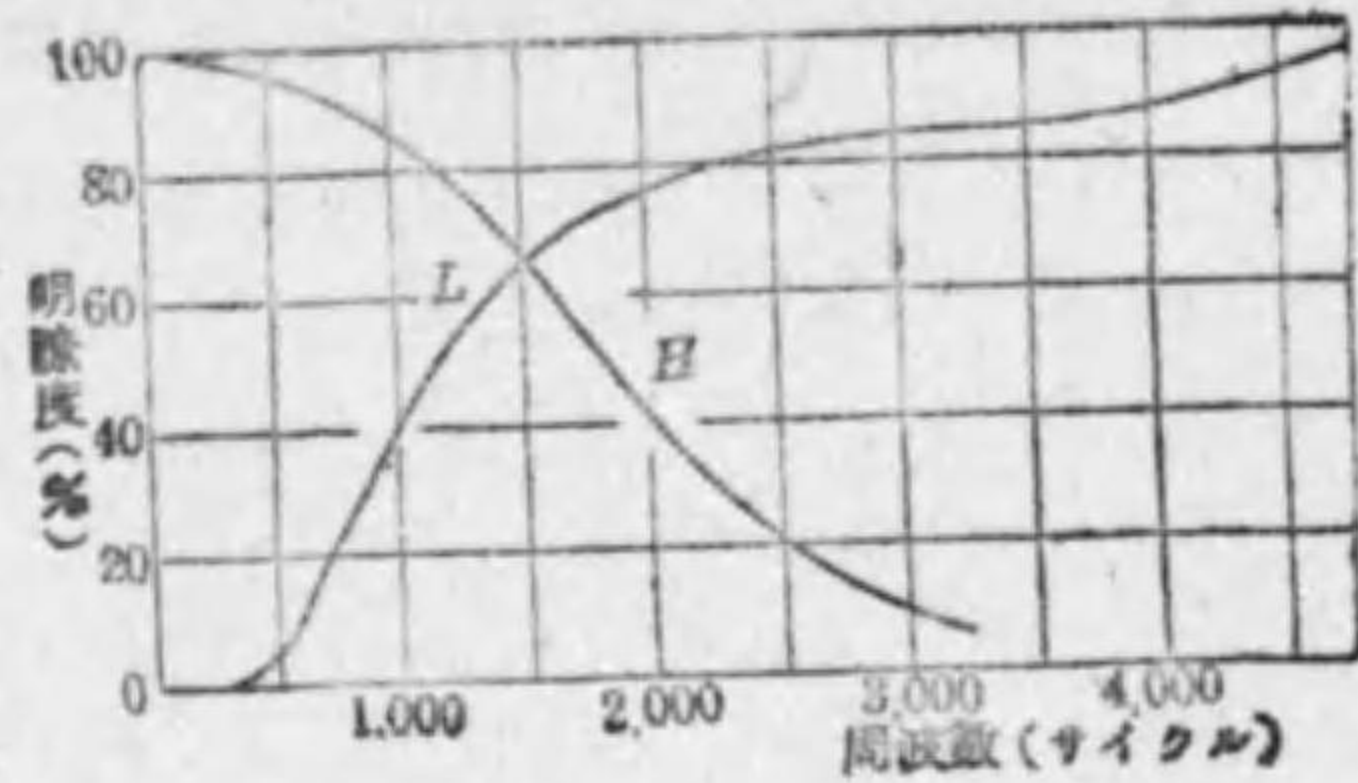


第 1.8 圖 減衰量と明瞭度の關係(日本語)  
A; Ward Artic B; Syllable Artic

範囲にあることも注意を要する。

(ii) 傳送周波數 遮斷  
周波數を變へて明瞭度の變化を調べると第 1.9 圖の通りである。

圖中曲線 L は低域濾波器を用いた場合、H は高域濾波器を用いた場合である。



第 1.9 圖 周波數制限と明瞭度との關係

高域濾波器を用いた時は 1,000 サイクル以上を通過させるとき明瞭度は 86 パーセント、低域濾波器を用いた時は 2,000 サイクル以下を通過させたときの明瞭度は 70 パーセントなることを知る。音聲のエネルギーは前に述べた如く 100 乃至 250 サイクルの範囲に含まれてゐるから、例へば 500 サイクル以下の總ての周波數を遮斷すると約 60 パーセントのエネルギーが失はれるのであるが、第 1.9 圖より見れば 500 サイクル以下を遮斷しても明瞭度は僅かに 2 パーセント低下するのみである。併し斯る遮斷を行へば音聲の特有の音色は失はれ音聲の自然性は消滅する。即ち甲の音聲か乙の音聲か分別し得なくなる。

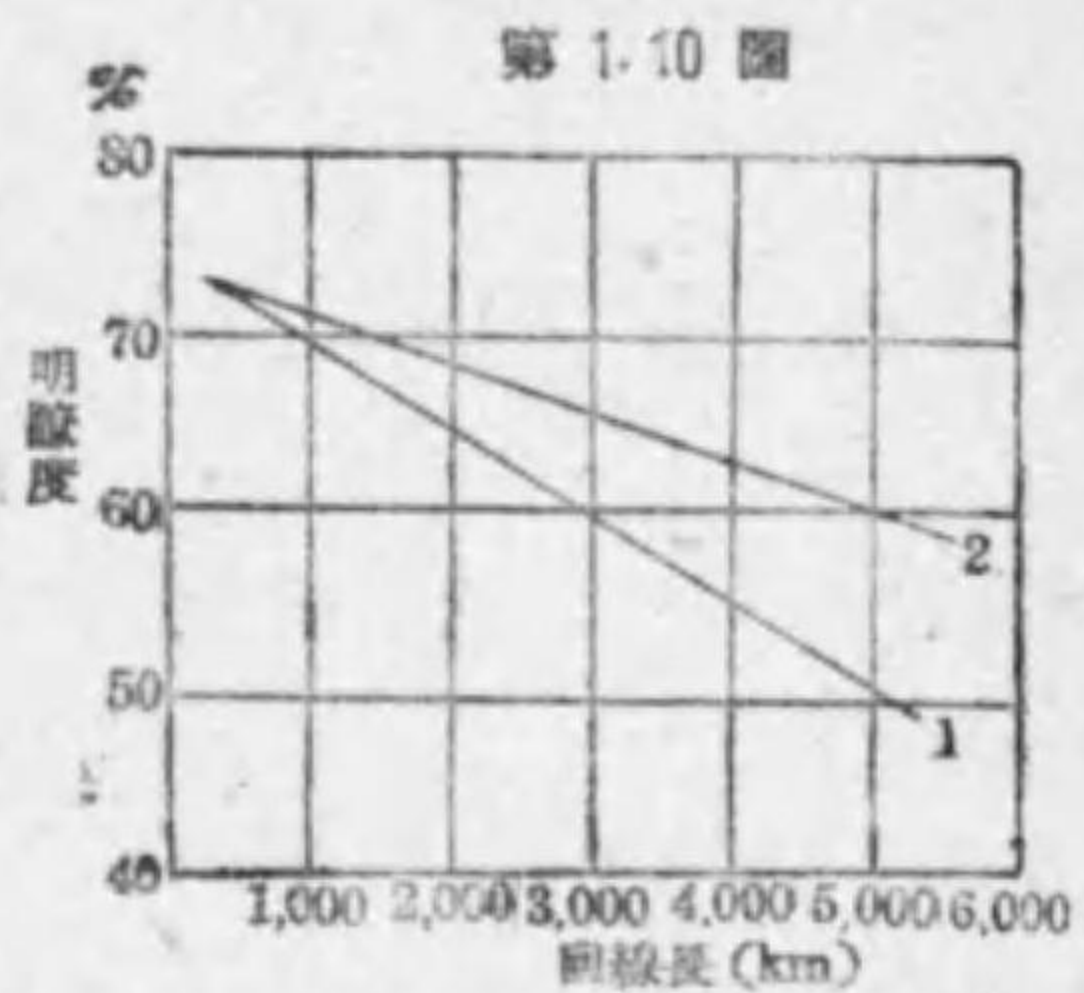
(iii) 傳送歪 音聲が線路を傳はつて行くとき種々の歪を受ける(後述)。即ち

振幅歪 位相歪 非直線的歪

を生ず。振幅歪は音聲の周波數成分が同一の割合で減衰を受けないために起るもので、シラブル傳播後の低下が識別し得ない程度にならない様にするためには少くとも振幅歪は 0.5 ネーバー (4.4 デシベル) 以下に止むべきである。

位相歪は音聲の各周波數成分が線路を傳はつて行く速度が異なるために受端に同時に到達せないでばらばらに着くために音が崩れて明瞭度を害す。30 ms (ms は  $\frac{1}{1000}$  秒) を傳播時間差の限度と定めてゐる第 1.10 圖は回線

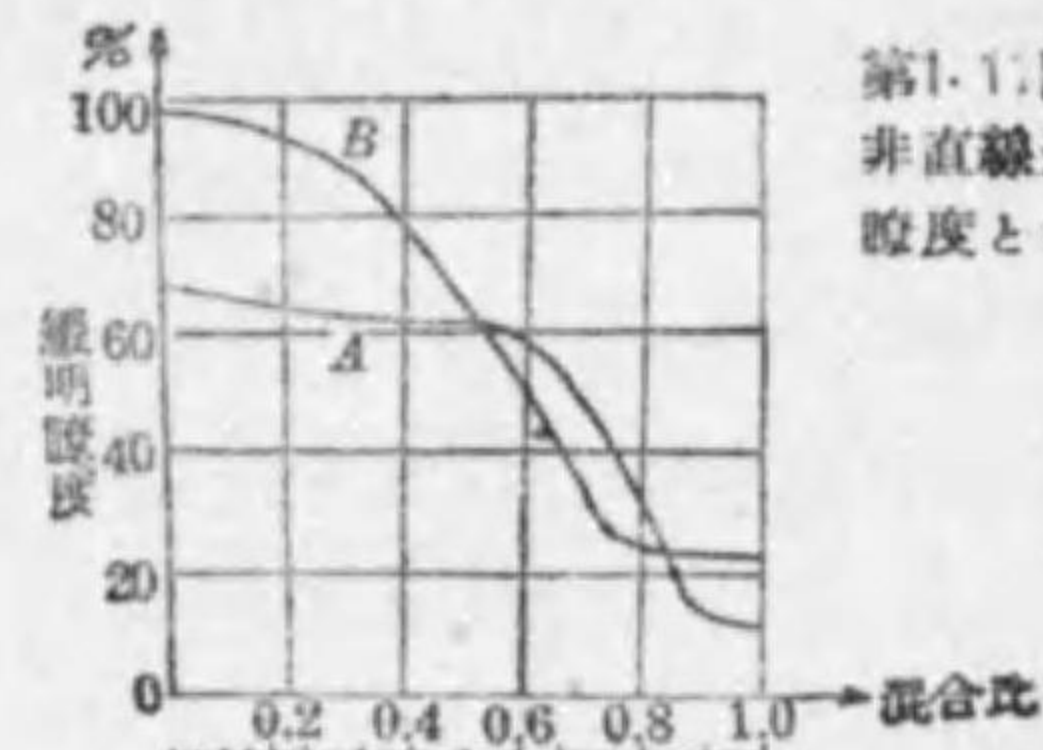
長の増加に依る位相歪の増大と明瞭度との關係を示す。曲線 1 は四線式裝荷回線の、曲線 2 は位相補償器を挿入した場合のものを示す。非直線歪は變壓器、裝荷線輪の鐵心から又増幅器の過負荷から發生する高調波或は炭素マイクロホンが音聲の振幅に比例した電流を發生し得ない爲に起る高調波の影響により明瞭度を害す。



第 1.10 圖

之等の高調波は原の音聲に含まれてゐる周波數成分をかくして音聲の明瞭度を害するのであるが、第 1.11 圖の實驗成績では或る程度迄の高調波は餘り大きな影響を及ぼさぬ様

である。併し乍ら低周波遮斷の場合と同じく音聲固有の音色は著しく變化し良質の傳送系ではクリルファクターが 5 パーセント位になると最早音色の變化が認識出来る程度に達する。



第 1.11 圖 非直線歪と明瞭度との關係

A=普通加入者電話器(300~2700~)  
B=良質の無線放送中繼

(iv) 雜音 其の他明瞭度を左右するものに雜音がある。雜音は大體室内雜音 送話雜音 線路雜音に大別される。之等の雜音は不規則な周波數分布を有し或は連續的に或は

瞬間的に發生して通話を害する。音聲のレベルと或る程度以上の開きを有することが必要で、所謂信號對雜音比（通話レベルと雜音レベルとの差）を或る一定値以上に保持しなければならない。大體 40 乃至 60 デシベル以上なれば良好である。

### 第 2 章 均一分布定數線路

均一分布定數線路即ち裸線とか無裝荷ケーブルの様に線路の諸一次定數が一様に分布して居る場合の正弦波の傳播は有線通信傳送の基礎をなすものである。正弦波交流が長い線路に沿ふて傳播する場合に電壓及び電流の大きさ及び位相は如何に變化するか、又如何なる速度を以て傳播するか、更に之等は周波數に對して如何なる變化をなすか等を説明する。

**5. 電信方程式** 上に述べた如く通信線路は分布定數回路の一種である。通信線路に於て線路間隔に比して線路が充分長く、又傳播される正弦波交流の波長に比して線路間隔が充分小なる場合を考へる。扱て次に示す様な四種の量を定める。

- 單位長の抵抗…………… R
- 單位長の漏洩コンダクタンス… G
- 單位長のインダクタンス…………… L
- 單位長の靜電容量…………… C

之等の四種の量を線路の一次定數といふ、而して四つの量は必ずしも周波數に對して一定ではない。例へば高周波になるに従つて表皮作用、或は近接作用等の爲 R は漸次増加し L は漸次減少し、又 G は誘電體損失の爲漸次増加する。然し乍ら本章に於ては之等の四つの量を周波數に對して一

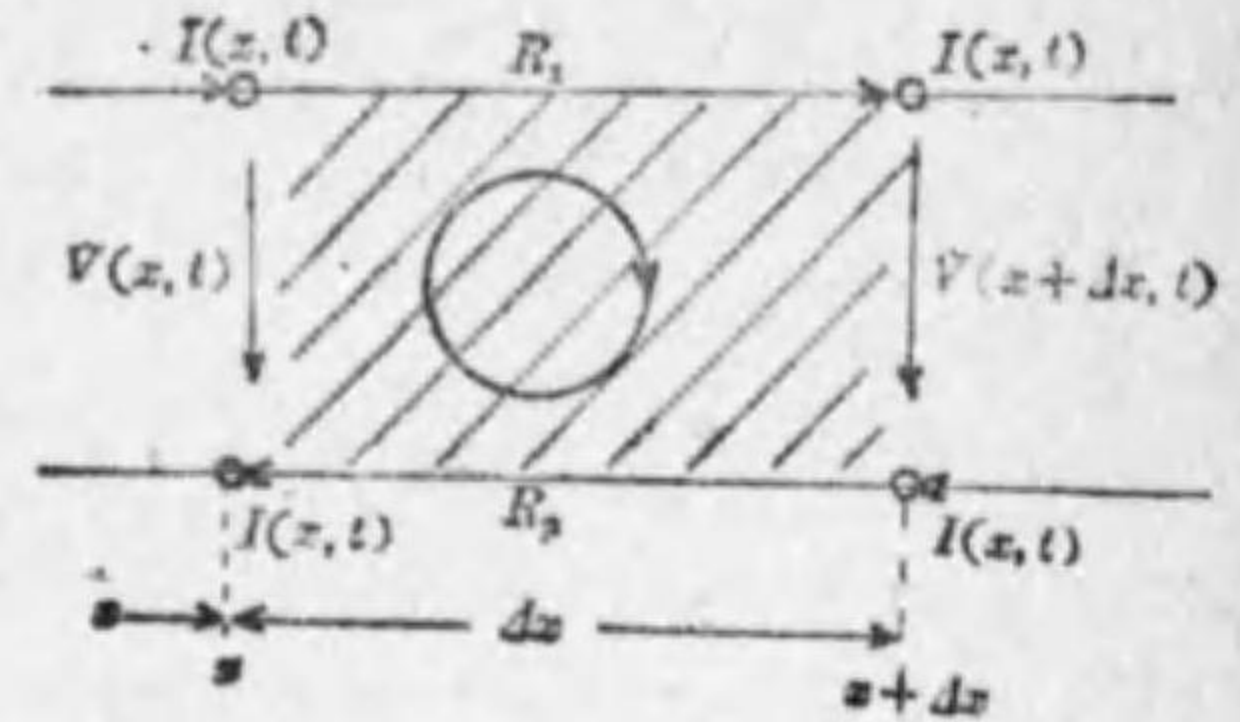
定であると假定して計算を進める。

第 2.1 圖

第 2.1 圖の如き往復線に於ける電壓  $V$  及び電流  $I$  は時間  $t$  と場所  $x$  との函数で表はされる。即ち

$$V = V(x, t)$$

$$I = I(x, t)$$



先づ往復線上の一部分  $dx$  の區間を考へ電流  $I(x, t)$  は考へて居る  $dx$  なる部分に於ては變らないとし、圖に示す如く  $I(x+dx, t)$  とすべき所を  $I(x, t)$  とする。圖で斜線を施した部分に於て此の四邊形の周邊を一回廻つた電壓の總和は此の四邊形に交叉する力線の

$$\phi(x, t) = I(x, t)L$$

の減少に等しいと云ふ電磁誘導の法則に依つて

$$V_0 = - \frac{d\phi(x, t)}{dt} = - L \frac{dI(x, t)}{dt} \dots \dots \dots (2.1)$$

今往線の單位長の抵抗を  $R_1$ 、復線の單位長の抵抗を  $R_2$  とせば第 2.1 圖に就き周邊の電壓  $V_0$  は次の如く往復線に於ける電壓降下に依つて與へられる。

$$I(x, t)R_1 \cdot dx + V(x+dx, t) + I(x, t)R_2 \cdot dx - V(x, t)$$

$$= - L \cdot dx \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} \dots \dots \dots (2.2)$$

$$I(x, t) \cdot R \cdot dx + L \cdot dx \cdot \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} = V(x, t) - V(x+dx, t) \dots \dots \dots (2.3)$$

但し  $R_1 + R_2 = R$  とす。

然るに

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{V(x+\Delta x, t) - V(x, t)}{\Delta x} = \frac{\partial V(x, t)}{\partial x}$$

なるを以て (2,3) 式の兩邊を  $\Delta x$  で除し場所に関する電圧の變化は次の如く示し得る。

$$-\frac{\partial V(x, t)}{\partial x} = R \cdot I(x, t) + L \cdot \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (2,4)$$

次に此の  $\Delta x$  なる部分の兩端に於ける電壓は時間の函数、即ち  $V(x, t)$  とし電流が  $I(x, t)$  及び  $I(x+\Delta x, t)$  なりとする第 2,2 圖に見る如く電流損失

$$I(x+\Delta x, t) - I(x, t)$$

が示されてゐる。此の二つ

の線の間には

$$Q(x, t) \cdot \Delta x = C \cdot \Delta x \cdot V(x, t) \dots\dots\dots (2,5)$$

なる電荷が蓄積され充電電流

$$I_c(x, t) = \frac{\partial Q(x, t)}{\partial t} \cdot \Delta x = C \cdot \Delta x \cdot \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (2,6)$$

が流れる。此の外に漏洩コンダクタンス  $G$  によつて往線から復線へ漏洩電流  $I_g(x, t)$  が流れる。而して之は電壓に比例するものである。

$$I_g(x, t) = G \cdot \Delta x \cdot V(x, t) \dots\dots\dots (2,7)$$

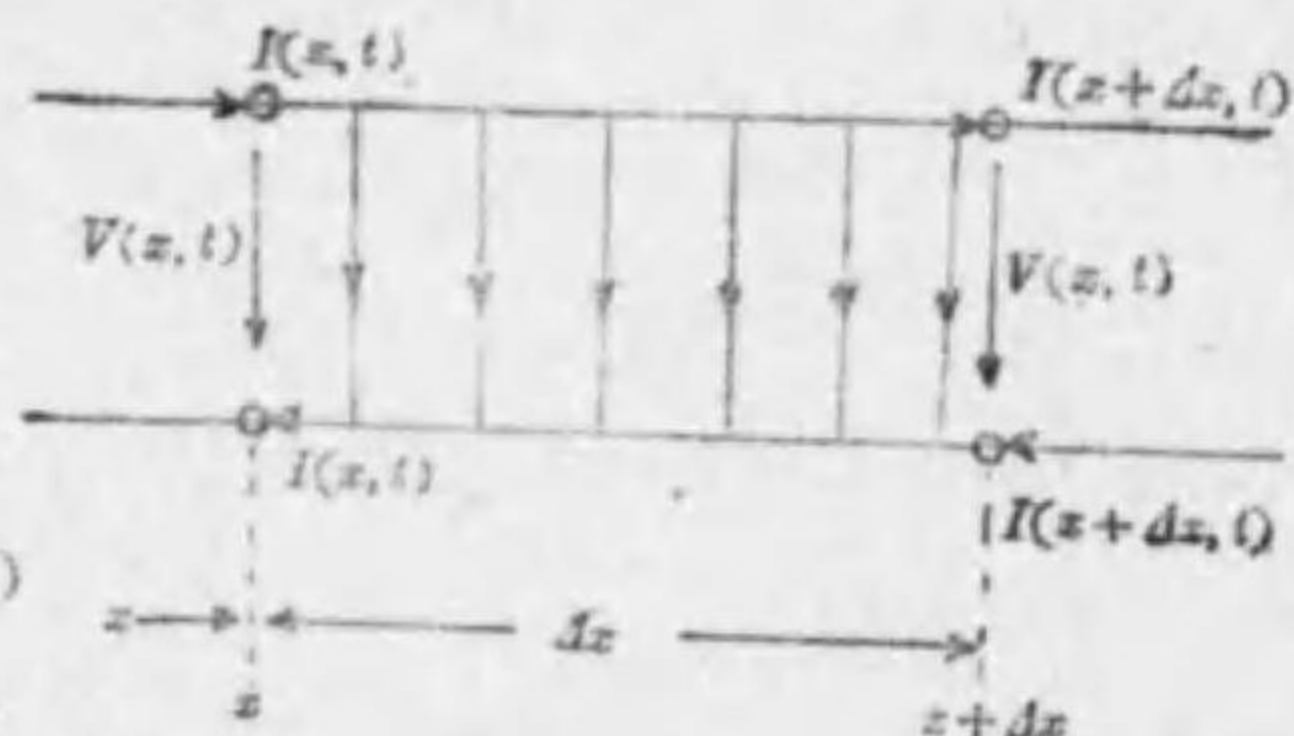
(2,6) と (2,7) とは全電流損失を表はすこととなる。即ち

$$I(x, t) - I(x+\Delta x, t) = G \cdot \Delta x \cdot V(x, t) + C \cdot \Delta x \cdot \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (2,8)$$

然るに

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{I(x, t) - I(x+\Delta x, t)}{\Delta x} = -\frac{\partial I(x, t)}{\partial x}$$

故に (2,8) 式より前と同様にして



第 2,2 圖

$$-\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = G \cdot V(x, t) + C \cdot \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (2,9)$$

上の如何なる場合に於ても往線の電流は復線の電流に等しいと云ふ事實は注意すべきである。今 (2,4) 式を  $x$  に就いて (2,9) 式を  $t$  に就いて夫々微分し兩者を一つに纏めると

$$\frac{\partial^2 V(x, t)}{\partial x^2} = G \cdot R \cdot V(x, t) + (C \cdot R + G \cdot L) \cdot \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} + C \cdot L \cdot \frac{\partial^2 V(x, t)}{\partial t^2} \dots\dots\dots (2,10)$$

之は  $I(x, t)$  に就ても同様にして成立する。即ち

$$\frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial x^2} = G \cdot R \cdot I(x, t) + (C \cdot R + G \cdot L) \cdot \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} + C \cdot L \cdot \frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial t^2} \dots\dots\dots (2,11)$$

(2,10) 及び (2,11) 式を電信方程式と云ひ均一分布定数線路の基本となる傳播方程式である。

**6. 電信方程式の解** 電信方程式の一般解は複雑なる數學的手段を必要とする。

電信方程式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V(x, t)}{\partial x^2} &= LC \frac{\partial^2 V(x, t)}{\partial t^2} + (RC + LG) \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} + RGV(x, t) \\ \frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial x^2} &= LC \frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial t^2} + (RC + LG) \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} + RGI(x, t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,12)$$

は波動方程式とも稱せられる。それは  $V(x, t)$  及び  $I(x, t)$  が傳播波の性質を有してゐるからである。先づ一般解を求める第一階段として此の微分方程式と同時に含まれてゐる獨立變數  $x$  及び  $t$  を分離しよう。總て電流と電壓は同一の時間の函数でその振幅と位相が場所に依つて異ると見做す。



例へば電壓  $V(x,t)$  はその振幅が  $x$  のみの函数である如き時間函数なりと假定する。即ち電壓も電流も距離  $x$  の函数と時間  $t$  の函数との積で與へられるべきである。先づ電壓の方程式に就て

$$V(x,t) = g(x)h(t)$$

とし (2,12) 式に代入して

$$g''(x)h(t) = LCg(x)h''(t) + (RC + LG)g(x)h'(t) + RGg(x)h(t) \dots\dots\dots (2,13)$$

兩邊を  $g(x)h(t)$  で除し

$$\frac{g''(x)}{g(x)} = LC \frac{h''(t)}{h(t)} + (RC + LG) \frac{h'(t)}{h(t)} + RG \dots\dots\dots (2,14)$$

(2,14) 式の左邊は  $x$  のみの函数、右邊は  $t$  のみの函数となる。而して  $x$  のみの函数と  $t$  のみの函数が  $x$  と  $t$  の總ての値に對して相等しい爲には兩方の函数が同一の定數に一致した場合に限る。

今此の定數を  $\gamma^2$  とすれば

$$g''(x) - \gamma^2 g(x) = 0 \dots\dots\dots (2,15)$$

$$h'(t) + \left(\frac{R}{L} + \frac{G}{C}\right)h(t) - \left(\frac{RG - \gamma^2}{LC}\right)h(t) = 0 \dots\dots\dots (2,16)$$

之等の式は夫々  $x$  及び  $t$  の全微分方程式で何れも周知の線形微分方程式であり、指數函数でその解が満足される事は直ちに分る。此の事は最初から豫想して居た事であつたが、手段としては全く一般的なものである。距離と時間の函数を夫々  $g(x)h(t)$  なる記號で表はしたのもその爲であつて指數函数なる假定は何處にも用ひてゐない事は注意を要する。

時間函数が指數函数なることにより次の如く假定する。

$$\left. \begin{aligned} V(x,t) &= V(x)e^{pt} \\ I(x,t) &= I(x)e^{pt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,16)$$

集中定數回路と違つて分布定數回路では  $V, I$  なる振幅が一定で有る線路に沿つた距離の連続函数である。

(2,12) 式に於て

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} - \gamma^2 V(x) = 0 \dots\dots\dots (2,17)$$

$$\frac{d^2 I(x)}{dx^2} - \gamma^2 I(x) = 0 \dots\dots\dots (2,18)$$

(2,16) 式の假定は距離の函数  $V(x)$  及び  $I(x)$  が或る限界條件の下に於ても (2,17) 式を満足する如く決定されるならば有効となる。

(2,17) 式の解は容易に次の如く示す事が出来る。

$$\left. \begin{aligned} V(x) &= A_1 e^{\gamma x} + A_2 e^{-\gamma x} \\ I(x) &= B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,19)$$

茲に  $\gamma$  はベクトル量なるを以て  $\dot{\gamma}$  とす。又  $A, B$  は線路の兩端の條件により決定すべき積分定數である。

今受端の電壓及び電流を夫々  $V_B, I_B$  とすれば

$$V(x)/_{x=0} = A_1 + A_2 = V_B \dots\dots\dots (2,20)$$

然るに

$$\frac{dV(x)}{dx} = \dot{\gamma} A_1 e^{\gamma x} - \gamma A_2 e^{-\gamma x} = ZI \quad (\because dV(x) = ZI(x) dx)$$

但し  $Z = R + pL$

$$\therefore \frac{dV(x)}{dx} \Big|_{x=0} = ZI_B = \dot{\gamma} A_1 - \dot{\gamma} A_2 \dots\dots\dots (2,21)$$

又  $I(x)/_{x=0} = B_1 + B_2 = I_B$

$$\frac{dI(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \dot{\gamma} B_1 - \dot{\gamma} B_2 = YV_B \dots\dots\dots (2,22)$$

$$(\because dI(x) = YV(x) dx)$$

但し  $Y = G + pC$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \gamma^2 (A_1 e^{\gamma x} + A_2 e^{-\gamma x}) = \gamma^2 V(x)$$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = d \frac{ZI}{dx} = Z \frac{dI}{dx} = ZY V(x)$$

$$\therefore \gamma = \sqrt{ZY} = \sqrt{(R+pL)(G+pC)} \dots\dots\dots (2,23)$$

(2,20) 乃至 (2,23) 式より

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{2} \left( V_B + I_B \sqrt{\frac{Z}{Y}} \right) \\ A_2 &= \frac{1}{2} \left( V_B - I_B \sqrt{\frac{Z}{Y}} \right) \\ B_1 &= \frac{1}{2} \left( I_B + V_B \sqrt{\frac{Y}{Z}} \right) \\ B_2 &= \frac{1}{2} \left( I_B - V_B \sqrt{\frac{Y}{Z}} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,24)$$

(2,24) 式を (2,19) 式に代入すれば

$$\left. \begin{aligned} V(x) &= \frac{1}{2} \left[ \left( V_B + I_B \sqrt{\frac{Z}{Y}} \right) e^{\sqrt{ZY}x} + \left( V_B - I_B \sqrt{\frac{Z}{Y}} \right) e^{-\sqrt{ZY}x} \right] \\ I(x) &= \frac{1}{2} \left[ \left( I_B + V_B \sqrt{\frac{Y}{Z}} \right) e^{\sqrt{ZY}x} + \left( I_B - V_B \sqrt{\frac{Y}{Z}} \right) e^{-\sqrt{ZY}x} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,25)$$

上式に於て

$$\sqrt{ZY} = \gamma \quad \sqrt{\frac{Z}{Y}} = Z_0 \dots\dots\dots (2,26)$$

と置けば

$$\left. \begin{aligned} V(x) &= V_B \frac{1}{2} (e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}) + Z_0 I_B \frac{1}{2} (e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}) \\ I(x) &= \frac{V_B}{Z_0} \frac{1}{2} (e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}) + I_B \frac{1}{2} (e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,27)$$

或は又双曲線函数を用ふると

$$\left. \begin{aligned} V(x) &= V_B \cosh \gamma x + Z_0 I_B \sinh \gamma x \\ I(x) &= I_B \cosh \gamma x + \frac{V_B}{Z_0} \sinh \gamma x \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,28)$$

7. 正弦波の傳播式 考へる  $I, V$  が正弦波である場合は解が容易である。複雑なる波形も正弦波の組合せと考へられるから正弦波についての解が重要である。正弦波では

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$$

で表はされるので (2,4) (2,9) (2,10) (2,11) に適用すれば  $V(x,t), I(x,t)$  は簡単に  $x$  のみの函数として考へられる様になる。

即ち

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dV}{dx} &= RI + j\omega LI = I(R + j\omega L) \\ -\frac{\partial I}{\partial x} &= GV + j\omega CV = V(G + j\omega C) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,29)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 V}{dx^2} &= (R + j\omega L)(G + j\omega C)V \\ \frac{d^2 I}{dx^2} &= (R + j\omega L)(G + j\omega C)I \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,30)$$

茲に

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \beta + j\alpha \dots\dots\dots (2,31)$$

と置き  $\gamma$  を傳播定数と稱し、其の實數部  $\beta$  を減衰定數、虛數部  $\alpha$  を位相定數といふ。(2,29) 式の解は  $V = Ae^{px}$  とおけば

$$\left. \begin{aligned} Ap^2 e^{px} &= A\gamma^2 e^{px} \\ \therefore p^2 &= \gamma^2 \\ p &= \pm \gamma \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,32)$$

依つて一般に

$$V = A_1 e^{\gamma x} + A_2 e^{-\gamma x} \dots\dots\dots(2,33)$$

を得る。2,29) 式に代入すれば

$$I = \frac{-A_1 e^{\gamma x} + A_2 e^{-\gamma x}}{Z_0} \dots\dots\dots(2,34)$$

これより

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \dots\dots\dots(2,35)$$

Z<sub>0</sub> を特性インピーダンスといふ。

(2,33) (2,34) 式の第一項は x の負の方向に一定速度で進行する波を表はし、第二項は x の正の方向に進行する波を表はす。而して波は何れも e<sup>-βx</sup> 丈減衰する。

(2,33) 式に於て先づ第一項 A<sub>1</sub>e<sup>γx</sup> を考へる。V は電圧を表はす式で正弦波の場合は V = V<sub>0</sub>e<sup>jωt</sup> とおく事が出来る。又 A<sub>1</sub> は限界条件として線路の送端或は受端電圧を興へて定まるもので同様に A = Ae<sup>jωt</sup> とおくことが出来る。

故に

$$A_1 e^{\gamma x} = A_1 e^{j\omega t} \cdot e^{\beta x + j\alpha x} = A_1 e^{\beta x} \cdot e^{j(\omega t + \alpha x)} \\ = A_1 e^{\beta x} [\cos(\omega t + \alpha x) + j \sin(\omega t + \alpha x)]$$

此の式の各項は 2π を周期とする三角函數であるから最初に興へる (x<sub>1</sub>, t<sub>1</sub>) から 2π 離れた (x<sub>2</sub>, t<sub>2</sub>) を考へると

$$\cos(\omega t_1 + \alpha x_1 + 2\pi) = \cos(\omega t_2 + \alpha x_2) = \cos(\omega t_1 + \alpha x_1)$$

依つて

$$\omega t_1 + \alpha x_1 = \omega t_2 + \alpha x_2 \\ \therefore \omega(t_2 - t_1) = -\alpha(x_2 - x_1)$$

$$-\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{\omega}{\alpha} = v$$

以上の事は初め x<sub>1</sub>, t<sub>1</sub> の波形が v なる速度で傳播して (x<sub>2</sub>, t<sub>2</sub>) の所へ来た時も矢張り同じ形を持つて居る事となり上の式では x の方向に對し v は負になつてゐるから波は x の方向と反對方向に進行してゐる事となり、線路の終端より始端に向ふ方向に進行する波であり、同様にして A<sub>2</sub>e<sup>-γx</sup>

は x の方向即ち線路の始端よ

$$\gamma = \beta + j\alpha$$

り終端に向ふ方向に進行する

$$V_1 I_1 \quad Z_0 \quad V_2 I_2$$

波である。

$$0 \rightarrow x \quad \rightarrow l$$

第2,3 圖に於て始端 x=0

第 2,3 圖

終端 x=l の電壓、電流を夫々 V<sub>1</sub>, I<sub>1</sub>, V<sub>2</sub>, I<sub>2</sub> とすれば (2,33) 式で x=0 とすれば

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= A_1 + A_2 \\ I_1 &= \frac{-A_1 + A_2}{Z_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,33)$$

$$\left. \begin{aligned} \therefore A_1 &= \frac{V_1 - Z_0 I_1}{2} \\ A_2 &= \frac{V_1 + Z_0 I_1}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,36)$$

(2,36) 式を (2,33) (2,34) に代入すれば

$$V = \frac{V_1 - Z_0 I_1}{2} e^{\gamma x} + \frac{V_1 + Z_0 I_1}{2} e^{-\gamma x} \\ = V_1 \left( \frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} \right) - I_1 Z_0 \left( \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} \right)$$

$$\therefore V = V_1 \cosh \gamma x - I_1 Z_0 \sinh \gamma x$$

同様にして

$$I = I_1 \cosh \gamma x - \frac{V_1}{Z_0} \sinh \gamma x$$

$$\dots\dots\dots(2,37)$$

終端  $x=l$  では  $V=V_2, I=I_2$  なる故

$$V_2 = V_1 \cosh \gamma l - I_1 Z_0 \sinh \gamma l$$

$$I_2 = I_1 \cosh \gamma l - \frac{I_1}{Z_0} \sinh \gamma l$$

依つて

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_2 \cosh \gamma l + I_2 Z_0 \sinh \gamma l \\ I_1 &= I_2 \cosh \gamma l + \frac{V_2}{Z_0} \sinh \gamma l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,38)$$

受端インピーダンスを  $Z_2$  とすれば

$$V_2 = I_2 Z_2 \dots\dots\dots(2,39)$$

(2,37) 式に於て  $x$  の方向を換へて逆の方から考へると、即ち終端からの距離とすれば  $x = -z, V_1 = V_2$  とおけばよい故

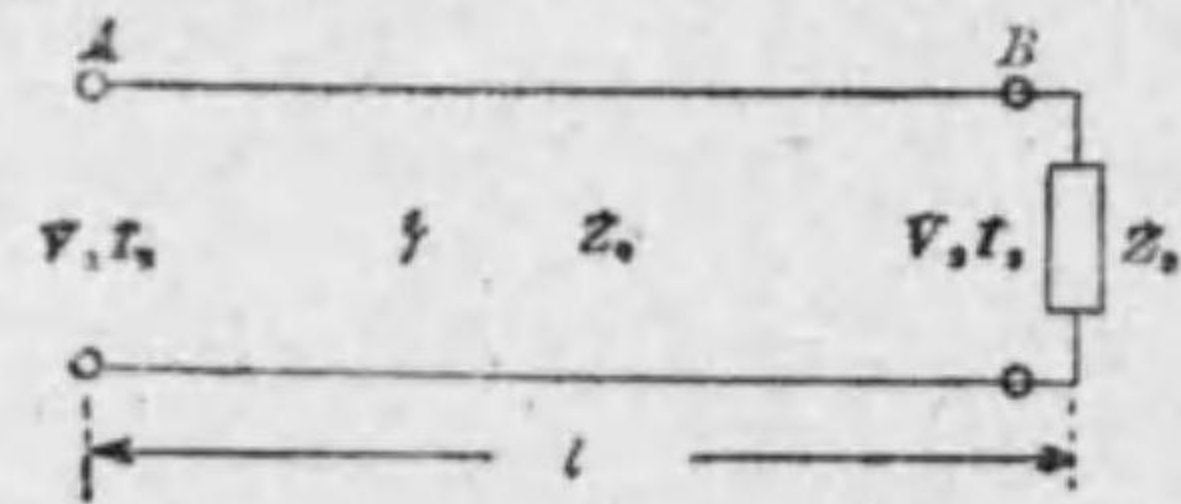
$$\left. \begin{aligned} V &= V_2 \cosh \gamma x + I_2 Z_0 \sinh \gamma x \\ I &= I_2 \cosh \gamma x + \frac{V_2}{Z_0} \sinh \gamma x \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,40)$$

(2,40) 式は前節の (2,28) 式と同様の事を表はしてゐる。

(2,37) (2,40) 式等は電気定数  $R, L, C, G$  が均一に分布せる線路上の電圧と電流の分布状態を與へる重要な式である。

### 8. 終端に於ける整合, 短絡 開放 全長 $l$ なる線路の終端

に  $Z_2$  を接続せる場合、送端の電圧電流を  $V_1, I_1$  とし、受端の電圧電流を  $V_2, I_2$  とすれば 2,37 式に於て  $x=l$  とおき



第 2,4 圖

$$\left. \begin{aligned} V_2 &= V_1 \cosh \gamma l - I_1 Z_0 \sinh \gamma l \\ I_2 &= I_1 \cosh \gamma l - \frac{V_1}{Z_0} \sinh \gamma l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,41)$$

而して受端インピーダンスは  $Z_2$  なる故

$$\frac{V_2}{I_2} = Z_2 \dots\dots\dots(2,42)$$

故に

$$Z_2 = \frac{V_1 \cosh \gamma l - Z_0 I_1 \sinh \gamma l}{I_1 \cosh \gamma l - \frac{V_1}{Z_0} \sinh \gamma l} \dots\dots\dots(2,43)$$

又之より送端インピーダンス  $Z_1 = \frac{V_1}{I_1}$  を求めれば

$$Z_1 = Z_0 \frac{Z_2 \cosh \gamma l + Z_0 \sinh \gamma l}{Z_0 \cosh \gamma l + Z_2 \sinh \gamma l} \dots\dots\dots(2,44)$$

従つて送端側 A の電流は

$$I = \frac{V_1}{Z_1} = \frac{V_1}{Z_0} \frac{Z_0 \cosh \gamma l + Z_2 \sinh \gamma l}{Z_2 \cosh \gamma l + Z_0 \sinh \gamma l} \dots\dots\dots(2,45)$$

又受端側の電圧電流は (2,38) 式より

$$\left. \begin{aligned} V_2 &= V_1 \frac{Z_2}{Z_2 \cosh \gamma l + Z_0 \sinh \gamma l} \\ I_2 &= \frac{V_1}{Z_0 \cosh \gamma l + Z_0 \sinh \gamma l} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,46)$$

次に終端インピーダンス  $Z_2$  を接続する場合其の特別の状態として

#### 1 終端開放の場合

此の場合には

$$Z_2 = \infty \quad I_2 = 0$$

(2,38) 式より

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_2 \cosh \gamma l \\ I_1 &= \frac{V_2}{Z_0} \sinh \gamma l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2,47)$$

而して

$$Z_{10} = \frac{V_1}{I_1} = Z_0 \coth \gamma l \dots\dots\dots (2.48)$$

この場合  $V_1$  と  $V_2$  を比較すると

$$\begin{aligned} \frac{V_1}{V_2} &= \cosh \gamma l = \cosh(\beta l + ja l) \\ &= \cosh \beta l \cdot \cos a l + j \sinh \beta l \sin a l \\ \therefore \left| \frac{V_1}{V_2} \right| &= \sqrt{\cosh^2 \beta l \cos^2 a l + \sinh^2 \beta l \sin^2 a l} \\ &= \cosh^2 \beta l (1 - \sin^2 a l) + (\cosh^2 \beta l - 1) \sin^2 a l \\ &= \cosh^2 \beta l - \sin^2 a l \end{aligned}$$

若し  $\cosh^2 \beta l - \sin^2 a l < 1$  即ち  $\sinh \beta l < \sin a l \dots\dots\dots (2.49)$   
 ならば  $V_1 < V_2$  即ち受端電圧が送端電圧よりも大きい場合があり得る。  
 斯る現象をフェランテイー現象と稱する。

### 2 終端短路の場合

之の場合は

$$Z_2 = 0 \quad V_2 = 0$$

(2.38) 式より

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= I_2 Z_0 \sinh \gamma l \\ I_1 &= I_2 \cosh \gamma l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.50)$$

にして

$$Z_{10} = \frac{V_1}{I_1} = Z_0 \tanh \gamma l \dots\dots\dots (2.51)$$

此の場合に於ても終端側電流に就て終端開放の場合と同様にフェランテイー現象が現はれるのである。

而して (2.48) (2.51) 兩式より

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= \sqrt{Z_{10} \cdot Z_{12}} \\ \gamma &= \frac{1}{l} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{Z_{12}}{Z_{10}}} \\ \text{或は又} \\ e^{-\gamma l} &= \frac{\sqrt{Z_{10}} - \sqrt{Z_{12}}}{\sqrt{Z_{10}} + \sqrt{Z_{12}}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.52)$$

なる諸式を導出することが出来る。

### 3 終端に特性インピーダンスに等しいインピーダンスを接続せる場合 (インピーダンス整合の場合)

之の場合は

$$Z_2 = Z_0$$

(2.38) 式に代入すれば

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_2 e^{\gamma l} & V_2 &= V_1 e^{-\gamma l} \\ I_1 &= I_2 e^{\gamma l} & I_2 &= I_1 e^{-\gamma l} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.53)$$

故に送端側入力インピーダンス  $Z_1$  は

$$Z_1 = \frac{V_1}{I_1} = \frac{V_2}{I_2} = Z_0 = Z_0 \dots\dots\dots (2.54)$$

此の場合には反射するエネルギーはなくなつて次に述べる無限長線路に等しくなる。

**9. 無限長線路** 電圧と電流は線路に沿つて傳播するにつれて減衰するが故に送端側より距るに従つて零に近づいて来る。無限長の端に於ては零となる。(2.37) 式に於て  $V_{\infty} = 0$  とおけば

$$V_1 = Z_0 I_1 \tanh \gamma x$$

然るに  $x \rightarrow \infty$  の時は  $\tanh \gamma x \rightarrow 1$  なる故

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= Z_0 I_1 \\ \text{又は} \\ I_1 &= \frac{V_1}{Z_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.55)$$

即ち無限長線路の送端側から見たインピーダンス即ち送端インピーダンスは

$$\frac{V_1}{I_1} = Z_0$$

従つて無限長線路上の如何なる點に於けるインピーダンス

$$\frac{V_{(x)}}{I_{(x)}} = Z_0 \quad \left( \begin{aligned} \because V_{(x)} &= V_1 e^{-\gamma x} \\ I_{(x)} &= I_1 e^{-\gamma x} \end{aligned} \right)$$

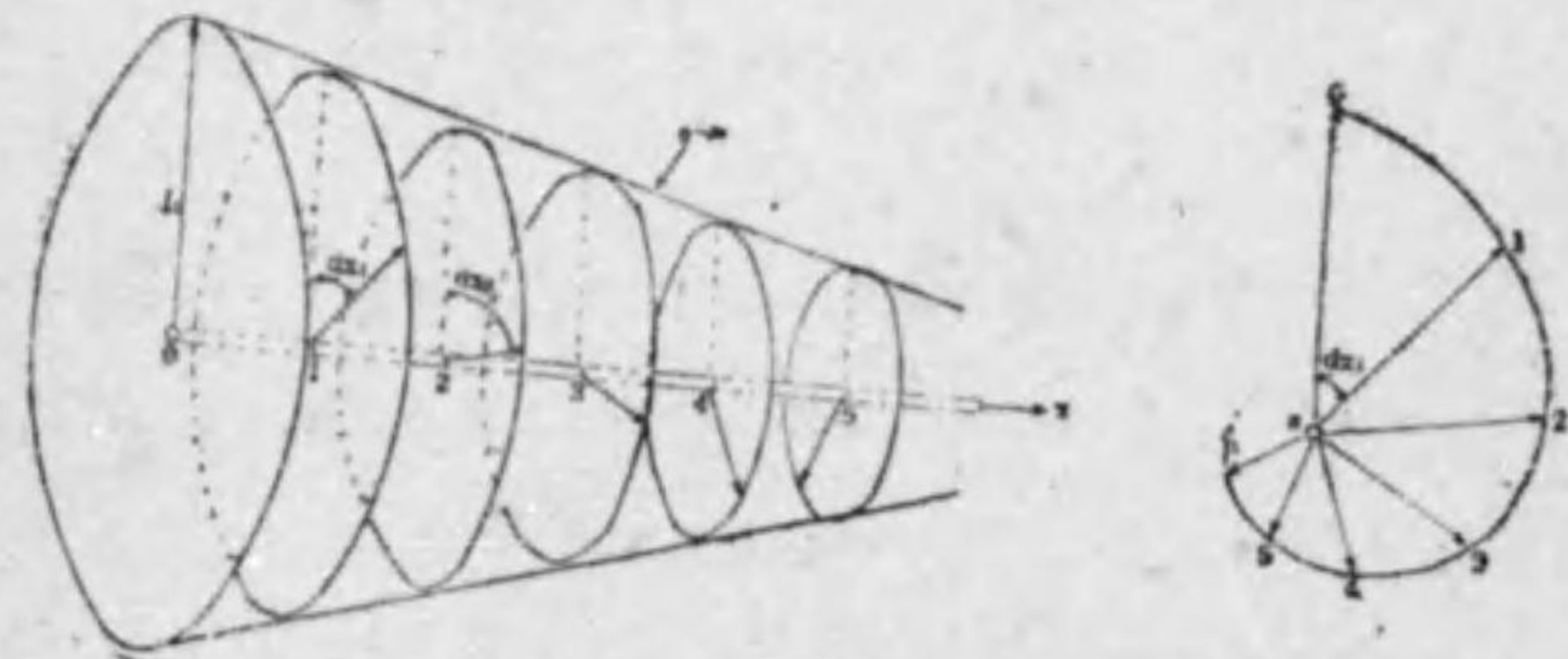
(2.55) 式の  $I_1$  の値を (2.37) 式に代入すれば無限長線路上の任意の點の電壓電流を求める事が出来る。

$$\left. \begin{aligned} V &= V_1 (\cosh \gamma x - \sinh \gamma x) = V_1 e^{-\gamma x} \\ I &= I_1 (\cosh \gamma x - \sinh \gamma x) = I_1 e^{-\gamma x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.56)$$

而して  $\gamma = \beta + ja$  と置き得る故 (2.56) 式は

$$\left. \begin{aligned} V &= (V_1 e^{-\beta x}) e^{-j\alpha x} \\ I &= (I_1 e^{-\beta x}) e^{-j\alpha x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.57)$$

(2.57) 式は送端より距離  $x$  なる點の電壓及び電流の振幅は夫々  $V_1 e^{-\beta x}$



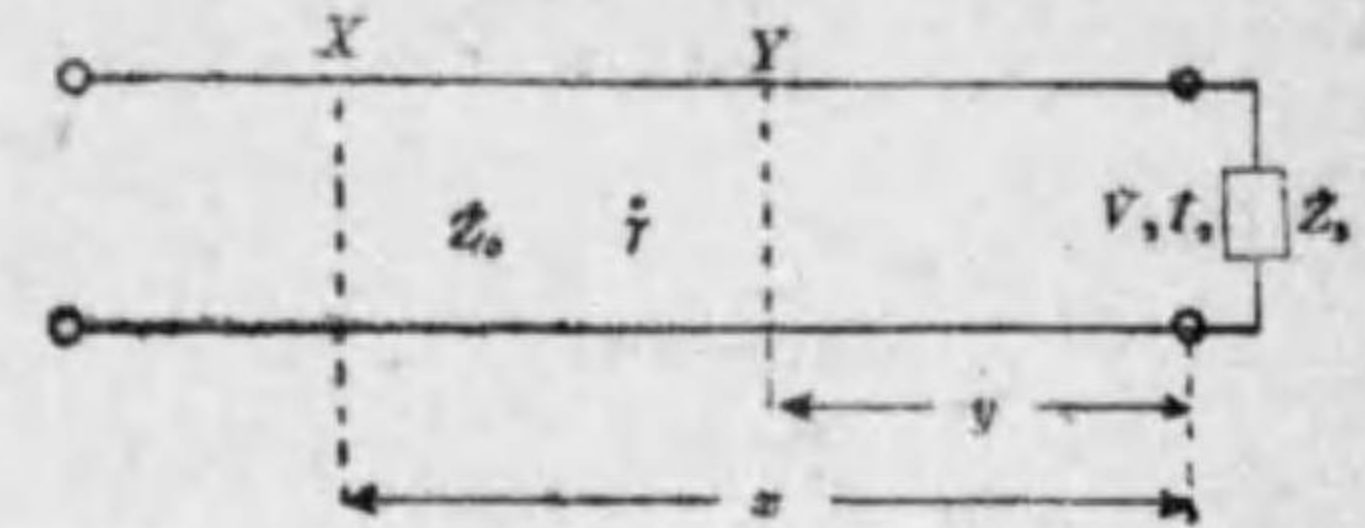
第 2.5 圖 無限長線路に於ける電流 (又は電壓) の傳播を示す圖 ( $I_0 = I_1 e^{-(\beta x + j\alpha x)}$  を示す)

及び  $I_1 e^{-\beta x}$  に減衰し、又  $V$  及  $I$  は送端の  $V_1$  及び  $I_1$  より  $\alpha x$  ラジアン遅れることを示してゐる。此の關係を圖示すれば第 2.5 圖の如くなる

10. 位置角 第 2.6 圖に於て受端インピーダンス  $Z_2$  は何等傳播

的特性を有しては居ないが

$$\theta = \tanh^{-1} \left( \frac{Z_2}{Z_0} \right) \dots\dots\dots (2.58)$$



第 2.6 圖

によつて定義される  $\theta$  を考

へ、之を受端に於ける位置

角と稱する事とする。而して受端から  $x$  なる距離にある  $X$  點の位置角を

$\theta_x = \gamma x + \theta$  電壓及び電流を夫々  $V_x$  及び  $I_x$  又受端から  $y$  なる距離にあ

る  $Y$  點の位置角を  $\theta_y = \gamma y + \theta$  電壓及び電流を夫々  $V_y$  及び  $I_y$  とすれば

(2.40) 式より

$$\left. \begin{aligned} V_x &= V_2 \cosh \gamma x + Z_0 I_2 \sinh \gamma x \\ I_x &= I_2 \cosh \gamma x + \frac{V_2}{Z_0} \sinh \gamma x \\ V_y &= V_2 \cosh \gamma y + Z_0 I_2 \sinh \gamma y \\ I_y &= I_2 \cosh \gamma y + \frac{V_2}{Z_0} \sinh \gamma y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.59)$$

を得る。

今  $Z_2 = \frac{V_2}{I_2}$  と

定義より  $\theta = \tanh^{-1} \left( \frac{Z_2}{Z_0} \right)$  即ち  $\tanh \theta = \frac{Z_2}{Z_0}$

なる二式を使用し

$$V_x = V_2 \left( \cosh \gamma x + \frac{Z_0}{Z_2} \sinh \gamma x \right)$$

$$\begin{aligned}
&= V_x [\cosh \gamma x + \coth \theta \sin h \gamma x] \\
&= V_x \frac{\sin h(\gamma x + \theta)}{\sin h \theta} \\
\therefore \frac{V_x}{V_s} &= \frac{\sin h(\gamma x + \theta)}{\sin h \theta} \dots\dots\dots (2,60)
\end{aligned}$$

同様にして

$$\frac{V_y}{V_s} = \frac{\sin h(\gamma y + \theta)}{\sin h \theta} \dots\dots\dots (2,61)$$

又電流に就ても

$$\frac{I_x}{I_s} = \frac{\cosh(\gamma x + \theta)}{\cosh \theta} \dots\dots\dots (2,62)$$

$$\frac{I_y}{I_s} = \frac{\cosh(\gamma y + \theta)}{\cosh \theta} \dots\dots\dots (2,63)$$

を得るから

$$\frac{V_x}{V_y} = \frac{\sin h(\gamma x + \theta)}{\sin h(\gamma y + \theta)} \dots\dots\dots (2,64)$$

$$\frac{I_x}{I_y} = \frac{\cosh(\gamma x + \theta)}{\cosh(\gamma y + \theta)} \dots\dots\dots (2,65)$$

なる関係を得る。即ち線路上に於ける終點の電壓は其の位置角の  $\sin h$  に比例し、電流は位置角の  $\cosh$  に比例する事が判る。

X 點より見たる入力インピーダンスは

$$Z_x = \frac{V_x}{I_x} = Z_0 \tanh(\gamma l + \theta)$$

であるから Y 點より見たる入力インピーダンスを  $Z_y$  とすれば

$$\frac{Z_x}{Z_y} = \frac{V_x}{I_x} \cdot \frac{I_y}{V_y} = \frac{\tanh(\gamma x + \theta)}{\tanh(\gamma y + \theta)} \dots\dots\dots (2,66)$$

となり、位置角の  $\tanh$  に比例する。(2,64)(2,65) 及び (2,66) 式は最も簡明に傳播式を表はしたものであつて取扱も便である。

### 第 3 章 線路の二次定數

前章に於て均一分布定數線路の電壓及び電流の分布状態を求めるときに導出したパラメーター即ち  $Z_0, \gamma$  等の物理的意味には少しも觸れなかつた。次に之等に関してその意味を説明しよう。

#### 11. 傳送定數 ( $\gamma$ ) 及び特性インピーダンス ( $Z_0$ )

線路の送端に加へた起電力が時間に関して正弦的變化をなす場合は線路上の任意の點の電壓及び電流も時間に関して正弦的變化をなす事は重疊の法則より明かなる處である。

(2,30) (2,35) 式より

$$\gamma^2 = (R + j\omega L)(G + j\omega C) \dots\dots\dots (3,1)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \dots\dots\dots (3,2)$$

#### 1 傳播定數 (propagation constant)

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \beta + ja \dots\dots\dots (3,1)$$

此の兩邊を自乗して

$$\begin{aligned}
\beta^2 - a^2 + 2ja\beta &= (R + j\omega L)(G + j\omega C) \\
&= RG - \omega^2 LC + j\omega(RC + LG)
\end{aligned}$$

實數部のみを等しくおいて

$$\beta^2 - a^2 = RG - \omega^2 LC$$

虚數部のみを等しくおいて

$$\beta = \frac{\omega}{2a}(RC + LG)$$

之を上式に代入して



$$\frac{\omega^2}{4a^2}(RC+LG)^2 - a^2 = RG - \omega^2 LC$$

之を  $a$  に就き解けば

$$a^2 = \frac{1}{2} \sqrt{(RG - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 (RC + LG)^2} - (RG - \omega^2 LC)$$

$$\therefore a = \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} - \frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC)} \dots\dots(3,3)$$

同様にして  $a$  を消去すれば

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} + \frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC)} \dots\dots(3,4)$$

而して前に述べた通り  $\beta$  を減衰定数、 $a$  を位相定数といふ、 $a$  は又波長と関係を有するので波長定数とも云ふ。第 9 節に述べたる如く  $a$  は単位長當りの位相の遅れを現はすものであるから、距離  $x$  が丁度一波長  $\lambda$  に達すれば、位相の遅れは  $2\pi$  となるから

$$a\lambda = 2\pi$$

$$\therefore \lambda = \frac{2\pi}{a} \dots\dots(3,5)$$

となる。次に波の傳播速度を  $\nu$  とすれば

$$\nu = f\lambda \quad (f \text{ は周波数})$$

で表はされ

$$\nu = f\lambda = \frac{2\pi}{a} \cdot f = \frac{\omega}{a} \dots\dots(3,6)$$

なる關係成立す、 $\nu$  を波の位相速度といふ。尙ほ一つの正弦波が  $l$  なる距離を傳播する時間を  $t$  とすれば

$$t = \frac{l}{\nu} = l \frac{a}{\omega} \dots\dots(3,7)$$

である。

即ち傳播波は單位長を進行する毎に振幅は  $\beta$  ネーバー丈減衰し、位相角は  $a$  ラヂアン丈廻轉すると云ふのである。

### 2 特性インピーダンス (Characteristic Impedance)

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$$

之はインピーダンスの量性 (dimension) を有し線路の四つの定数  $R, L, C, G$  及び周波数 (或は  $\omega$ ) のみに依つて定り線路の長さには無關係なる線路特有のインピーダンスなる故特性インピーダンスと稱する。而して實際問題としては (2,55) の如く無限長線路のインピーダンスである。

之等の傳播定数  $\gamma$  又は特性インピーダンス  $Z_0$  等は何れも線路の傳送特性を決定する四つの基本量 (一次定数)  $R, L, G, C$  より導かれる故二次定数と呼ぶ。

### 3 二次定数の近似式

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} [\sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} + (RG - \omega^2 LC)]}$$

の中

$$\begin{aligned} \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} &= \sqrt{\omega^2 L^2 \omega^2 C^2 \left(1 + \frac{R^2}{\omega^2 L^2}\right) \left(1 + \frac{G^2}{\omega^2 C^2}\right)} \\ &= \omega^2 LC \left(1 + \frac{R^2}{\omega^2 L^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{G^2}{\omega^2 C^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

周波数が可成高くなると ( $\omega \rightarrow$  大)

$$\frac{R^2}{\omega^2 L^2} \ll 1, \quad \frac{G^2}{\omega^2 C^2} \ll 1 \text{ となる故}$$

$$\omega^2 LC \left(1 + \frac{R^2}{\omega^2 L^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{G^2}{\omega^2 C^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \omega^2 LC \left(1 + \frac{R^2}{2\omega^2 L^2}\right) \left(1 + \frac{G^2}{2\omega^2 C^2}\right) \dots\dots(3,8)$$

上式で二次積の項を無視すれば



$$\sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} = \omega^2 LC + \frac{R^2 C}{2L} + \frac{G^2 L}{2C} \dots\dots\dots(3,9)$$

よつて

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{\frac{1}{2}\omega^2 LC + \left(\frac{R^2 C}{4L} + \frac{G^2 L}{4C} + \frac{RG}{2}\right) - \frac{1}{2}\omega^2 LC} \\ &= \sqrt{\left(\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\right)^2} \\ &= \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}} \dots\dots\dots(3,10) \end{aligned}$$

但し第一項は抵抗による減衰を示し、第二項は漏洩による減衰を示す。

同時に  $\alpha$  についても

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{1}{2}\omega^2 LC + \left(\frac{R^2 C}{4L} + \frac{G^2 L}{4C} - \frac{1}{2}RG\right) + \frac{1}{2}\omega^2 LC} \\ &= \sqrt{\omega^2 LC + \left(\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} - \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\right)^2} \end{aligned}$$

$\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} - \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}$  は非常に小さいから無視して

$$\alpha \approx \omega\sqrt{LC} \dots\dots\dots(3,11)$$

$$\text{又 } Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \left(\because \frac{R \ll \omega L}{G \ll \omega C}\right) \dots\dots\dots(3,12)$$

周波数が低い場合  $\omega \rightarrow 0$  の時は

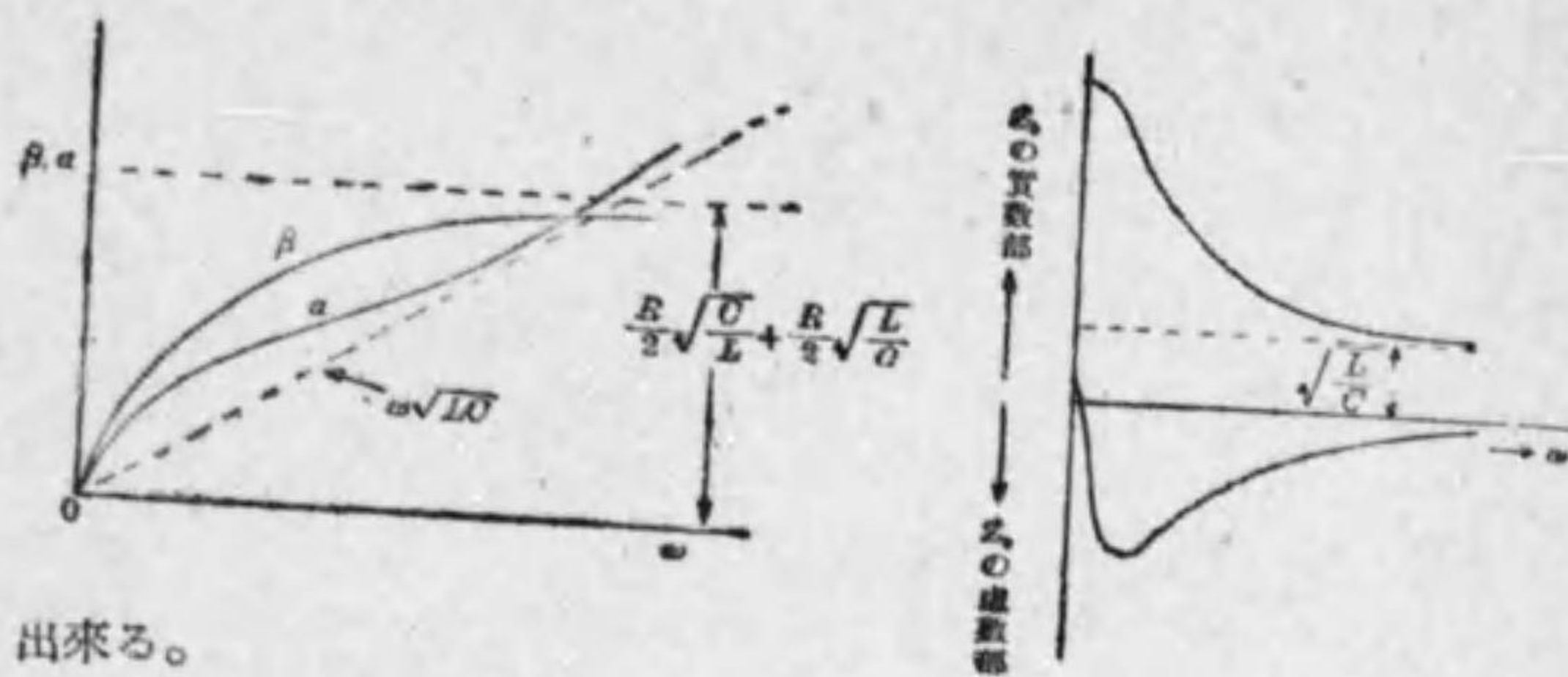
$$\beta = \sqrt{RG}, \quad \alpha = 0 \quad Z_0 = \sqrt{\frac{R}{G}} \dots\dots\dots(3,13)$$

となる。之れ等の諸式より  $\beta, \alpha, Z_0$  の周波数 (或は  $\omega$ ) に対する変化を圖示すると第 3.1 圖及び第 3.2 圖の如くである。

4 線路定数の求め方 均一分布定数線路の傳播定数及び特性インピーダンスを求めるには受端側の開放及び短絡インピーダンスより求めることが

第 3.1 圖

第 3.2 圖



出来る。

即ち (2,48) 及び (2,51) より

$$\text{開放インピーダンス } Z_{10} = Z_0 \coth \gamma l$$

$$\text{短絡インピーダンス } Z_{1s} = Z_0 \tanh \gamma l$$

故に

$$Z_0 = \sqrt{Z_{10} Z_{1s}} \dots\dots\dots(3,14)$$

$$\gamma = \frac{1}{l} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{Z_{1s}}{Z_{10}}} \dots\dots\dots(3,15)$$

斯くの如く  $Z_0$  及び  $\gamma$  は  $Z_{10}$  及び  $Z_{1s}$  を測定することにより求めることが出来る。又

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad \text{但し } Z = R + j\omega L$$

$$Y = G + j\omega C$$

$$\gamma = \sqrt{ZY}$$

なる故

$$Z = Z_0 \gamma = \frac{1}{l} \sqrt{Z_{1s} Z_{10}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{Z_{1s}}{Z_{10}}} \dots\dots\dots(3,16)$$

$$Y = \frac{\gamma}{Z_0} = \frac{1}{l} \frac{1}{\sqrt{Z_{1s} Z_{10}}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{Z_{1s}}{Z_{10}}} \dots\dots\dots(3,17)$$

上記の如く  $Z$  及び  $Y$  即ち均一線路の一次定数も開放、及び短絡インピ

インピーダンス ( $Z_{10}$  及び  $Z_{12}$ ) より求めることが出来るのである。而して線路の長さが小なる時は ( $Z_{12} \neq 0$   $Z_{10} \neq \infty$  なる故)

$$\frac{Z_{12}}{Z_{10}} \ll 1$$

と見做し得る故 (3,16) 及び (3,17) 式をテーラーの定理により展開をす  
ると

$$Z = \frac{1}{l} \sqrt{Z_{12} Z_{10}} \left\{ \sqrt{\frac{Z_{12}}{Z_{10}}} + \frac{1}{3} \left( \frac{Z_{12}}{Z_{10}} \right)^{\frac{3}{2}} + \dots \right\}$$
$$= \frac{Z_{12}}{l} \left\{ 1 + \frac{1}{3} \frac{Z_{12}}{Z_{10}} + \frac{1}{5} \left( \frac{Z_{12}}{Z_{10}} \right)^2 + \dots \right\} \dots \dots (3,18)$$

$$Y = \frac{1}{l} \frac{1}{\sqrt{Z_{12} Z_{10}}} \left\{ \sqrt{\frac{Z_{10}}{Z_{12}}} + \frac{1}{3} \frac{Z_{10}}{Z_{12}} + \dots \right\}$$
$$= \frac{1}{l} \frac{1}{Z_{10}} \left\{ 1 + \frac{1}{3} \frac{Z_{10}}{Z_{12}} + \frac{1}{5} \left( \frac{Z_{10}}{Z_{12}} \right)^2 + \dots \right\} \dots \dots (3,19)$$

若し  $\frac{Z_{12}}{Z_{10}} \cong 0$  とせば

$$Z = (R + j\omega L \cong \frac{Z_{12}}{l})$$
$$Y = (G + j\omega C \cong \frac{1}{Z_{10}})$$
$$\dots \dots (3,20)$$

斯くの如く線路の長さが短い時は一次定数は線路の開放及び短絡インピーダンスより極めて簡単に求むることが出来るのである。

(3,16) 及び (3,17) 式の計算に於ては複素双曲線函数を取扱はなければ

ならないが、次の様な計算を行ふと簡単に求められる。

(i)  $\tanh(-\beta l + jal) = A + jB$  を與へて  $\beta l$  及び  $al$  を求めること。

$$A + jB = \tanh(-\beta l + jal) = \frac{\sinh(\beta l + jal)}{\cosh(\beta l + jal)}$$
$$= \frac{\sinh \beta l \cosh \beta l + j \sin al \cos al}{\sinh^2 \beta l + \cos^2 al} = \frac{\sinh 2\beta l + j \sin 2al}{2(\sinh^2 \beta l + \cos^2 al)} \dots \dots (3,21)$$

$$1 + A^2 + B^2 = 1 + \frac{\sinh^2 \beta l + \sin^2 al}{\sinh^2 \beta l + \cos^2 al} = \frac{\cosh^2 \beta l}{\sinh^2 \beta l + \cos^2 al} \dots \dots (3,22)$$

$$1 - (A^2 + B^2) = \frac{\cos^2 al}{\sinh^2 \beta l + \cos^2 al}$$

$$\therefore \beta l = \frac{1}{2} \tanh^{-1} \frac{2A}{1 + A^2 + B^2}$$
$$al = n\pi + \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{2B}{1 - (A^2 + B^2)}$$
$$\dots \dots (3,23)$$

(ii)  $\tanh(\beta l + jal) = Z / \theta$  を與へて  $\beta l$  及び  $al$  を求めること

(3,23) 式に於て  $Z = \sqrt{A^2 + B^2}$   $\tan \frac{B}{A} = \theta$  なるを以て

$$\beta l = \frac{1}{2} \tanh^{-1} \frac{2Z \cos \theta}{1 + Z^2}$$
$$al = n\pi + \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{2Z \sin \theta}{1 - Z^2}$$
$$\dots \dots (3,24)$$

### 12. 實際の線路の二次定數

線路の二次定數は理論的には前節に述べた如く四つの一次定數、即ち  $R, L, C, G$  から求めることが出来る然し實際種々の線路の二次定數を求めるには更に便利な方法がある。

1 一般式 特性インピーダンスを次の如く表はす (極座標)

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} = |Z_0| e^{j\frac{\lambda - \varphi}{2}} \dots \dots (3,25)$$

但し

$$|Z_0| = \sqrt{\frac{R^2 + \omega^2 L^2}{G^2 + \omega^2 C^2}}$$
$$\tan \lambda = \frac{\omega L}{R}$$
$$\tan \varphi = \frac{\omega C}{G}$$
$$\dots \dots (3,26)$$

(ベクトル 極座標表示方法は回路網理論豫備數學を参照のこと。)

周波数が増大すると  $R \ll \omega^2 L^2, G \gg \omega^2 C^2$  となり、次の値に近づく。

$$|Z| \rightarrow \sqrt{\frac{L}{C}} \dots \dots \dots (3,27)$$

今

$$\left. \begin{aligned} \frac{R}{\omega L} &= \tan \varepsilon = \tan(90^\circ - \lambda) \\ \frac{G}{\omega C} &= \tan \delta = \tan(90^\circ - \varphi) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3,28)$$

と置けば  $\lambda = 90^\circ - \varepsilon, \varphi = 90^\circ - \delta$  となり

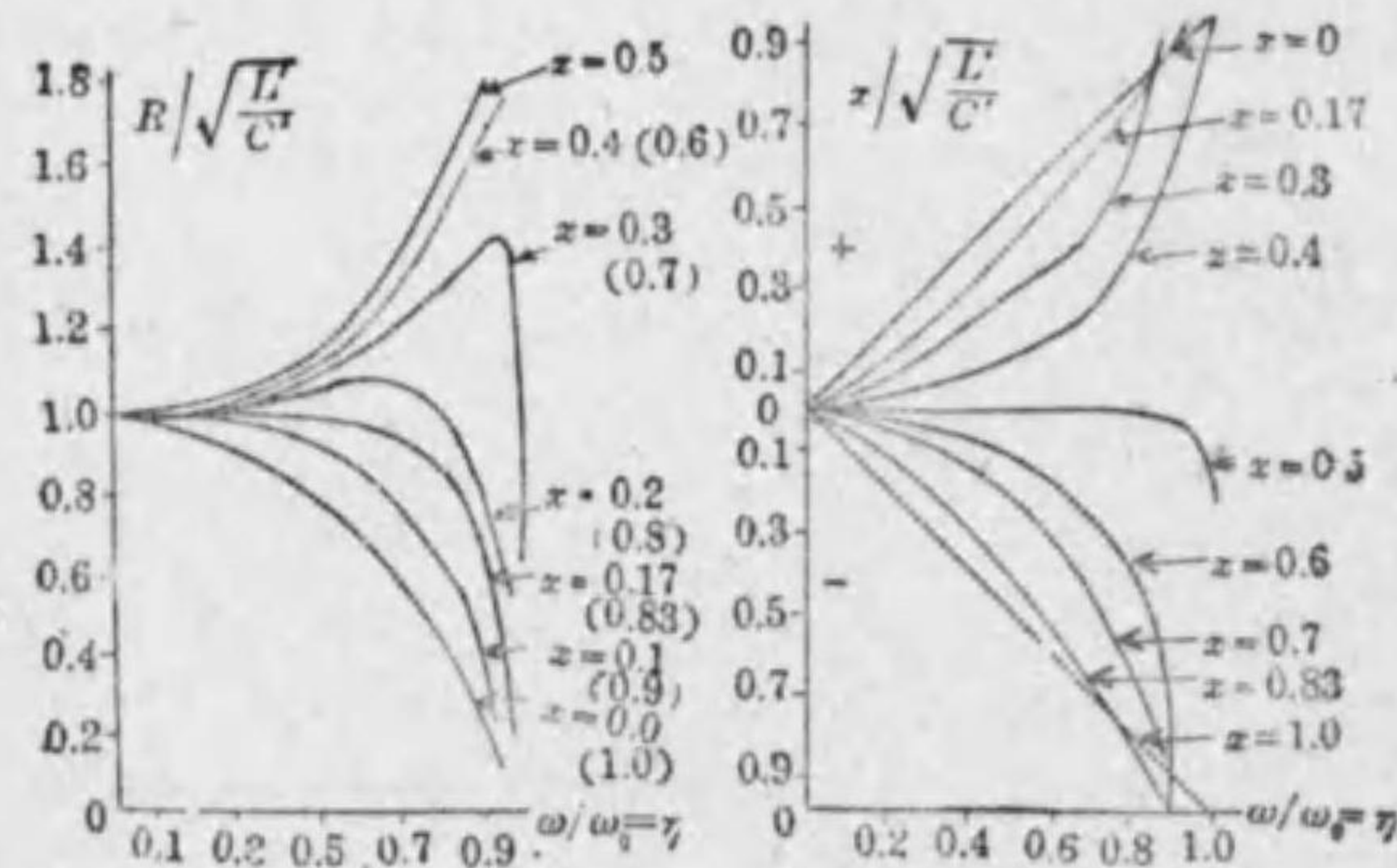
$$Z_0 = \sqrt{\frac{L \cdot \cos \delta}{\omega C \cdot \sin \varepsilon}} \cdot e^{-j\frac{\varepsilon - \delta}{2}} = \sqrt{\frac{L \cdot \cos \delta}{C \cos \varepsilon}} \cdot e^{-j\frac{\varepsilon - \delta}{2}} \dots \dots \dots (3,29)$$

而して実際には  $G \neq 0$  なる故  $\delta \neq 0$

又  $\varepsilon$  の最大は  $\frac{\pi}{2}$  なる故次の式が成立する

$$0 \geq -\frac{\varepsilon - \delta}{2} \geq -\frac{\pi}{4}$$

第 3.3 圖



第 3.3 圖は 0.9 耗無裝荷ケーブルの特性インピーダンスを (3,29) 式に従つて計算したものである。

次に傳播定数を

$$\begin{aligned} \gamma &= \beta + j\alpha = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ &= \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} \cdot e^{j\frac{\lambda + \varphi}{2}} \end{aligned} \dots \dots \dots (3,30)$$

の如く表はす。

$\lambda, \varphi$  の代りに  $\varepsilon, \delta$  を入れると

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\sqrt{\omega CR}}{\sqrt{\cos \delta \cdot \sin \varepsilon}} \cdot e^{j(90^\circ - \frac{\delta + \varepsilon}{2})} \\ &= \frac{\omega \sqrt{LC}}{\sqrt{\cos \delta \cdot \cos \varepsilon}} \cdot e^{j(90^\circ - \frac{\delta + \varepsilon}{2})} \dots \dots \dots (3,31) \end{aligned}$$

従つて減衰定数は

$$\beta = \frac{\sqrt{\omega RC}}{\sqrt{\cos \delta \cdot \sin \varepsilon}} \cdot \sin \frac{\delta + \varepsilon}{2} = \frac{\omega \sqrt{LC}}{\sqrt{\cos \delta \cdot \cos \varepsilon}} \cdot \sin \frac{\delta + \varepsilon}{2} \dots \dots \dots (3,32)$$

上式によつて減衰定数  $\beta$  の  $\varepsilon$  に関する變化を曲線に書いて見ると  $\varepsilon = \delta$  の時に  $\beta$  が最小値を取ることが知られる。即ち

$$\frac{R}{L} = \frac{G}{C} \dots \dots \dots (3,33)$$

なる點は  $\beta$  が最小で後章に述べる裝荷の原理である。

次に位相定数は

$$\alpha = \frac{\sqrt{\omega CR}}{\sqrt{\cos \delta \cdot \sin \varepsilon}} \cdot \cos \frac{\delta + \varepsilon}{2} = \frac{\omega \sqrt{LC}}{\sqrt{\cos \delta \cdot \cos \varepsilon}} \cdot \cos \frac{\delta + \varepsilon}{2} \dots \dots \dots (3,34)$$

(3,32) (3,34) より

$$\frac{\beta}{\alpha} = \tan \frac{\delta + \varepsilon}{2} \dots \dots \dots (3,35)$$

$$\begin{aligned} \alpha' \beta &= \frac{\omega^2}{2} \frac{CL}{\cos \delta \cdot \cos \varepsilon} \sin(\delta + \varepsilon) \\ &= \frac{\omega^2}{2} LC(\tan \varepsilon + \tan \delta) \end{aligned}$$

$$= \omega \sqrt{LC} \left( \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \dots\dots\dots (3.36)$$

上述の一般式に實際の各種の線路についての値を適用して見よう。

2 装荷ケーブル及び裸線(導體直徑 mm 以上)の場合

$$\tan \delta = \frac{G}{\omega C} \ll 1 \quad (0.03)$$

$$\tan \epsilon = \frac{R}{\omega L} \ll 1 \quad (0.2 \sim 0.4)$$

$$\cos \delta \cong 1$$

$$\cos \epsilon \cong 1$$

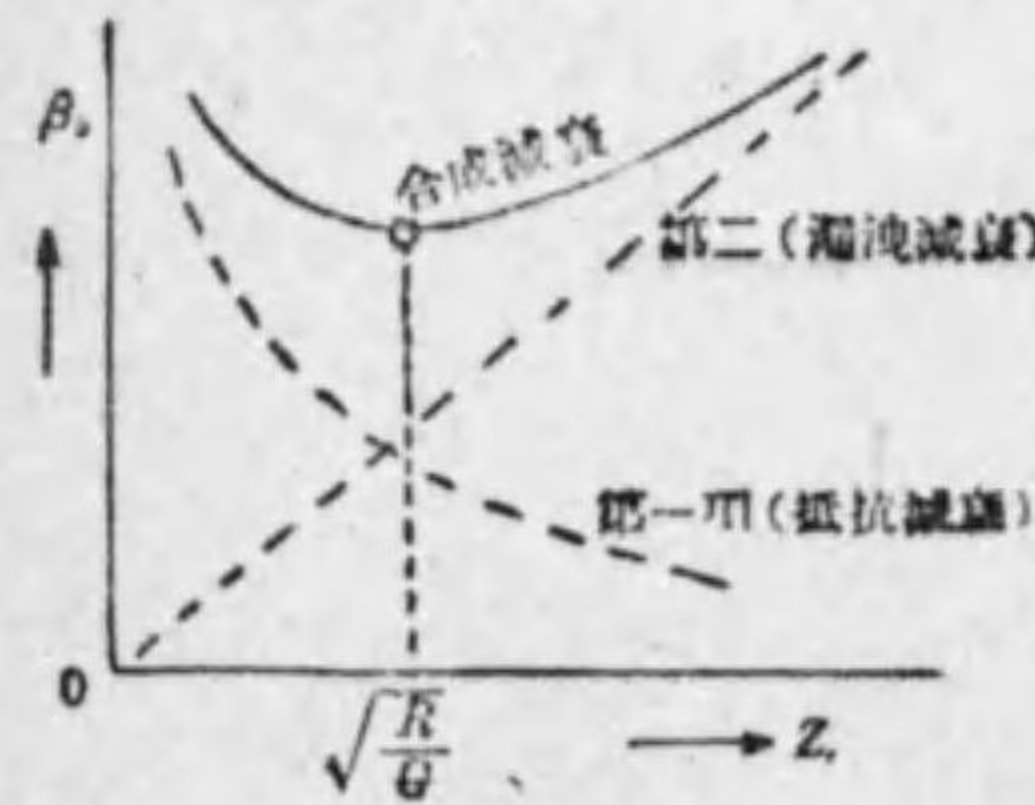
$$\delta - \epsilon \cong 0$$

$$\therefore Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$a = \omega \sqrt{LC}$$

$$\beta = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \dots\dots\dots (3.37)$$

$$= \frac{R}{2} \frac{1}{Z_0} + \frac{G}{2} Z_0 \beta$$



第 3.4 圖

$$\frac{R}{L} = \frac{G}{C} \dots\dots\dots (3.38)$$

斯くの如く  $\beta$  は  $Z_0$  に反比例する項と  $Z_0$  に比例する項とより成る事が分る。前者を抵抗減衰、後者を漏洩減衰といふ。共に周波数 ( $\omega$ ) には無関係である。第 3.4 圖に示す如く  $\beta$  は最小の點を有し此の點に對しては

が成立するのである。その時の  $Z_0$  は

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{R}{G}}$$

又  $a$  は  $\omega$  に正比例する。

斯る状態が所謂無歪条件である。通常の線路では  $L$  はその最適値 (3.38 式を満足すべき値)  $C \frac{R}{G}$  より遙に少い。Krarup 或は Pupin に依る、人工的にインダクタンスを増して減衰を小にする方法は茲に依據があるのである。

3 裸線(導體直徑 4mm 以下)の場合

$$\tan \delta = \frac{G}{\omega C} \ll 1 \quad (0.04)$$

$$\tan \epsilon = \frac{R}{\omega L} \leq 1 \quad (0.5 \sim 1)$$

$$\cos \frac{\epsilon + \delta}{2} \cong 1 - \frac{\delta^2}{4}, \quad \sqrt{\cos \epsilon} \cong 1 - \frac{\epsilon^2}{4}$$

$$\therefore a = \omega \sqrt{LC} \left[ 1 + \frac{1}{8} (\tan^2 \epsilon - \tan^2 \delta) \right]$$

$$\beta = \left( \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \left[ 1 - \frac{1}{8} (\tan^2 \epsilon - \tan^2 \delta) \right]$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - j \tan \epsilon}$$

$$= \sqrt{\frac{L}{C}} \left[ \left( 1 + \frac{1}{8} \tan^2 \epsilon + \dots \right) - j \frac{\tan \epsilon}{2} \left( 1 - \frac{1}{8} \tan^2 \epsilon + \dots \right) \right]$$

(3.39)

裸線が單に一回線のみ存在する場合は (3.39) 式の如くなるが、同一電柱に多數の裸線が架渉されてゐる場合は互に共振を生じ、所謂吸收現象のため第 3.5 圖の如く極めて複雑な減衰特性となる。

4 無装荷ケーブル(導體直徑 1.0mm 以上)

$$\tan \delta = \frac{G}{\omega C} \ll 1$$

$$(3 \times 10^{-3} \sim 8 \times 10^{-3})$$

$$1 > \tan \epsilon = \frac{R}{\omega L} > 1$$

$$\cos \delta \cong 1$$

$$\frac{\epsilon + \delta}{2} \cong \frac{\epsilon}{2}$$

$$\left. \begin{aligned} \therefore Z_0 &= \sqrt{\frac{R}{\omega C} \cdot \frac{1}{\sin \epsilon}} \cdot e^{-j\frac{\epsilon}{2}} \\ \alpha &= \sqrt{\frac{R\omega C}{2} \cdot \cos \frac{\epsilon}{2}} \\ \beta &= \sqrt{\frac{R\omega C}{2} \cdot \tan \frac{\epsilon}{2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3,40)$$

5 無裝荷ケーブル (導體直徑 1.0mm 以下、市内ケーブル)

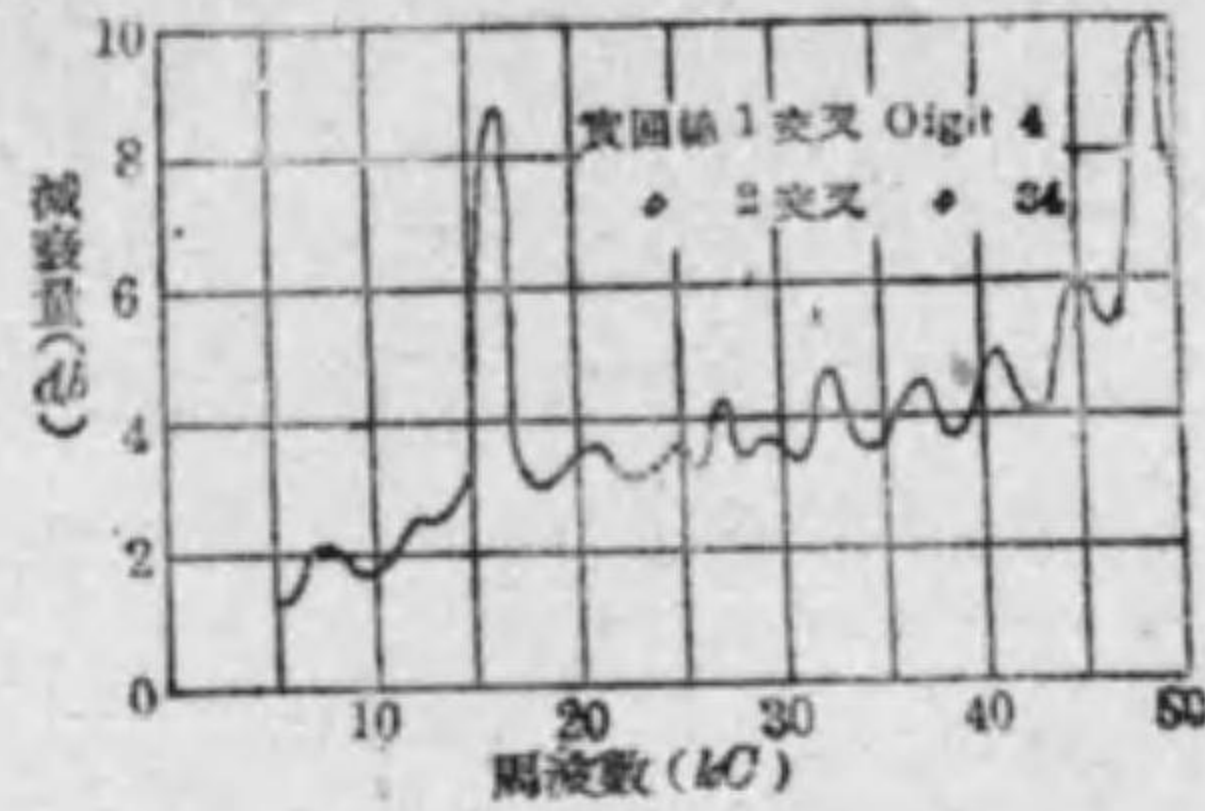
$$\tan \delta = \frac{R}{\omega C} \ll (2 \times 10^{-3} \sim 8 \times 10^{-3})$$

$$1 < \tan \epsilon = \frac{R}{\omega L} < 16 \sim 37$$

$\epsilon \cong \frac{\pi}{2}$  とすれば

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= \sqrt{\frac{R}{\omega C}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{4}} \\ \alpha = \beta &= \sqrt{\frac{\omega CR}{2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3,41)$$

13. 無歪条件 一般に分布定数回路の傳播定数及び特性インピーダンスの値が周波數に依つて異なる事は (3,1) (3,2) 式から明かである。即ち送電端に加へられた起電力の大きさ、或は位相と受電端に於ける電位差或は電流の大きさ乃至位相の關係も周波數に依つて異なる。依つて周波數及び



第3.5圖 架空線線の減衰周波數特性

振幅を異にする種々の正弦波起電力の和である合成起電力を送電端に加へた時の受電端の電位差或は、電流の波形は送電端の波形と異つて来る。之は分布定数回路其の物がインダクタンス  $L$  及び容量  $C$  の組合せから成る一種の濾波器である事を考へても容易に首肯される。然し乍ら、若し回路常數に於て

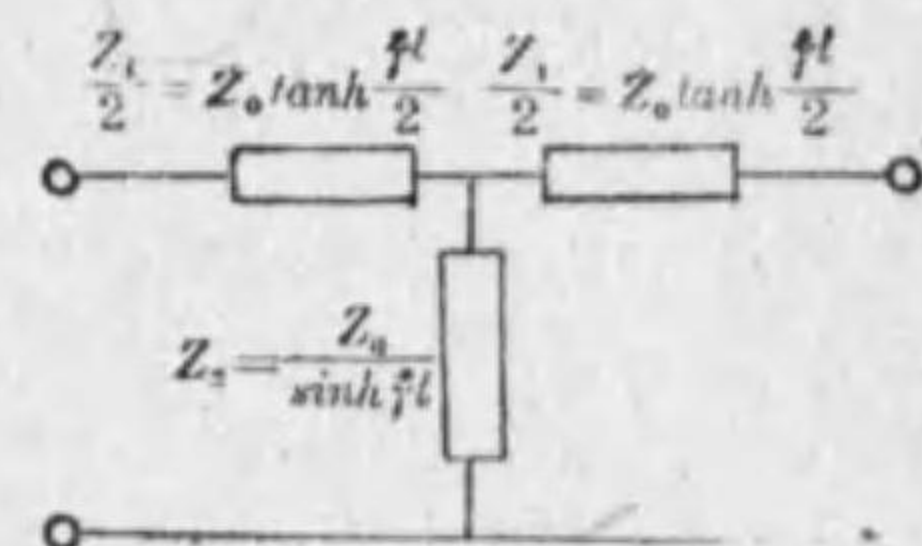
$$RC = GL$$

なる關係がある場合は、 $\beta$  は周波數に無關係になり、 $\alpha$  は周波數に嚴密に比例する様になる。即ち

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \sqrt{RG} \\ \alpha &= \omega \sqrt{LC} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3,42)$$

斯くの如き状態に於ては合成起電力、或は電流の各々の部分正弦波は何れも同一の割合を以て減少し、又位相定數が周波數に比例する事からして各部分正弦波の位相關係も到る處に於て不變である。猶其の上に特性インピーダンスも周波數には無關係であるから、上の如き回路に於ては、回路の各點の電位差、電流は送電端に加へた起電力と全く同じ波形を維持する依つて斯の如き關係ある回路を保波形回路と稱し、又この條件を無歪條件といふ。

14. 等價回路網 分布定数回路と等價なる  $T$  型回路網、 $\pi$  型回路網、及び格子型回路網を求める。茲に等價とは特性インピーダンス  $Z_0$  及び傳播定數  $\gamma$  が全く線路のそれと相等的な事をいふ。



第 3.6 圖

1 T型回路網 長さ  $l$  の線路と等價なる第 3.6 圖に示す様な  $T$  型回路網を考へれば (回路網學參照)

$$Z_2 = \frac{Z_0}{\sinh \gamma l} \quad Z_1 = Z_0 \tanh \frac{\gamma l}{2}$$

とおくことが出来る。而して

$$\left. \begin{aligned} Z_0 \tanh \frac{\gamma l}{2} &= \frac{Z_0 \gamma l}{2} \cdot \frac{\tanh \gamma l}{\gamma l} = \frac{(R + j\omega L)l}{2} \cdot \frac{\tanh \frac{\gamma l}{2}}{\frac{\gamma l}{2}} \\ \frac{Z_0}{\sinh \gamma l} &= \frac{Z_0}{\gamma l} \cdot \frac{\gamma l}{\sinh \gamma l} = \frac{1}{(G + j\omega C)l} \cdot \frac{\gamma l}{\sinh \gamma l} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3,43)$$

而して長さ  $\Delta l$  なる充分短い線路に対しては近似的に次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &\approx \frac{(R + j\omega L)\Delta l}{2} \\ Z_2 &\approx \frac{1}{(G + j\omega C)\Delta l} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3,44)$$

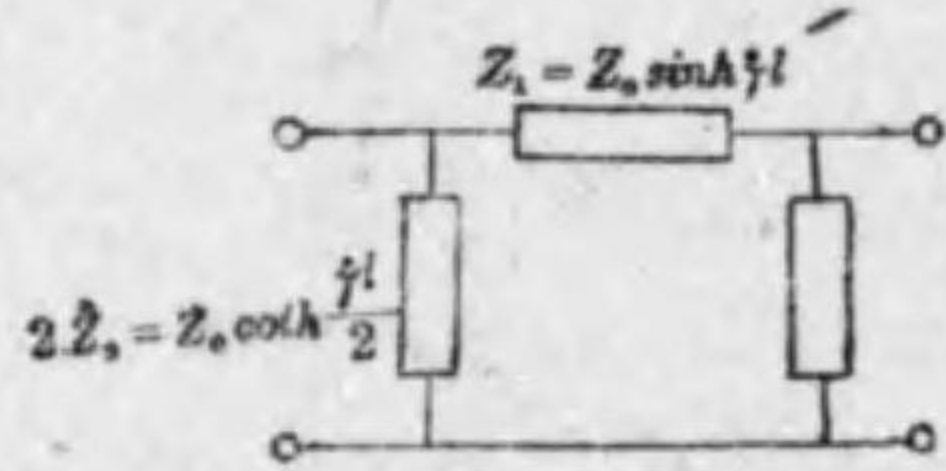
即ち充分短い線路に於ては線路の分布直列インピーダンス及び分布並列アドミッタンスは之を集中せるものと見

第 3-7 圖

做す事が出来る。

2  $\pi$  型回路網 T 型回路網と同様に

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= Z_0 \sinh \gamma l \\ &= (R + j\omega L)l \frac{\sinh \gamma l}{\gamma l} \\ 2Z_2 &= Z_0 \coth \frac{\gamma l}{2} \\ &= \frac{2}{(G + j\omega C)l} \cdot \frac{\gamma l}{\tanh \frac{\gamma l}{2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3,45)$$



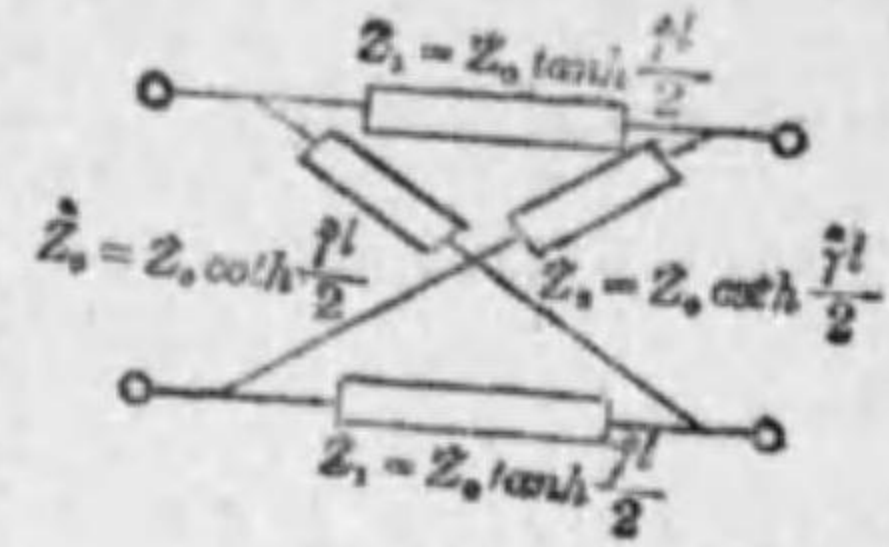
此の場合に於ても充分短い線路に対しては次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &\approx (R + j\omega L)\Delta l \\ Z_2 &\approx \frac{2}{(G + j\omega C)\Delta l} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3,46)$$

即ち線路の分布直列インピーダンス及び分布並列アドミッタンスは之を集中せるものと考へる事が出来る。

第 3-8 圖

3 格子型回路網 第 3.8圖に示す如き等價格子型回路網に於ては次の關係がある。



$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= Z_0 \tanh \frac{\gamma l}{2} \\ Z_2 &= Z_0 \coth \frac{\gamma l}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3,47)$$

而して充分短い線路に対しては次の關係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= \frac{(R + j\omega L)\Delta l}{2} \\ Z_2 &= \frac{2}{(G + j\omega C)\Delta l} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3,48)$$

以上示すが如き回路網を用ひて線路を完全に代表する事が出来る。

### 第 4 章 複合線路及反射現象

二つ或は二つ以上の特性の異なる線路より成る所謂複合線に於ては、接続點に於て電壓及び電流の波が反射するから、一様なる線路の如く簡単に取扱ふ事は出来ない。

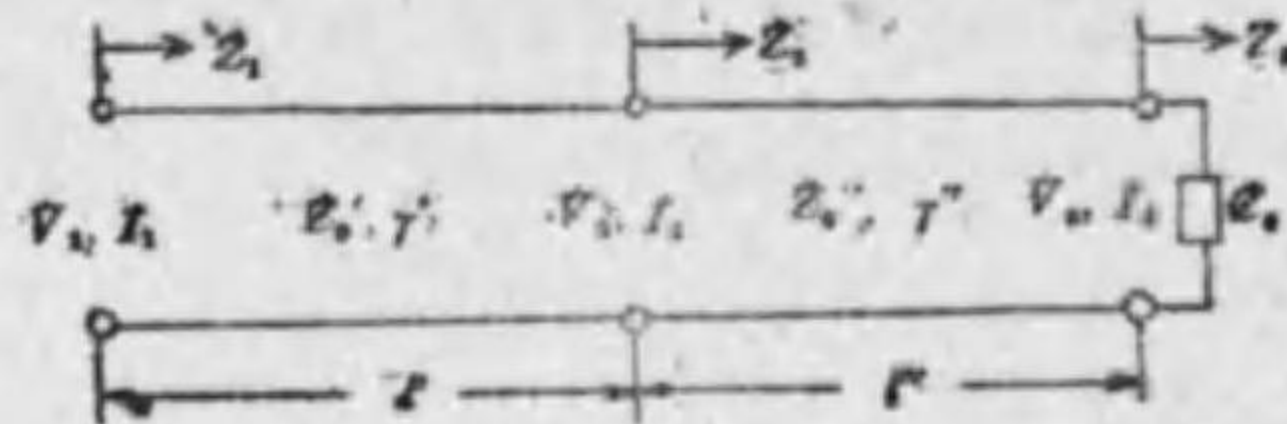
複合線路を手際よく解くには四端子回路網の縦横接続として解くか、或は又位置角を用ひて解くか何れかである。次に反射係数によつて反射現象を明かにし、反射波の合成によつて線路の傳播式を求めらる。

15 四端子定數 特性の異なる二つ或は二つ以上の線路を相互に接続して出来上つた線路を複合線路 (Composite line) と稱する。複合線

路は四端子網の縦横接続と見る事が出来るから、次の様にして電圧及び電流の関係を求める事が出来る。

第 41 圖

第 4.1 圖に於て第一の線路に對して次式が成立する。



$$\left. \begin{aligned} V_1 &= A'V_2 + B'I_2 \\ I_1 &= C'V_2 + A'I_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.1)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} A' &= \cosh \gamma' l \\ B' &= Z_0 \sinh \gamma' l \\ C' &= \sinh \gamma' l / Z_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.2)$$

而して第二線路に對しても同様な式が成立するから、之等より複合線路の四端子方程式を求めれば次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= A_1 V_2 + B_1 I_2 \\ I_1 &= C_1 V_2 + A_1 I_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.3)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= A'A'' + B'C'' = \cosh \gamma' \cosh \gamma'' + \frac{Z_0'}{Z_0} \sinh \gamma' \sinh \gamma'' \\ B_1 &= A'B'' + A''B' = Z_0'' \cosh \gamma' \sinh \gamma'' + Z_0' \sinh \gamma' \cosh \gamma'' \\ C_1 &= A'C'' + A''C' = \frac{1}{Z_0''} \cosh \gamma' \sinh \gamma'' + \frac{1}{Z_0'} \sinh \gamma' \cosh \gamma'' \\ A_2 &= A'A'' + B''C' = \cosh \gamma' \cosh \gamma'' + \frac{Z_0''}{Z_0'} \sinh \gamma' \sinh \gamma'' \end{aligned} \right\} \dots\dots(4.4)$$

之等の式から電流、電圧の関係を求める事が出来る。

16. 位置角による解法 位置角を用ひて複合線路を解くと次

の如く簡単になる。第 4.2 圖に於て AB 及 CD なる特性の異なる二つの線路が接続された場合 X' 點及 X'' 點の電圧及び電流を求めて見る。



第 42 圖

先づ受端の位置を  $\theta''$  とすれば

$$\theta'' = \tanh^{-1} \frac{Z_2}{Z_0''} \dots\dots\dots(4.5)$$

となり X'' 點及び C 點の位置角は夫々  $(\gamma'' x'' + \theta'')$  及び  $(\gamma'' l' + \theta'')$  となる。従つて C 點のインピーダンスは

$$Z_c = Z_0'' \tanh(\gamma'' l' + \theta'') \dots\dots\dots(4.6)$$

となる次に B 點の位置角は

$$\theta = \tanh^{-1} \frac{Z_c}{Z_0'} \dots\dots\dots(4.7)$$

となり、茲に C 點と B 點の位置角の異なる事は注意を要する。而して X 點及び A 點の位置角は夫々  $(\gamma' x + \theta)$  及び  $(\gamma' l + \theta)$  となる。従つて A 點の送端インピーダンスは

$$Z_1 = Z_0' \tanh(\gamma' l + \theta) \dots\dots\dots(4.8)$$

となる。斯くして各點の位置角が定つたら、A 點の電圧  $V_1$  及び D 點の受端インピーダンス  $Z_2$  が與へられれば、任意の點の電圧及び電流が計算出来る。此の場合 A 點の電流は勿論  $I_1 = V_1 / Z_1 = V_1 / [Z_0' \tanh(\gamma' l + \theta)]$  である。

先づ X' 點に於ける電圧、電流の関係を求めれば次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{V'_2}{V_1} &= \frac{\sinh(\gamma'x' + \theta')}{\sinh(\gamma'l + \theta')} \\ \frac{I'_2}{I_1} &= \frac{\cosh(\gamma'x' + \theta')}{\cosh(\gamma'l + \theta')} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.9)$$

次に  $X''$  點に於ける電壓、電流の關係を求めれば次の通りである。

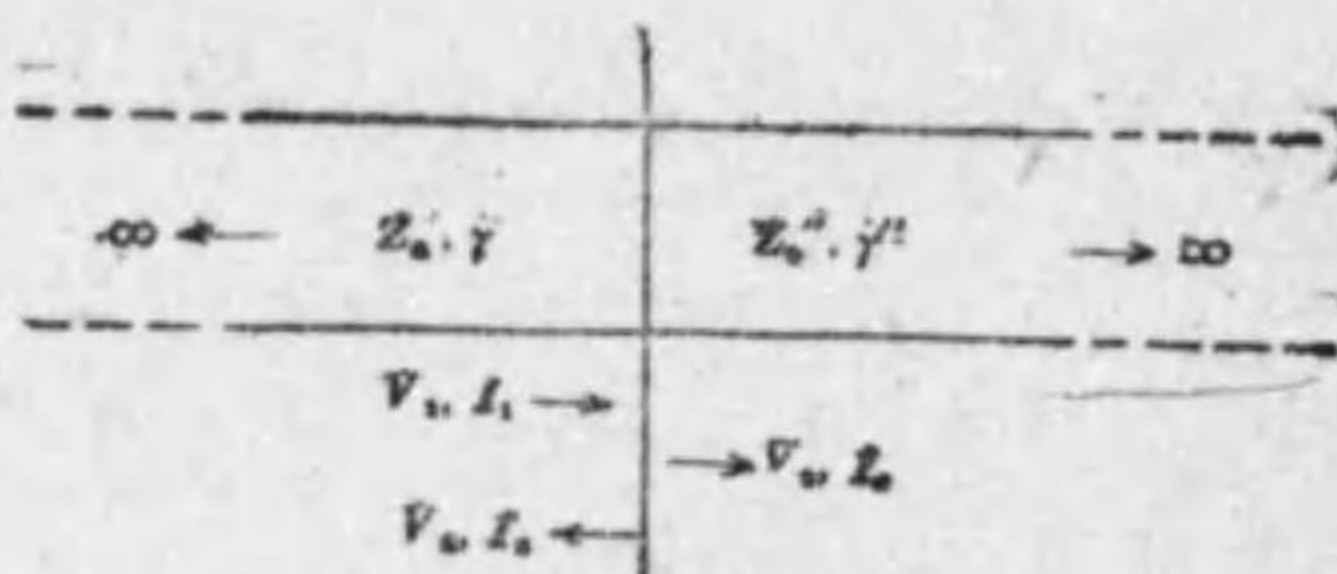
$$\left. \begin{aligned} \frac{V''_2}{V_1} &= \frac{V_2}{V_1} \cdot \frac{V''_2}{V_2} = \frac{\sinh\theta'}{\sinh(\gamma'l + \theta')} \cdot \frac{\sinh(\gamma'x'' + \theta'')} \\ \frac{I''_2}{I_1} &= \frac{I_2}{I_1} \cdot \frac{I''_2}{I_2} = \frac{\cosh\theta'}{\cosh(\gamma'l + \theta')} \cdot \frac{\cosh(\gamma'x'' + \theta'')} \end{aligned} \right\} \dots\dots(4.10)$$

即ち複合線路上の任意の點に於ける電壓及び電流は上述の如くにして極めて容易に求める事が出来る。斯くして位置角を利用すれば考へ方を整理する事が出来、従つて計算が簡単になる。三つ以上の異なる線路から成る複合線路に於ても全く同様にして計算が出来る。

### 17. 反射現象 第 4.3 圖に示す如く特性の異なる半無限長の線路

を接続せる場合を考へ、

其の特性インピーダンス及び傳播定數を夫々  $Z'_0, \gamma'$ 、 $Z''_0, \gamma''$  とする。而して入射波、透過波、反射波の電壓及び電流の夫々を



第 43 圖

$V_1, I_1, V_2, I_2, V_r, I_r$  とする。然る時は

$$\left. \begin{aligned} V_2 &= V_1 + V_r \\ I_2 &= I_1 + I_r \\ V_1 &= I_1 Z'_0, \quad V_2 = I_2 Z''_0, \quad V_r = -I_r Z'_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.11)$$

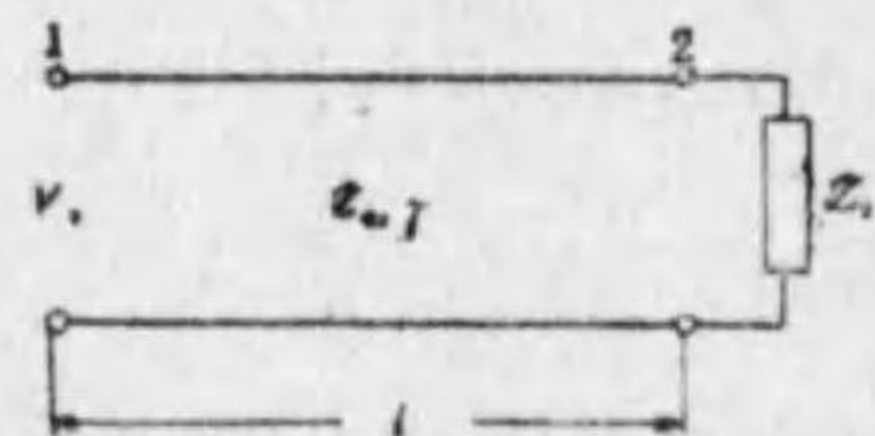
扱て之等の式から次の關係を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_2}{V_1} &= \frac{Z''_0 - Z'_0}{Z''_0 + Z'_0} = m && \text{電壓の反射係數} \\ \frac{V_2}{V_1} &= \frac{2Z''_0}{Z''_0 + Z'_0} = 1+m && \text{電壓の透過係數} \\ \frac{I_2}{I_1} &= \frac{Z'_0 - Z''_0}{Z''_0 + Z'_0} = -m && \text{電流の反射係數} \\ \frac{I_2}{I_1} &= \frac{2Z'_0}{Z''_0 + Z'_0} = 1-m && \text{電流の透過係數} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.12)$$

上式に於て  $Z'_0$  の線路端が開放された場合は  $Z''_0 = \infty$  であつて、 $m=1$  となり、短絡された場合は  $Z''_0 = 0$  であつて  $m=-1$  となる。又インピーダンス整合の場合は  $Z'_0 = Z''_0$  であつて  $m=0$  となり、反射は起らない。

### 18. 反射波の合成 特性イン

ピーダンス  $Z_0$ 、傳播定數  $\gamma$ 、長さ  $l$  なる線路のインピーダンスを接続せる場合、反射波が如何に合成されるかを考へる。



第 44 圖

送端に加へられた電壓  $V_1$  は受端に於

て  $V_2 e^{-\gamma l}$  となり、此處で反射される電壓は  $m V_2 e^{-\gamma l}$  である。此の反射波が送端に到れば  $m V_2 e^{-2\gamma l}$  となり、次に電源のインピーダンスは小なるを以て送端に於いては短絡として反射し、 $-m V_2 e^{-2\gamma l}$  となる。之が受端に於いて  $-m V_2 e^{-3\gamma l}$  となり、更に反射して  $-m^2 V_2 e^{-3\gamma l}$  となる。追つて斯くの如くして受端に於ける電壓  $V_2$  は次の如くなる。

$$\begin{aligned} V_2 &= V_2 e^{-\gamma l} + m V_2 e^{-\gamma l} - m V_2 e^{-3\gamma l} + m^2 V_2 e^{-3\gamma l} + \dots\dots \\ &= V_2 e^{-\gamma l} (1+m) [1 - m e^{-2\gamma l} + m^2 e^{-4\gamma l} + \dots\dots] \\ &= V_2 e^{-\gamma l} (1+m) \frac{1}{1 - m e^{-2\gamma l}} \end{aligned}$$



然るに

$$m = \frac{Z_2 - Z_0}{Z_0 + Z_2} \dots\dots\dots (4,13)$$

なるを以て

$$V_2 = \frac{V_1 Z_2}{Z_0 \sinh \gamma l + Z_2 \cosh \gamma l} \dots\dots\dots (4,14)$$

即ち

$$V_1 = V_2 \cosh \gamma l + \frac{V_2 Z_2}{Z_0} \sinh \gamma l \dots\dots\dots (4,15)$$

を得る。之は (3,7) 式と全く同様である。電流に關しても同様に取扱ふ事が出来るのであつて、計算によつて次式を得る。

$$I_1 = I_2 \cosh \gamma l + \frac{I_2 Z_2}{Z_0} \sinh \gamma l \dots\dots\dots (4,16)$$

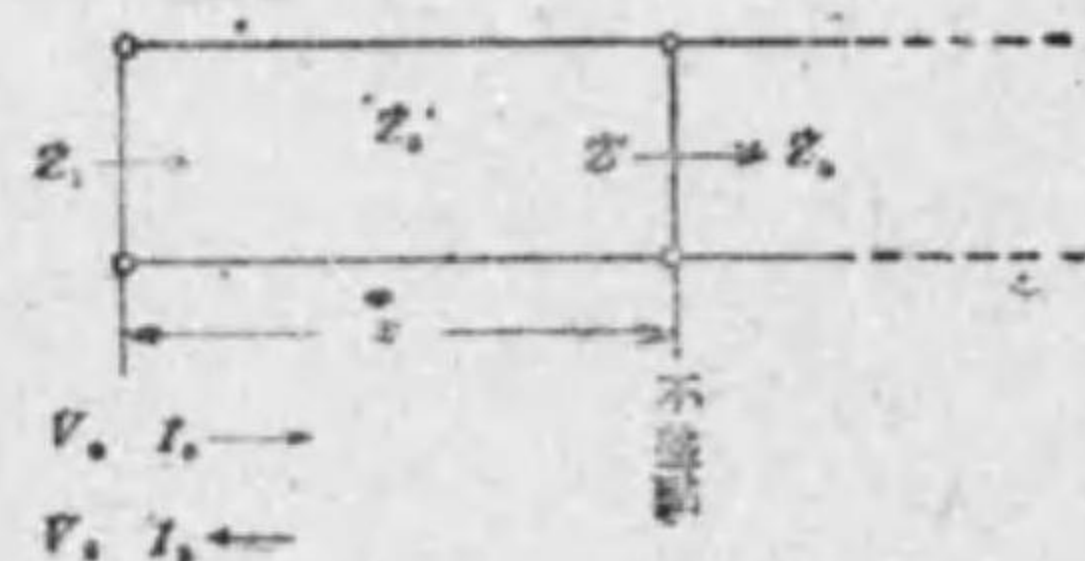
### 19. 線路に於ける不整點の影響

線路に沿ふて如何なる部分に於ても抵抗、インダクタンス、漏洩コンダクタンス、静電容量が常に一定なる時は、第二章に於て取扱つた様な關係が成立する。又線路が充分長い場合、或は特性インピーダンスに等しいインピーダンスを以て線路を終端せる場合には送端インピーダンスは特性インピーダンスに等しく反射は起らない。然し線路に於て任意の個所に不整點がある時は反射が起り電壓或は電流は線路の始端に戻つて来る。

第 45 圖

線路の特性インピーダンスを  $Z_0$ 。

傳播定數を  $\gamma$  とする。而して線路の始端から  $x$  なる距離に不整點がある場合には、不整點より先の線路のインピーダンスは宛かも  $Z_0$  から  $Z'$



に變化したかの如く作用する。

此の場合不整點に於ける反射係數は

$$m = \frac{Z' - Z_0}{Z_0 + Z'}$$

故に送端に於ける最初の電壓及び電流を  $V_0, I_0$  とすれば、線路の送端に戻つて来る電壓  $V_2$  及び電流  $I_2$  は

$$\left. \begin{aligned} V_2 &= V_0 m e^{-2\gamma x} \\ I_2 &= -I_0 m e^{-2\gamma x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4,17)$$

である。而して

$$\log_e \frac{V_0}{V_2} = \log_e \frac{1}{m} + 2\gamma x \dots\dots\dots (4,18)$$

を反響傳播量 (Echo-Ubertragungsmass) と呼び、其の實數部

$$b_e = \log_e \left| \frac{V_0}{V_2} \right| = \log_e \left| \frac{1}{m} \right| + 2\beta x \dots\dots\dots (4,16)$$

を反響減衰量 (Echo-dämpfung) と呼ぶ。即ち反響減衰量は特性インピーダンス  $Z_0$  を標準として、之と異なる  $Z'$  との間の反射電壓或は電流を考へて定義される。若し  $Z_0$  の代りにインピーダンス  $Z_m$  を有する回路網にて置き換へ、此の  $Z_m$  と  $Z'$  との間の反射を考へる時には、之を不整合減衰量 (Nachbildungs-sfehlerdämpfung) と呼ぶ。尙

$$b_r = \log_e \left| \frac{1}{m} \right| = b_e - 2\beta x \dots\dots\dots (4,19)$$

を逆流減衰量 (Rückflüssdämpfung) と呼ぶ。

次に送端に於ける全電壓及び全電流は入射部分と反射部分とを加へて

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_0 + V_2 = V_0 (1 + m e^{-2\gamma x}) \\ I_1 &= I_0 + I_2 = I_0 (1 - m e^{-2\gamma x}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4,21)$$

であるから、送端に於ける入力インピーダンスは

$$Z_1 = \frac{V_1}{I_1} = \frac{V_0(1+me^{-2\gamma x})}{I_0(1-me^{-2\gamma x})} = Z_0 \frac{1+me^{-2\gamma x}}{1-me^{-2\gamma x}} \dots\dots\dots(4,22)$$

之より

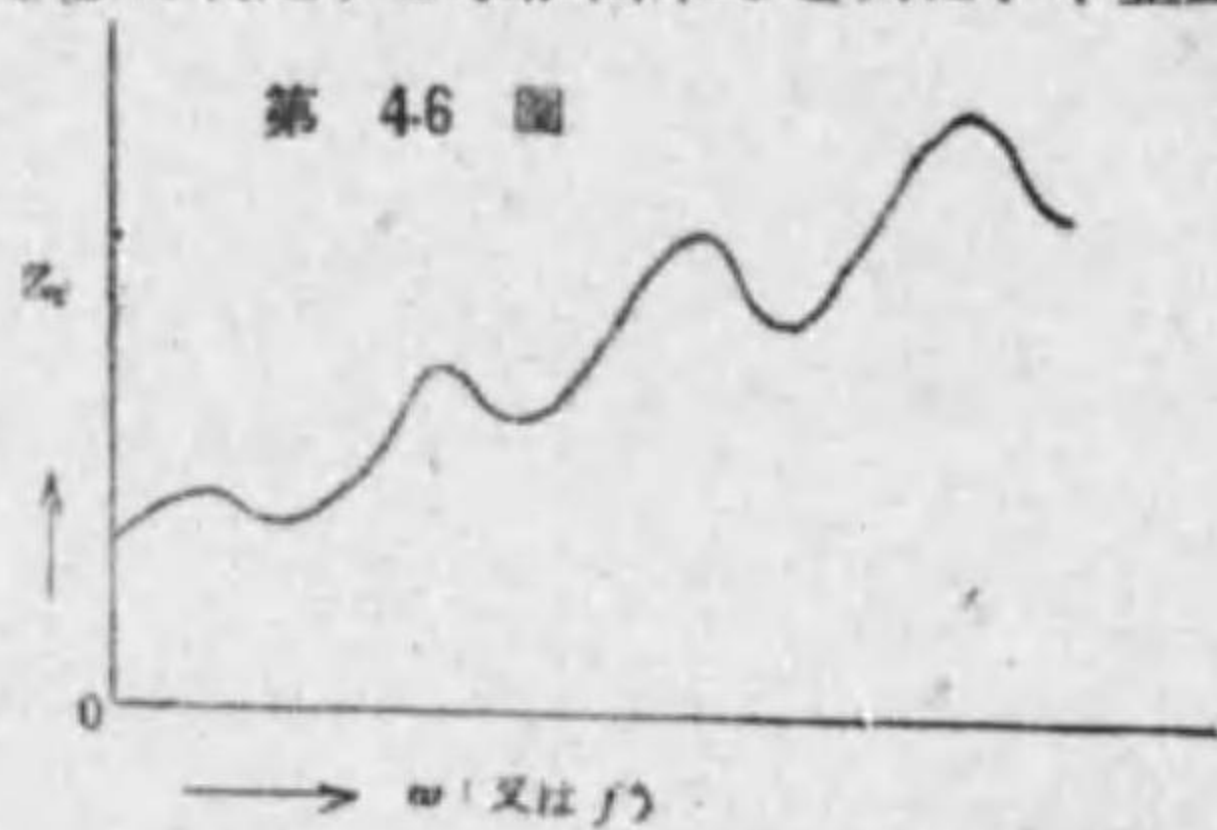
$$\frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = me^{-2\gamma x} \dots\dots\dots(4,23)$$

を得る。即ち受端に於ける反射係数  $m$  を送端に移して考えると  $me^{-2\gamma x}$  となるのである。又 (4,22) 式に於て  $m$  が小にして  $\gamma$  が大なる場合は

$$Z_1 \approx Z_0(1+2me^{-2\gamma x})$$

なる關係を得る。故に  $Z_1$  の抵抗部とリアクタンス部は  $e^{-2\gamma x}$  なる因数の爲に第 4.6 圖に示す如く周波数の變化に伴ひ平均曲線の上下に波を打つて所謂インピーダンス偏差 (Impedance deviation) を生ずる。斯くして  $Z_1$  を測定する事によつて線路の均等性を判定する事が出来ると共に、不整點迄の距離  $x$  を知る事が出来る。

インピーダンス偏差は線路の減衰量が大となる程小となる。従つて相當長い個所に不整點があると入力インピーダンスは特性インピーダンスに



等しくなつて偏差が生じなくなる。即ち 2 ネーバー以上の場合はインピーダンス偏差を無視する事が出来るのである。

### 第 5 章 表皮作用及近接作用

#### 20. 表皮作用 (Skin effect)

一條の圓導線を考へ其の歸線は遙に遠方にあつて交流分布は、其の影

響を受けない場合、導体内に於ける電流分布は一般に一樣でなく、電流密度は表皮の所で最大となり、内部に至るに従つて小となり、且其の位相も



第 5.1 圖

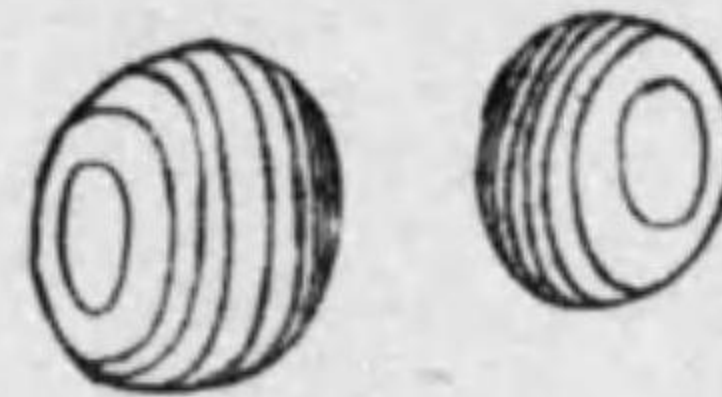
遅れる。之を示せば第 5.1 圖の通りである。

此の作用を表皮作用と稱し周波数の増加と共に此の傾向は著しくなる。

周波数が極めて大なる時は電流は殆んど表面のみに集る。此の表皮作用は導體の斷面積を實効的に縮小する働きをなすから導體のインピーダンスは周波数の増加と共に變化する。即ち周波数が増せば導體の實効抵抗は増加し實効インダクタンスは減少する。

#### 21. 表皮作用及び近接作用 (Proximity effect)

今迄は空間に 1 條の圓導線が存在する場合のみに就て考へたが、空間に 2 條の圓導線が存在する場合には表皮作用の外に近接作用が起る。即



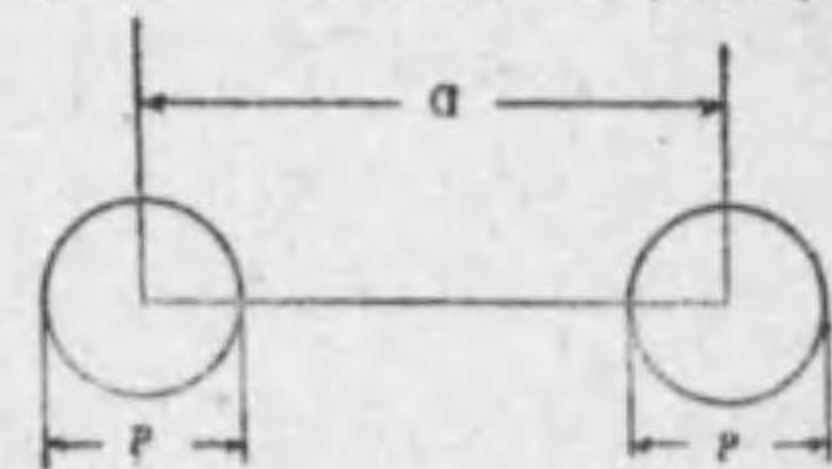
第 5.2 圖

ち此の場合には第 5.2 圖に示す如く電流密度は圓導線の表面に至るに従ひ増加する (表皮作用) と共に、歸線の影響を受けて電流が相互に接近し合つた表面に於て電流密度が特

に大となる (近接作用)。

故に導體の實効抵抗も表皮作用による實効抵抗の増加と近接作用による實効抵抗の増加とに分けて考へる事が出来る。之等を數學的に取扱ふ事は相當面倒である。

然し乍ら Butter-worth は數値計算によつて實用に便利な次の公式を導いてゐる。即ち第 5.3 圖に於て各導線の直徑を



第 5.3 圖

$d$  とし、兩導線の中心距離を  $D$  とすれば全實効抵抗  $R_T$  は

$$R_f = R_0 \left( 1 + F(Z) + \frac{G(Z)}{1 - \frac{d^2}{L^2} H(Z)} \cdot \frac{d^2}{D^2} \right) \dots\dots\dots(5.1)$$

である。

茲に  $R_0$  = 直流抵抗

$$Z = 2\sqrt{\frac{\omega}{R_0}}$$

$F(Z)$  = 表皮作用による抵抗の増加を示す量

$G(Z), H(Z)$  = 近接作用による抵抗の増加を示す量

### 第 6 章 装荷ケーブル

#### 22. 装荷の理論 均一線路の減衰定数 $\beta$ は第三章に於て述べ

たる如く

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(L^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} + \frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC)} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2} \omega RC \left\{ \sqrt{\left(1 + \frac{\omega^2 L^2}{R^2}\right) \left(1 + \frac{G^2}{\omega^2 C^2}\right)} + \left(\frac{G}{\omega C} - \frac{\omega L}{R}\right) \right\}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2} \omega RC \left\{ \sqrt{1 + \frac{\omega^2 L^2}{R^2} + \frac{G^2}{R^2 C^2} + \frac{L^2 G^2}{R^2 C^2}} + \left(\frac{G}{\omega C} - \frac{\omega L}{R}\right) \right\}} \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\text{今 } LG = CR \dots\dots\dots(6.2)$$

なる条件を (6.1) 式に代入すると

$$\frac{L^2 G^2}{C^2 R^2} = 1, \quad \frac{LG}{CR} = 1$$

となる故 (6.1) 式は

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} \omega CR \left\{ \sqrt{\frac{\omega^2 L^2}{R^2} + 2 \frac{LG}{CR} + \frac{G^2}{\omega^2 C^2}} + \left(\frac{G}{\omega C} - \frac{\omega L}{R}\right) \right\}}$$

$$\begin{aligned} &= \sqrt{\frac{1}{2} \omega CR \left( \frac{\omega L}{R} + \frac{G}{\omega C} + \frac{G}{\omega C} - \frac{\omega L}{R} \right)} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2} \omega CR \cdot 2 \frac{G}{\omega C}} \\ &= \sqrt{GR} \dots\dots\dots(6.3) \end{aligned}$$

更に(6.1)式の  $\beta$  と(6.3)式の  $\beta$  とを比較するに、その差は前者の  $\left(1 + \frac{G^2 L^2}{R^2 C^2}\right)$  の代りに後者では  $\left(2 \frac{LG}{CR}\right)$  を代入した点にある。

兩者の比を取つて

$$\frac{1 + \frac{G^2 L^2}{R^2 C^2}}{2 \frac{LG}{CR}} = \frac{1}{2} \left( \frac{CR}{LG} + \frac{LG}{CR} \right) \dots\dots\dots(6.4)$$

若し (6.4) > 1 ならば

$$(6.1) \text{ の } \beta > (6.3) \text{ の } \beta$$

なる事明らかなり、今

$$\frac{CR}{LG} = \sqrt{x}$$

と置けば (6.4) 式は

$$F(x) = \frac{1}{2} \left( \sqrt{x} + \frac{1}{\sqrt{x}} \right) \dots\dots\dots(6.5)$$

$F(x)$  の極小の条件を求める爲に  $\frac{dF(x)}{dx} = 0$  より  $x = 1 (LG = CR)$  を得、而も  $F(x) = 1$  となる。

従つて (6.4) なる比は常に 1 より大なることを知る。即ち (6.2) なる条件の下に於ては (6.3) 式の  $\beta$  は周波数に無関係なるは勿論のこと、且  $\beta$  として極小の値を示すことを知る。

次に位相定数を考ふるに

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} \{ \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} - (GR - \omega^2 LC) \}}$$

$$= \sqrt{\frac{1}{2} \{ \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} + (GR - \omega^2 LC) \} - (GR - \omega^2 LC)}$$

(6,2) の条件を代入すると

$$\alpha = \sqrt{GR - (GR - \omega^2 LC)}$$

$$= \omega \sqrt{LC} \dots \dots \dots (6.6)$$

従つて速度

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \dots \dots \dots (6.7)$$

斯の如く位相定数  $\alpha$  は周波数に正比例し、且つ傳播速度は周波数に無關係に一樣となる。之を要するに (6,2) の如き条件が線路定数の間に成立すれば、減衰定数  $\beta$  は周波数に無關係で、而も極小且位相定数  $\alpha$  は周波数に正比例し、波の速度は周波数に無關係に一樣となる。斯る場合には送端の電流波形と受端の電流波形とは完全に一致する。此の  $LG = CR$  なる条件をヘビサイド Heaviside) の無歪条件 (Distortionless Condition) と稱する。所が實際の線路では容量が大きい爲  $LG$  に比し  $CR$  は著しく大きい。特にケーブルでは此の傾向が著しい。従つて上述の無歪条件を遠ざかる事となる。之に近づかしむるには  $L$  或は  $G$  を大にしなければならぬが  $G$  を大にすることは徒に  $\beta$  の極小値  $\sqrt{RG}$  を大とする故不適當である。

従つて  $L$  を増加するの外はない。斯く線路のインダクタンスを附加的に増して傳播特性を無歪条件に近からしむることを装荷 (Loading) するといふ。

然し乍ら茲に注意すべきはヘビサイドの云ふ無歪状態とは分布定数回路即ち一樣なる線路の傳播式を満足しつゝ  $L$  を増した状態を指す事である

即ち減衰定数が最小にして而も周波数の零高周波に至る迄完全に一定となると云ふ無歪状態は、一樣なる線路の分布インダクタンスを増加した場合に成立するのである。故に之以上の理想的傳播方法は他には絶対にないのである。

無歪状態を実現せんとして二つの方法が提案された。其の一は 1900 年 M. Pupin によつて發明せられた線路装荷方式であり、其の二は之に數年遅れて C. E. Krarup によつて發明せられた連續装荷方式である。前者はケーブル線路に於て 2 軒前後の間隔を置いて適當なるインダクタンスを有する線路を挿入せんとする方式であつて、後者は磁性體を線状又は帶状としてケーブル心線上に捲く方式である。即ち何れの方式も見掛け上は  $L$  を増加して無歪状態に近づけてゐる。然し乍ら上述の二方式共ヘビサイドの云ふ理想的無歪状態を完全に満足する方式であるとは決して云ひ得ない

### 23. 装荷の實際

ケーブル線路のインダクタンスを附加的に増す方法として次の二方法が實際に用ひられてゐる。

1 平等或は連續装荷 (Uniform, Continuous or Krarup loading) 磁性材料より成る線又は帶を導體上に密に捲くことに依つて線路のインダクタンスを人工的に増加せんとする装荷法を平等或は連續装荷と呼ぶ。此の方法は丁抹人 C. E. Crarup の發明に依る故、之を Krarup 装荷とも云ふ。

磁性體の材料としては最初は軟鐵を用ひたが、出来る丈インダクタンスを増し且出来る丈實効抵抗の増加を少くする爲、導磁率高く導電率低き材料を必要とするに至り、最近では多くの鐵ニッケル合金たる Permalloy を始めとし Mumetal, Perinvar, Invariant 等も用ひられる。之等の材料の導磁率は大體數百乃至數千である。導體上に磁性材料の線を捲く場合には導體上を磁性體の同心圓で包む事となり、導體と交る磁束が増加し従つて  $L$

が増加するのである。

磁束の歩みの角と磁性體線の歩みの角とを相等しいと假定し(實際は前者の歩みの方が小さい)之を  $\alpha$  とし、導體の直徑を  $d$ 、磁性體層の厚さを  $\delta$ 、導體に流れる電流の實効値を  $I$  とすれば、磁場の最大値は

$$H_m = \frac{4 \cos \alpha}{(d + \delta)} \cdot I \sqrt{2} \dots\dots\dots (6,8)$$

而してインダクタンスは磁性體線による全磁束によつて定めるのであつて、 $n$  を單位長當りの捲線數、 $A$  を磁性體線の斷面積、 $\mu$  を導磁率とすれば

$$L = 8 \cdot 10^{-4} \frac{n \mu A \cos \alpha}{d + \delta} H / Km \dots\dots\dots (6,9)$$

此の  $L$  はヒステリシスの爲電流の大きさに依つて變り

$$L' = L \left( 1 + 2 \frac{\nu}{\mu} H_m \right) \dots\dots\dots (6,10)$$

但し  $\nu$  は物質によりて定る定數である。

次に磁性體中に生ずる渦流損失、ヒステリシス損失及び磁氣粘性損失によつて實効抵抗は増加する。此の中渦流損失は最も大であつて圓形斷面の磁性體線に於ては渦流抵抗は

$$R_e = \frac{\pi}{8} \cdot 10^{-4} \mu \sigma \delta^2 \omega^2 L \dots\dots\dots (6,11)$$

但し  $\sigma$  は鐵の導電率を表す。

渦流抵抗は周波數の二乗に比例して増加するから高周波では實効抵抗が著しく増加する。

此の實効抵抗の増加を防ぐため磁性體線の太さを細くし其の代り二層又は三層とする。又珪素線は軟鐵の導電率の約  $1/4 \sim 1/5$  であるから珪素線を用ひれば渦流損は小となる。

ヒステリシス損失及び磁氣粘性損失は渦流損に比して小さい。ヒステリ

シス抵抗は次式で表される。

$$R_A = \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{\nu}{\mu} \omega L H_m \dots\dots\dots (6,12)$$

磁氣誘導の方向は大體磁性體線の軸と一致する故之を縦及横の成分に分解する時は縦の方向の誘導は導體に沿ふ磁束を形成する。此の磁束は鉛波等の外被導體中に渦流を生じ之も亦損失となる。之を防ぐ一つの方法は磁性體線を二層逆方向に巻くことである。

連續裝荷ケーブルは之と同様な電氣的特性を有する線輪裝荷ケーブルに比して高價である。従つて特殊の深海ケーブル以外には餘り用ひられないのみならず磁性體線を導體上に巻く爲回線中に不整點を生じ易く、且特性インピーダンスの偏差を増し漏話を大ならしめる等の傳送上の缺陷がある又雷電により或は不注意に大電流を流入せしめることに依つて磁性體を退磁或は磁化せしめ障害の原因となり易いことが幾多の實例によつて明になつた。故に連續裝荷法は海底ケーブルに用ひられる場合であつても最善の方法とは云ひ難い。

2 線輪裝荷 (Coil, lumped or Pupin loading) 線輪裝荷とは、一定間隔を以て線路にインダクタンス線輪を人工的に増し、無歪の状態に近づかしめんとするのである。此の方法は 1900 年米國コロンビヤ大學教授 M.L. Pupin によつて發明されたもので、Pupin loading と稱せられる。



第 6.1 圖

一般に第 6.1 圖に示す如く裝荷區間 (loading section) を  $S$  とすれば線輪裝荷線路の兩端は  $S/2$  で始まる。

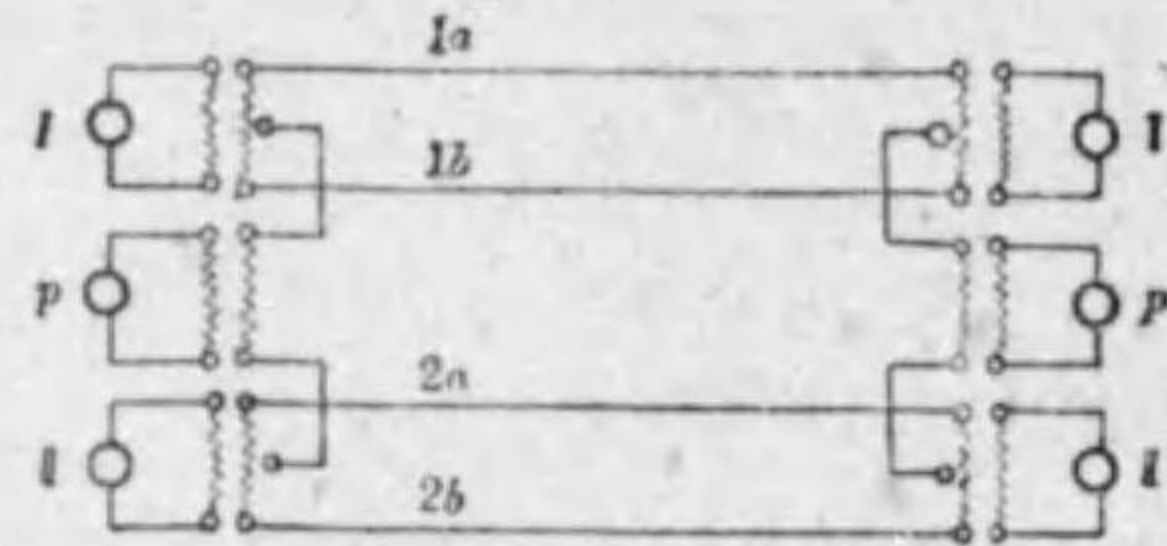
装荷線輪は二つの同様な巻線より成り其の各々を各心線に挿入し平衡を保たしめる。二つの巻線は共通の磁心の上に巻き磁心の性質が平衡に影響するのを防ぐ。磁心としては昔は鉄線心を用ひたが、其後壓粉鐵心 ( $\mu=30\sim 50$ ) を用ふる様になつた。

壓粉鐵心は鐵粉を接合剤と共に 10,000 氣壓前後の高壓の下に輪狀に壓縮して造る。斯の如く鐵を微細に分割すると渦流損が著しく減少し、且インダクタンスが磁場によつて餘り變化しなくなる。

最近では Dust permalloy (Fe22%, Ni78%の合金、 $\mu=70\sim 90$ ) 特殊の壓粉鐵心 (例へば獨逸の Siemafer,  $\mu=50\sim 60$ , Sirfer, Simaperm等) Isopern (Fe40~60%, Ni少量の Al 或は Cu より成る合金、 $\mu=60\sim 100$ ) が發明せられた。

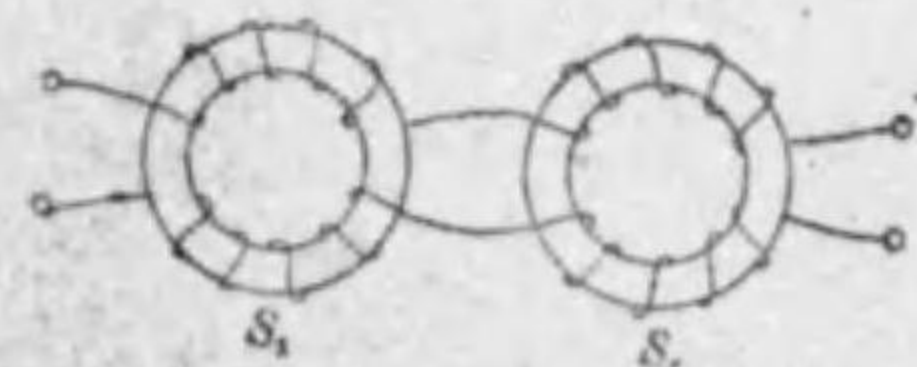
最近我が國でもセンダスト (Sendust Fe, 少量の Si 及び Al の合金) なる優秀なる鐵心材料が發明されるに到つた。

一般に市外ケーブルは第 6.2 圖の如く所謂クワッド (Quad) が構成される。即ち四つの相互に燃合された心線から三つの通話回線が出来る。I 及び II を



第 6.2 圖

側回線 (實回線 side circuit) I' を重信回線 (phantom circuit) と呼ぶ。

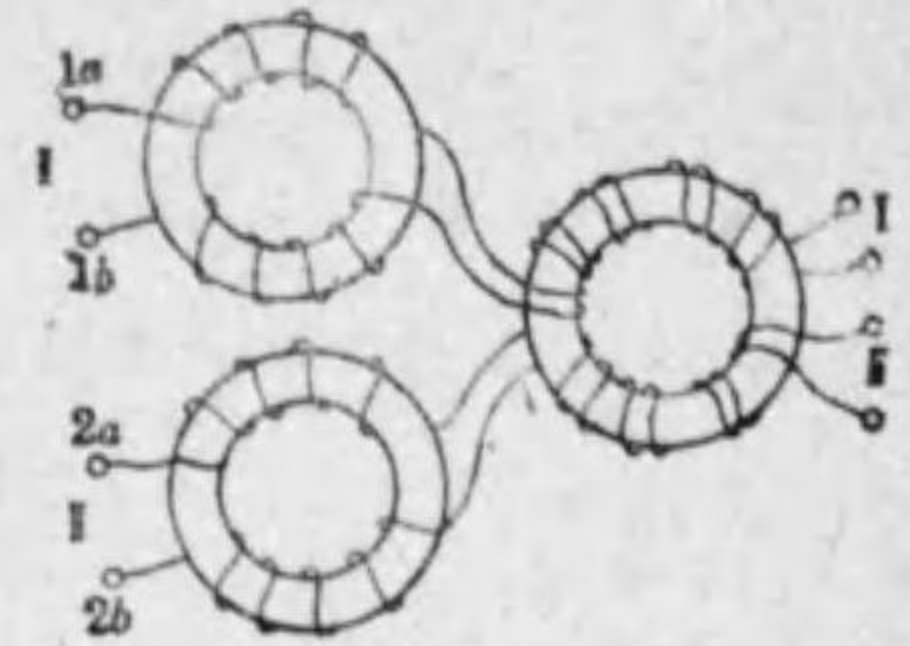


第 6.3 圖

各側回線には第 6.3 圖に示す如き線輪を挿入する。線輪  $S_1$  は實回線のみ有効となり、線輪  $S_2$  は重信回線のみ有効となる。従つて一つの装荷點

には 1 クワッドにつき四個の線輪が必要となる。

次で Campbell 氏及び Shaw 氏は第 6.4 圖の如く三つの線輪でクワッドの装荷を行つた。二つの重信用線輪は一つの鐵心の上に巻かれ従つて重信回線同様となる。重信回線は電氣的には普通の側回線同様でその抵抗は側回線の  $\frac{1}{2}$  である。

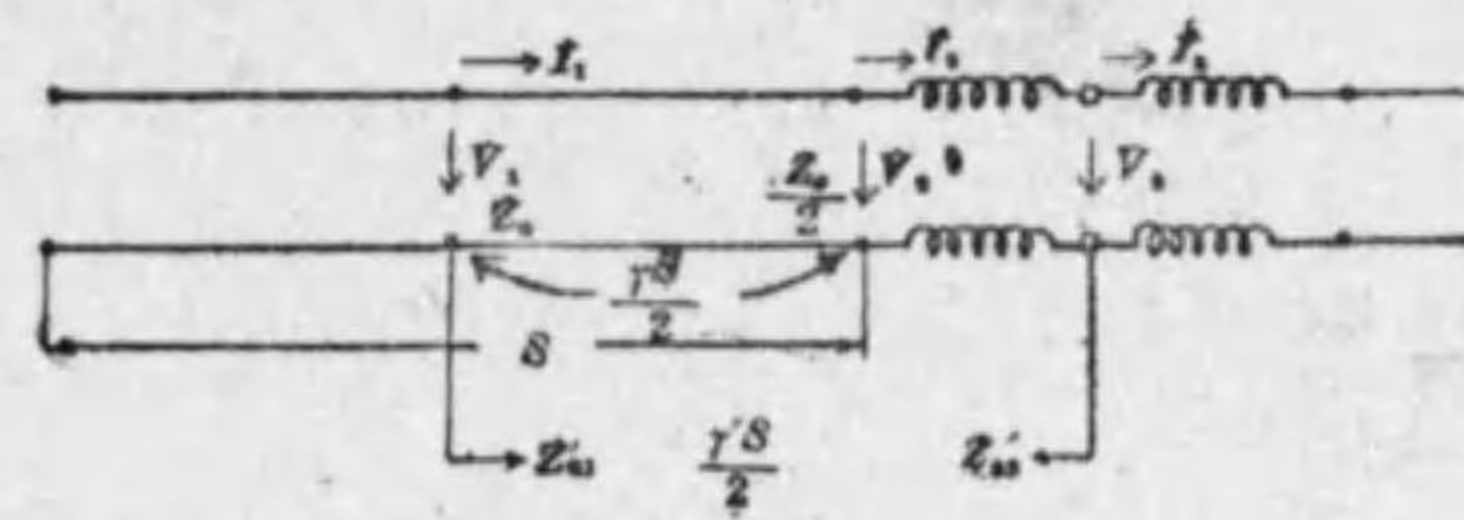


第 6.4 圖

現在市外電話ケーブルの線輪装荷方法に米國式と獨乙式の二種がある。日本は米國式を採用して來た。

### 2.4. 輪線装荷線路の傳送特性

線輪装荷線路の傳送特性を計算する方法は色々あるが、次の様に半區間及半線輪の回路を計算の基礎に置く方法が最も一般的である。



第 6.5 圖

第 6.5 圖に於て線路半區間 ( $\frac{S}{2}$ ) と半線輪を以て計算の單位となる四端子回路と考へる

装荷せざる前の線路の特性インピーダンスを  $Z_0$ 、傳播定數を  $\gamma$ 、装荷線輪のインピーダンスを  $Z_0'$ 、装荷間隔を  $S$  とし、線輪装荷の傳播定數  $\gamma'$ 、半區間インピーダンス (Mid-section impedance)  $Z_{0s}'$ 、半線輪インピーダンス (Mid-wheel impedance)  $Z_{0s}$  を計算する。茲に半區間インピーダンスとは装荷區間のケーブルの中點から見たるインピーダンスであつて、半線輪インピーダンスとは装荷線輪の中點から見たるインピーダンスである。

四端子回路網の方程式を適用して

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \cosh \frac{\dot{\gamma} S}{2} V_2 + Z_0 \sinh \frac{\dot{\gamma} S}{2} I_2 \\ I_1 &= \cosh \frac{\dot{\gamma} S}{2} I_2 + \frac{1}{Z_0} \sinh \frac{\dot{\gamma} S}{2} V_2 \\ V_2 &= V_1 + \frac{Z_0}{2} I_1 \\ I_2 &= I_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.13)$$

上式より  $V_2, I_2$  を消去すれば

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \cosh \frac{\dot{\gamma} S}{2} V_1 + \left( Z_0 \sinh \frac{\dot{\gamma} S}{2} + \frac{Z_0}{2} \cosh \frac{\dot{\gamma} S}{2} \right) I_1 \\ I_1 &= \frac{1}{Z_0} \sinh \frac{\dot{\gamma} S}{2} V_1 + \left( \cosh \frac{\dot{\gamma} S}{2} + \frac{Z_0}{2Z_0} \sinh \frac{\dot{\gamma} S}{2} \right) I_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.14)$$

一般に四端子回路に於て

(第 6.6 圖) 送端  $a, b$  に  $Z_{01}$

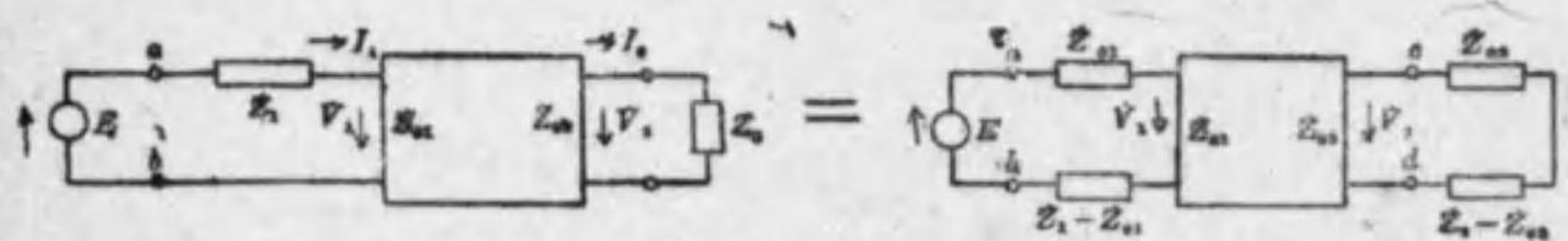
を、受端  $c, d$  に  $Z_{02}$  を接続

した場合の  $a, b$  から受端を

見たインピーダンスが  $Z_{01}$ ,  $cd$  から送端を見たインピーダンスが  $Z_{02}$  である様な  $Z_{01}, Z_{02}$  を映像インピーダンスと云ふ。

此の場合に四端子と送受端インピーダンス間に反射のない条件が保たれる譯で  $Z_{01}, Z_{02}$  及び伝送量  $\theta$  が四端子の特性を表はす事になる。

一般に送端に  $Z_1$ , 受端に  $Z_2$  を接続した場合



第 6.7 圖

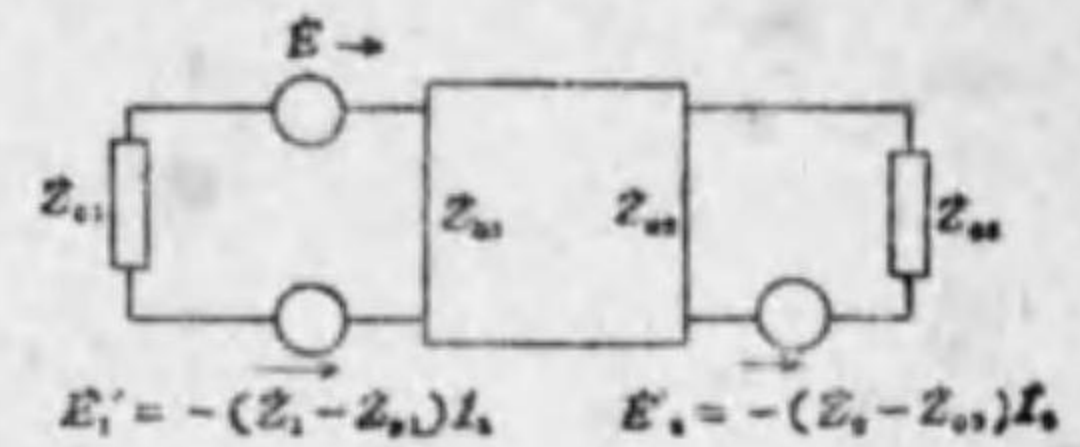
映像インピーダンス  $Z_{01}, Z_{02}$  を導入すれば第 6.7 圖の如き等価回路を考

へる事が出来る。

$Z_1 - Z_{01}, Z_2 - Z_{02}$  に於ける電圧降下は  $E$  と反対方向に働く逆起電力  $-(Z_1 - Z_{01})I_1, -(Z_2 - Z_{02})I_2$  として第 6.8 圖を得る。

$E$  及  $E_1'$  による送端電流  $I_1'$  は

$$\begin{aligned} I_1' &= \frac{E - (Z_1 - Z_{01})I_1}{2Z_{01}} \\ &= \frac{V_1}{2Z_{01}} + \frac{I_1}{2} \end{aligned} \quad (6.15)$$



第 6.8 圖

$E_2'$  による送端電流  $I_1''$  は

$$I_1'' = \frac{-(Z_2 - Z_{02})I_2}{2Z_{01}} e^{-\theta_{21}} \dots\dots\dots (6.16)$$

$$I_1 = I_1' + I_1'' = \frac{V_1}{2Z_{01}} + \frac{I_1}{2} + \frac{(Z_{02} - Z_2)I_2}{2Z_{02}} e^{-\theta_{21}} \dots\dots\dots (6.17)$$

$$I_1 = \frac{V_1}{Z_{01}} + I_2 e^{-\theta_{21}} - \frac{V_2}{Z_{02}} e^{-\theta_{21}} \dots\dots\dots (6.18)$$

$$I_2 = \frac{V_1}{Z_{01}} e^{-\theta_{12}} + I_1 e^{-\theta_{12}} - \frac{V_2}{Z_{02}} \dots\dots\dots (6.19)$$

$$V_1 = \frac{Z_{01}}{Z_{02}} \frac{\epsilon^{\theta_{12}} + \epsilon^{-\theta_{21}}}{2} V_2 + Z_{01} \frac{\epsilon^{\theta_{12}} - \epsilon^{-\theta_{21}}}{2} I_2 \dots\dots\dots (6.20)$$

可逆の定理によつて  $ab$  端に  $E$  を作用せしめた時  $cd$  に流れる電流は  $cd$  端に  $E$  を作用せしめた時に  $ab$  端に流れる電流に等しい故

$$\left. \begin{aligned} \frac{E}{2Z_{01}} \epsilon^{-\theta_{12}} &= \frac{E}{2Z_{02}} \epsilon^{-\theta_{21}} \\ \frac{\epsilon^{-\theta_{12}}}{Z_{01}} &= \frac{\epsilon^{-\theta_{21}}}{Z_{02}} \\ \frac{Z_{01}}{Z_{02}} &= \epsilon^{-\theta_{12} + \theta_{21}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.21)$$

更に

$$\theta = \frac{\theta_{12} + \theta_{21}}{2} \dots\dots\dots (6.22)$$

とすれば

$$\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \epsilon^{\theta_{12}} \pm \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} \epsilon^{-\theta_{21}} = \epsilon^{\theta} \pm \epsilon^{-\theta} \dots\dots\dots (6.23)$$

故に (6.21) (6.22) (6.23) を (6.20) に代入すれば

$$\begin{aligned} V_1 &= V_2 \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} \cosh \theta + I_2 \sqrt{Z_{01} Z_{02}} \sinh \theta \\ &= \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} \{ V_2 \cosh \theta + I_2 Z_{02} \sinh \theta \} \dots\dots\dots (6.24) \end{aligned}$$

同様に

$$I_1 = \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \{ I_1 \cosh \theta + \frac{V_2}{Z_{02}} \sinh \theta \} \dots\dots\dots (6.25)$$

茲に於て装荷線路と比較すれば (6.14) と (6.24) (6.25) を對照して  $\theta$

は  $\gamma' S$  に相當する事が分る。

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} \cosh \frac{\gamma' S}{2} &= \cosh \frac{\gamma S}{2} \\ \sqrt{Z_{01} Z_{02}} \sinh \frac{\gamma' S}{2} &= Z_0 \sinh \frac{\gamma S}{2} + \frac{Z_c}{2} \cosh \frac{\gamma S}{2} \\ \frac{1}{\sqrt{Z_{01} Z_{02}}} \sinh \frac{\gamma' S}{2} &= \frac{1}{Z_0} \sinh \frac{\gamma S}{2} \\ \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \cosh \frac{\gamma' S}{2} &= \cosh \frac{\gamma S}{2} + \frac{Z_c}{2Z_0} \sinh \frac{\gamma S}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.26)$$

(6.26) 式の第一式と第四式を相乗すれば

$$\begin{aligned} \left( \cosh \frac{\gamma' S}{2} \right)^2 &= \left( \cosh \frac{\gamma S}{2} \right)^2 + \frac{Z_c}{2Z_0} \cosh \frac{\gamma S}{2} \sinh \frac{\gamma S}{2} \\ \frac{\cosh \gamma' S + 1}{2} &= \frac{\cosh \gamma S + 1}{2} + \frac{Z_c}{2Z_0} \frac{1}{2} \sinh \gamma S \end{aligned}$$

$$\text{故に } \cosh \gamma' S = \cosh \gamma S + \frac{Z_c}{2Z_0} \sinh \gamma S \dots\dots\dots (6.27)$$

これを Campbell の公式と呼ぶ。

同様に第四式を第一式で除し第二式を第三式で除せば

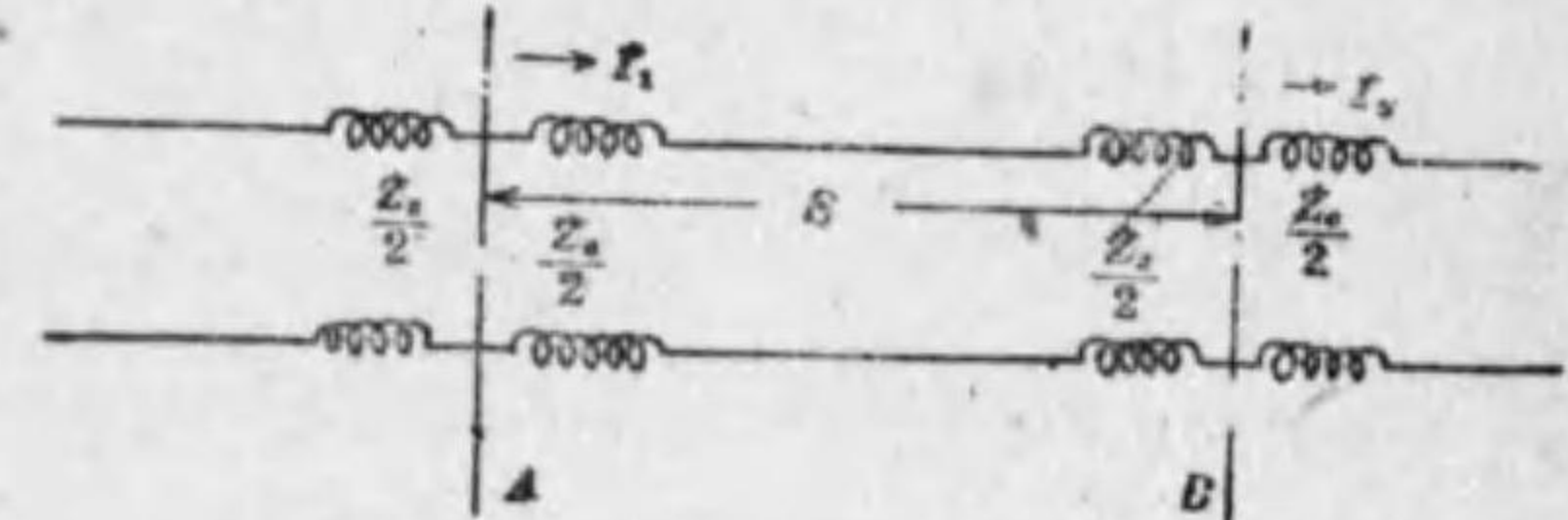
$$\left. \begin{aligned} \frac{Z_{02}'}{Z_{01}'} &= 1 + \frac{Z_c}{2Z_0} \tanh \frac{\gamma S}{2} \\ Z_{01}' Z_{02}' &= Z_0^2 + \frac{Z_c Z_0}{2} \cosh \frac{\gamma S}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.28)$$

(6.28) 式より

$$\left. \begin{aligned} Z_{01}' &= Z_0 \sqrt{\frac{2Z_0 + Z_c \cosh \frac{\gamma S}{2}}{2Z_0 + Z_c \tanh \frac{\gamma S}{2}}} \\ Z_{02}' &= \sqrt{Z_0^2 + Z_c Z_0 \coth \frac{\gamma S}{2} + \frac{Z_c^2}{4}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.29)$$

を得る。(6.28) 及び (6.29) 式は線輪装荷線路の特性を表はす最も正確な式である。

\* Campbell の公式の他の求め方  
第 6.9 圖は線輪装荷ケーブルの一部でケーブルの長



第 6.9 圖

さは非常に長いものとし  $S$  なる等距離にインピーダンス  $Z_c$  なる線輪を挿入してあるものとす。但し  $S$  は一つの線輪例へば  $A$  線輪の中心から次の線輪例へば  $B$  線輪の中心迄の距離とし、 $Z_c$  は一つの線輪の往線及復線の兩巻線のインピーダンスの和とする。

線路の長さが非常に長いものとすれば其の傳播定数は此の  $S$  なる線路の兩端に二つの半線輪を接続した一區間の平均傳播定數に等しいと考へ得る。尙ほ装荷線輪自身の長さは區間の長さに比し充分短いものとし線輪の



巻線の電流は線輪中の總ての點で等しいと見做す。

然る時は線輪 B の中心の電流が不變の値  $I_2$  を保つ様に其の中心點を短絡することが出来、又線輪 A の電流が  $I_1$  を保つ様に線輪 A の中心に  $V_1$  なる電壓が加へられたものと考へ得。AB 間の電流分布は不變となる。従つて線輪 B の半分より右側と線輪 A の半分より左側とを除いた區間 AB のみを考へる事が出来る。然る時は此の AB なる有限長線路は次の二様に見做し得る。

(i) 兩線輪にはさまれた無裝荷線路の傳播定數  $\gamma$  を有し、受端インピーダンス  $Z_c/2$  なる線路。

(ii) 平均傳播定數  $\gamma'$  を有し、受端短絡せられたる線路。

而して (i) (ii) を通じて送端インピーダンス  $Z_0$  は等しいものとする。

(i) に對しては

$$\frac{I_1}{I_2} \cosh \gamma S + \frac{Z_c}{2Z_0} \sinh \gamma S \dots\dots\dots(6,30)$$

(ii) に對しては

$$\frac{I_1}{I_2} = \cosh \gamma' S \dots\dots\dots(6,31)$$

(6,30) 及び (6,31) を比較して

$$\cosh \gamma' S = \cosh \gamma S + \frac{Z_c}{2Z_0} \sinh \gamma S \dots\dots\dots(6,32)$$

之は即ち先に述べた Campbell の公式として有名なるものである。

$$\text{今 } \frac{Z_c}{2Z_0} = \tanh \delta$$

と置けば

$$\cosh \gamma' S = \cosh \gamma S + \tanh \delta \sinh \gamma S$$

$$= \frac{\cosh(\gamma S + \delta)}{\cosh \delta} \dots\dots\dots(6,33)$$

$$\therefore \gamma' = \beta + ja' = \frac{1}{S} \cosh^{-1} \left[ \frac{\cosh(\gamma S + \delta)}{\cosh \delta} \right] \dots\dots\dots(6,34)$$

若し  $\gamma, S, \delta$  が與へられるならば

$$\frac{\cosh(\gamma S + \delta)}{\cosh \delta} = x + jy$$

と置いて

$$\gamma' = \beta + ja' = \frac{1}{S} \cosh^{-1}(x + jy)$$

右邊を實數部及虚數部に分ければ

$$\beta' = \frac{1}{S} \cosh^{-1} \frac{\sqrt{(1+x)^2 + y^2} + \sqrt{(1-x)^2 + y^2}}{2} \dots\dots\dots(6,35)$$

$$a' = \frac{1}{S} \cos^{-1} \frac{\sqrt{(1+x)^2 + y^2} - \sqrt{(1-x)^2 + y^2}}{2} \dots\dots\dots(6,36)$$

(6,35) (6,36) より線路定數、裝荷線輪のインピーダンス、裝荷區間が分れば裝荷線路の減衰定數及び位相定數を最も正確に求め得る。

### 25. 線輪裝荷線路の傳播定數

線輪裝荷線路の特性は (6,27) (6,29) 兩式を基本として計算されるが、先づ傳播定數の最も正確な近似計算に就いて述べる。

(6,27) 式より

$$\begin{aligned} \cosh \gamma' S &= \cos \gamma S + \frac{Z_c}{2Z_0} \sinh \gamma S \\ &= 1 + \frac{\sinh \gamma S}{2Z_0} (2Z_0 \tanh \frac{\gamma S}{2} + Z_0) \dots\dots\dots(6,37) \end{aligned}$$

(6,37) 式の各項を展開する

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin h\gamma S}{Z_0} &\Rightarrow (G+j\omega C)S\left(1+\frac{1}{6}(\gamma S)^2\right) \\ &\Rightarrow S\left(G-\frac{S^2}{6}\omega^2 C^2 R+j\omega C\right) \\ Z_0 \tanh \frac{\gamma S}{2} &\Rightarrow (R+j\omega L)\frac{S}{2}\left(1-\frac{1}{12}(\gamma S)^2\right) \\ &\Rightarrow \frac{S}{2}(R+j\omega L) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6.38)$$

(6.38) の兩式より

$$\left. \begin{aligned} \cosh \gamma S &= A+jB \\ &= 1+\frac{S^2}{2}\left(G-\frac{S^2}{6}\omega^2 C^2 R+j\omega C\right)\left[(R+j\omega L)+\frac{Z_0}{S}\right] \end{aligned} \right\} 6.39$$

$$Z_0 = R_0 + j\omega L C$$

$$\left. \begin{aligned} \text{今 } \frac{G-\frac{S^2}{6}\omega^2 C^2 R}{\omega C} &= \tan \delta \\ \frac{R+\frac{R_0}{S}}{\omega\left(L+\frac{L_0}{S}\right)} &= \tan \epsilon' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6.40)$$

と置けば

$$\begin{aligned} \cosh \gamma S &= A+jB = \cosh \beta' S \cos \alpha' S + j \sinh \beta' S \sin \alpha' S \\ &= 1+\frac{S^2}{2}(\tan \delta + j)\left(L+\frac{L_0}{S}\right)\omega^2 C(\tan \epsilon' + j) \\ &= 1-\frac{S^2}{2}\omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)(1-j \tan \delta)(1-j \tan \epsilon') \dots\dots\dots(6.41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \therefore A &= 1-\frac{S^2}{2}\omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)(1-\tan \delta \tan \epsilon') \\ &= 1-\frac{S^2}{2}\omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)\frac{\cos(\delta+\epsilon')}{\cos \delta \cos \epsilon'} \dots\dots\dots(6.42) \end{aligned}$$

$$B = \frac{S^2}{2}\omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)(\tan \delta + \tan \epsilon')$$

$$= \frac{S^2}{2}\omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)\frac{\sin(\delta+\epsilon')}{\cos \delta \cos \epsilon'} \dots\dots\dots(6.43)$$

(6.41) 式から

$$\sin h \beta' S = \frac{B}{\sin \alpha' S} \dots\dots\dots(6.44)$$

$$\begin{aligned} \text{又 } \cos^2 \alpha' S \cosh^2 \beta' S &= (1-\sin^2 \alpha' S)(1+\sin h^2 \beta' S) \\ &= A^2 \dots\dots\dots(6.45) \end{aligned}$$

(6.45) (6.44) 式から  $\beta' S$  を消去すれば

$$\begin{aligned} (1-\sin^2 \alpha' S)\left(1+\frac{B^2}{\sin^2 \alpha' S}\right) &= A^2 \\ \sin^2 \alpha' S - (1-A^2-B^2)\sin^2 \alpha' S - B^2 &= 0 \\ \sin^2 \alpha' S &= \frac{(1-A^2-B^2) \pm \sqrt{(1-A^2-B^2)^2 + 4B^2}}{2} \dots\dots\dots(6.46) \end{aligned}$$

$$\sqrt{1-A^2-B^2} = \sin \alpha_0 S \dots\dots\dots(6.47)$$

と置けば

$$\begin{aligned} \sin \alpha' S &= \pm \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sin^2 \alpha_0 S \pm \sqrt{4B^2 + \sin^2 \alpha_0 S}\right)} \\ &= \frac{\sin \alpha_0 S}{k} \dots\dots\dots(6.48) \end{aligned}$$

$$\left[\frac{2}{1+\sqrt{1+\left(\frac{2B}{\sin^2 \alpha_0 S}\right)^2}}\right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\cosh\left[\frac{1}{2} \sinh^{-1} \frac{2B}{\sin^2 \alpha_0 S}\right]} = k \dots\dots\dots(6.49)$$

(6.44) 式から

$$\sinh \beta' S = \frac{Bk}{\sin \alpha_0 S} \dots\dots\dots(6.50)$$

$$\sin^2 \alpha_0 S = 1-A^2-B^2$$

$$= \frac{S^2 \omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)}{\cos \delta \cos \epsilon'}\left(\cos(\delta+\epsilon') - \frac{S^2 \omega^2 C\left(L+\frac{L_0}{S}\right)}{4 \cos \delta \cos \epsilon'}\right) \dots\dots\dots(6.51)$$

$\sin^2 \alpha_0 S = 0$  となれば  $\beta'$  は非常に大きくなり、これに相當する  $\omega_0$  以上の周波数は實際的には通さない。

$$\frac{|\sin \alpha' S|}{\sin^2 \alpha_0 S = 0} = \pm B$$

$$\therefore \sinh \beta' S = \frac{B}{\sqrt{B}} = \sqrt{B} = \sin \alpha' S \dots\dots\dots (6.52)$$

$\omega_0$  は  $\sin^2 \alpha_0 S$  の括弧中が 0 になればよいから

$$\omega_0 = \frac{2}{S} \sqrt{\frac{\cos(\delta + \epsilon') \cos \delta \cos \epsilon'}{C(L + \frac{I_0}{S})}}$$

$$= \frac{2}{S \sqrt{C(L + \frac{I_0}{S})}} \dots\dots\dots (6.53)$$

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \eta \dots\dots\dots (6.54)$$

とすれば

$$A = 1 - 2\eta^2 \cos^2(\delta + \epsilon') = 1 - 2\eta^2$$

$$B = 2\eta^2 \sin(\delta + \epsilon') \cos(\delta + \epsilon')$$

故に (6.51) 式に  $A, B$  の値を代入して

$$\sin \alpha_0 S = 2\eta \cos(\delta + \epsilon') \sqrt{1 - \eta^2}$$

$$\Rightarrow 2\eta \sqrt{1 - \eta^2} = \sin(2 \sin^{-1} \eta) \dots\dots\dots (6.55)$$

$$\alpha_0 S = 2 \sin^{-1} \eta$$

故に (6.48) より

$$\sin \alpha' S = \frac{2\eta \sqrt{1 - \eta^2}}{k} = \frac{\sin(2 \sin^{-1} \eta)}{k}$$

$$= \frac{2}{kf_1} \dots\dots\dots (6.56)$$

$$f_1 = \frac{2}{\eta \sqrt{1 - \eta^2}} = \frac{2}{\sin(2 \sin^{-1} \eta)} = \frac{2}{\sin(2 \cos^{-1} \eta)} \dots\dots\dots (6.57)$$

$$\sinh \beta' S = R_0 k f_1 / 2 \dots\dots\dots (6.50)'$$

今  $Z_0'$  を導入して

$$C = \frac{2}{S \omega_0 Z_0}$$

$$\left. \begin{aligned} L + \frac{I_0}{S} &= \frac{2}{S} \frac{Z_0}{\omega_0} \\ \tan \delta &= \frac{1}{2} G Z_0 \frac{S}{\eta} - \frac{S \eta R}{3 Z_0} \\ \tan \epsilon' &= \frac{1}{2} \left( R + \frac{R_0}{S} \right) \frac{S}{\eta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.58)$$

とすれば

$$B = \eta S \left[ \left( R + \frac{R_0}{S} - \frac{2}{3} \eta^2 R \right) \frac{1}{Z_0} + G Z_0 \right]$$

$$= 2\eta \beta_0' S \dots\dots\dots (6.59)$$

$$\beta_0' = \frac{\frac{R_0}{S} + R f_1}{2 Z_0} + \frac{G}{2} Z_0 \dots\dots\dots (6.60)$$

(6.50)' 式に (6.59) 式を代入すれば

$$\sin \beta' S = \beta_0' S f_1 k \dots\dots\dots (6.61)$$

$$f_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \eta^2}} = \frac{1}{\sin(\cos^{-1} \eta)} = \frac{1}{\cos(\sin^{-1} \eta)}$$

(6.61) にて

$$\beta' S = \sinh^{-1}(\beta_0' S f_1 k) \dots\dots\dots (6.61)'$$

$f_1$  は Pleijel の補正係数

$k$  は Meyer の補正係数 である。

(6.49) 式に (6.55) (6.59) を代入すれば

$$k = \frac{1}{\cosh \left[ \frac{1}{2} \sinh^{-1}(\beta_0' S f_1 k) \right]} \dots\dots\dots (6.49)'$$

先に  $\beta_0'$  を次式によつて與へた。

$$\beta_0' = \frac{Rf_1 + \frac{R_0}{S}}{2Z_0} + \frac{G}{2} Z_0$$

ここに  $R, R_0$  は考へる周波數に於けるケーブル及線輪の實數抵抗  $G$  は同様にその周波數に於ける漏洩量である。 $Z_0$  を計算する時の  $L, L_0$  も同様にその周波數に於ける誘導量を用ひる。

この中  $L, L_0$  は餘り大きい變化はないから使用周波數帯の任意の (通常 1000 サイクル又は 800 サイクル) 周波數の測定値を用ふる。

亦  $R_0$  は電流、周波數によつて變化著しいが線輪損失係數は大體一定であるから

$$\text{損失係數} = \frac{R_0}{\omega L_0}$$

から計算出来る。損失係數は大體 0.7~1.5% 位で通常 1% として計算する。

更に  $G$  はケーブル測定 (工場試験) に於て  $\frac{G}{2C}$  を減幅定數 (damping constant) として規格に入れられるが、減幅定數の周波數特性は大體周波數に比例する。従つて一定周波數の  $\frac{G}{2C}$  が ( $C$  は一定であるから  $G$  が) 與へられると任意周波數の  $G$  を與へることが出来る。今 800 サイクルの  $G_{800}$  を用ふるとすれば

$$\beta_0' = \frac{R_0 + Rf_1}{2Z_0} + G_{800} \frac{\omega}{10,000} Z_0$$

$$= \frac{R_0 + Rf_1}{2Z_0} + \frac{G_{800}}{C} \frac{3}{810,000} \dots \dots \dots (6.62)$$

### 26. 線輪裝荷線路のインピーダンス特性

先に半區間インピーダンス  $Z_{01}'$  及び半線輪インピーダンス  $Z_{02}'$  を與へたが、通常半區間として用ひられるので此處では  $Z_{01}'$  について詳述する。

(6.26) (6.27) (6.29) 式より

$$Z_{01}' = Z_{01} \frac{\sin h\gamma' S}{\sinh \gamma' S + \frac{Z_0}{Z_0} \sin h \frac{\gamma' S}{2}}$$

$$= \frac{Z_0}{\tanh \frac{\gamma' S}{2}} \frac{\sin h\gamma' S}{1 + \cos h\gamma' S + \frac{Z_0}{2Z_0} \sin h\gamma' S} \dots \dots \dots (6.63)$$

今  $Z_{01}' = |Z_{01}'| \cos \eta + j |Z_{01}'| \sin h\eta'$  とおく。

四端子方程式より (6.27) より

$$1 + \cos h\gamma' S + \frac{Z_0}{2Z_0} \sin h\gamma' S = 1 + \cos h\gamma' S \dots \dots \dots (6.64)$$

故に

$$Z_{01}' = \frac{Z_0}{\tanh \frac{\gamma' S}{2}} \frac{\sin h\gamma' S}{1 + \cos h\gamma' S}$$

$$= \frac{Z_0}{\tanh \frac{\gamma' S}{2}} \tanh \frac{\gamma' S}{2} \dots \dots \dots (6.65)$$

(6.63) 及び (6.65) より

$$Z_{01}'^2 = |Z_{01}'|^2 (\cos 2\eta' + j \sin h2\eta')$$

$$= \frac{Z_0^2}{\tanh^2 \frac{\gamma' S}{2}} \frac{\cosh \gamma' S - 1}{\cosh \gamma' S + 1} \dots \dots \dots (6.66)$$

$\gamma'$  が小なる時

$$\tanh \frac{\gamma' S}{2} \approx \frac{S}{2} \frac{(R + j\omega L)}{Z_0} = \frac{1}{2} S \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \dots \dots (6.67)$$

$G \gg \omega$  なる時は  $G + j\omega C \approx \omega C$

又  $\cosh \gamma' S = A + jB$   $Z_0 = \sqrt{\frac{K + j\omega L}{G + j\omega C}}$  なる故

$$Z_{01}^2 = \frac{4}{(\omega CS)^2} \frac{1 - A - jB}{1 + A + jB}$$

$$= \frac{4}{(\omega CS)^2} \frac{1 - A^2 - B^2 - 2jB}{(1 + A)^2 + B^2} \dots\dots\dots(6.68)$$

$a_0$  を導入すれば [(6.47) 式参照] (6.66) 式を實數部、虚數部に分ち

$$\left. \begin{aligned} |Z_{01}|^2 \cos 2\eta &= \frac{4}{(\omega CS)^2} \frac{\sin^2 a_0 S}{(1 + A)^2 + B^2} \\ |Z_{01}|^2 \sin 2\eta &= \frac{-4}{(\omega CS)^2} \frac{2B}{(1 + A)^2 + B^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6.69)$$

$$|Z_{01}|^2 = \frac{4}{(\omega CS)^2} \frac{\sin^2 a_0 S \sqrt{1 + \left(\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}\right)^2}}{(1 + A)^2 + B^2} \dots\dots\dots(6.70)$$

(6.69) (6.70) から

$$\cos 2\eta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}\right)^2}}$$

$$\cos \eta = \left[ \frac{1}{2} (\cos 2\eta + 1) \right]^{\frac{1}{2}} \text{ なる故}$$

$$\cos \eta = \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}\right)^2}} + 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[ \frac{1}{2} \frac{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}\right)^2}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \frac{1}{k} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}\right)^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(6.70)'$$

$$|Z_{01}|^2 \cos^2 \eta = \frac{4}{(\omega CS)^2} \frac{\sin^2 a_0 S}{(1 + A)^2 + B^2} \cdot \frac{1}{k^2} \dots\dots\dots(6.71)$$

$$|Z_{01}|^2 \cos \eta = \frac{2}{\omega CS} \frac{\sin a_0 S}{k \sqrt{(1 + A)^2 + B^2}} \dots\dots\dots(6.71)'$$

$$\left. \begin{aligned} (1 + A)^2 + B^2 &\approx (1 + 1 - 2\eta^2)^2 \\ &\approx 4(1 - \eta^2)^2 \end{aligned} \right\} \text{但し } \eta = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$\left. \begin{aligned} \omega CS &= \frac{2\eta}{Z_{01}} \\ Z_{01} &= \sqrt{\frac{L + \frac{LC}{S}}{C}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6.72)$$

$$\sin a_0 S \approx 2\eta \sqrt{1 - \eta^2}$$

(6.71) に (6.72) 式を代入すれば

$$|Z_{01}|^2 \cos \eta = \frac{Z_{01}}{k} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \eta^2}} = \frac{Z_{01}}{k} f_1 \dots\dots\dots(6.73)$$

特性インピーダンスのリアクタンス分  $|Z_{01}| \sin \eta$  は

$$|Z_{01}| \sin \eta = \frac{|Z_{01}| \sin 2\eta}{2|Z_{01}| \cos \eta}$$

$$= -\frac{2Bk}{\sin a_0 S \cdot \omega CS} \cdot \frac{1}{\sqrt{(1 + A)^2 + B^2}} \dots\dots\dots(6.74)$$

$$|Z_{01}| \sin \eta = -Z_{01} k \cdot \frac{\sinh \gamma' S}{2\eta(1 - \eta^2)} \dots\dots\dots(6.75)$$

別に先の  $k$  の式から  $\frac{2B}{\sin^2 a_0 S}$  を計算し  $|Z_{01}| \cos \eta$  と組合はせると

$$|Z_{01}| \sin \eta = -\frac{Z_{01}}{k} \cdot \frac{\sqrt{1 - k^2}}{\sqrt{1 - \eta^2}}$$

$$= -|Z_{01}| \cos \eta \sqrt{1 - k^2} \dots\dots\dots(6.76)$$

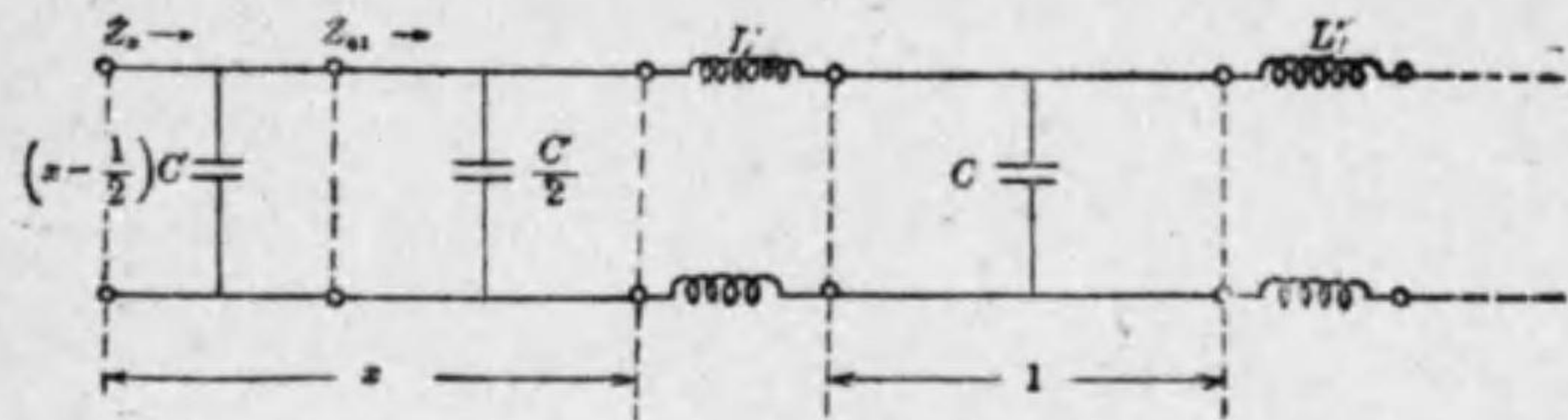
26, 27 で線輪装荷回線の傳送定数が計算される譯である。

尙重信線輪を含む回線の計算に於ては重信線輪の直流抵抗が餘分に入つて来るから、これを考慮に入れて計算せねばならない。重信の直流抵抗は便宜的に  $\eta = 0.6$  で重信線輪の全實効抵抗の半分を占めるとして得られた抵抗は全周波帯に於て一定であると考へてよい。

### 27. 装荷の始端区間長とインピーダンスの関係

装荷線路のインピーダンスは第一の装荷線輪迄の距離に大なる関係を有する

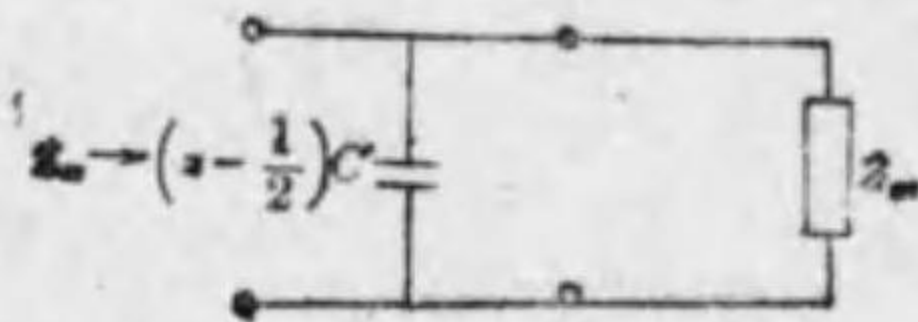
今線輪装荷区間を  $S$  として始端より第一の線輪迄の距離を  $Sx(x < 1)$  とする。近似的に線路の  $R$  及び  $G$  を無視して考えると半区間インピーダンスは ( 32 参照)



第 6.10 圖

$$Z_{01} = \frac{1}{\sqrt{1-\eta^2}} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \dots\dots\dots (6.77)$$

従つて第 6.10 圖は其の等價回路として第 6.11 圖の如き回路として表はし得る。

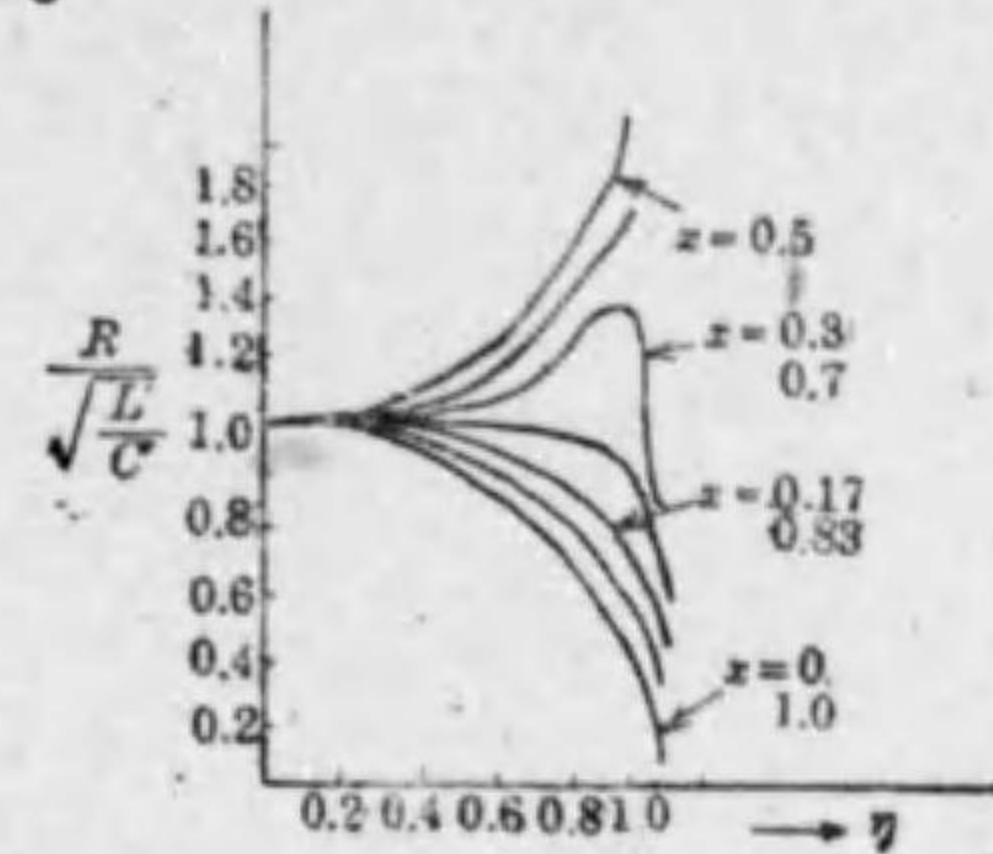


第 6.11 圖

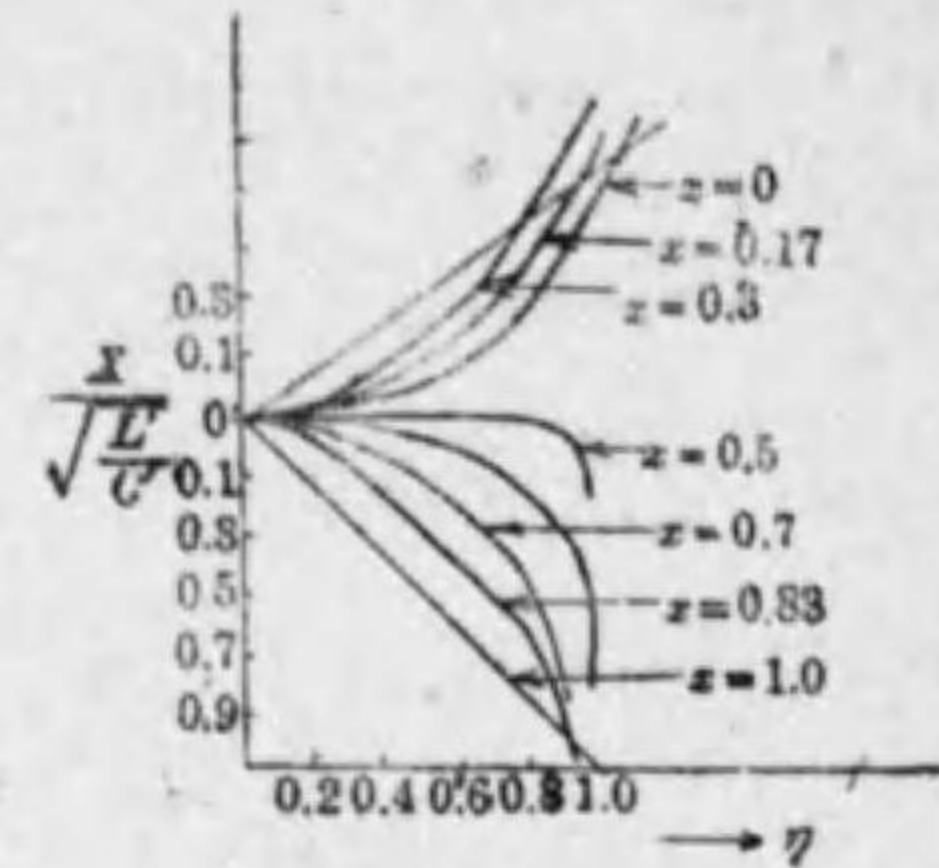
この入力インピーダンス  $Z_x$  は

$$\begin{aligned} Z_x &= \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{\sqrt{1-\eta^2}} \frac{1}{1+j\omega(x-\frac{1}{2})C\sqrt{\frac{L}{C}}\sqrt{1-\eta^2}} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{\sqrt{1-\eta^2}} \frac{1}{\sqrt{1-\eta^2}+j\omega(x-\frac{1}{2})\sqrt{LC}} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{\sqrt{1-\eta^2}} \frac{1}{\sqrt{1-\eta^2}-j(1-2x)\eta} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{\sqrt{1-\eta^2}} \frac{\sqrt{1-\eta^2}+j(1-2x)\eta}{1-4x(1-x)\eta^2} = R+jX \dots\dots\dots (6.78) \end{aligned}$$

斯くして  $R$  及び  $X$  の周波数特性を示せば、第 6.12、第 6.13 圖の如くなる。



第 6.12 圖



第 6.13 圖

(6.78) 式に於て  $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$  が周波数に無関係なる爲には普通  $\eta = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{3}{5}$

にとるから

$$\sqrt{1-9/25} = 1-4x(1-x) \frac{9}{25}$$

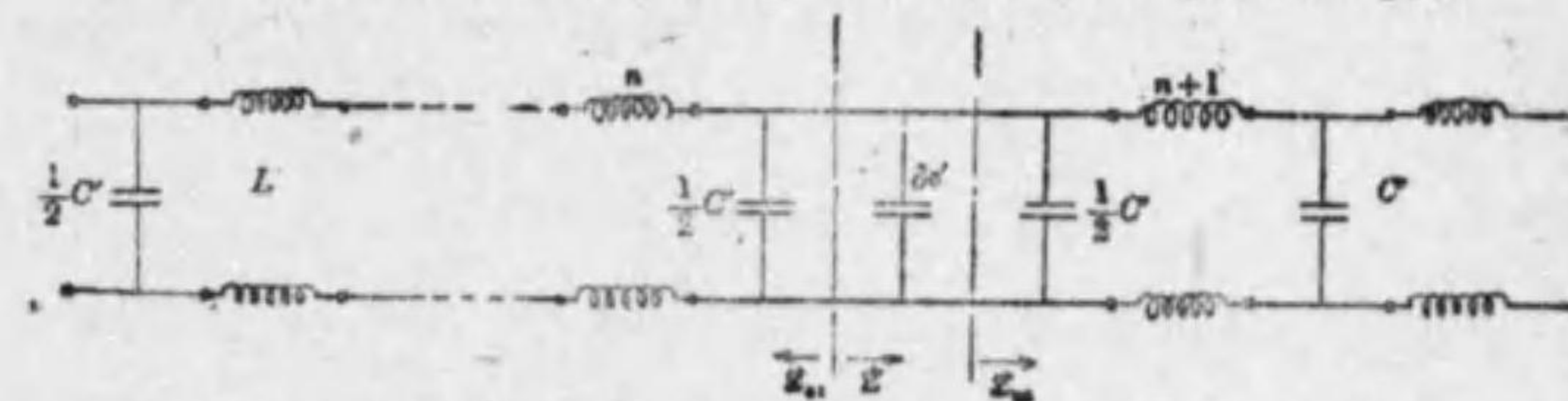
$$\therefore x = 1/6 \text{ 又は } 5/6 = 0.83$$

なる事を要する。此の點を装荷線路の平衡結線網の設計に應用する。

### 28. 線輪装荷線路の不整點の入力インピーダンスに及ぼす影響

装荷線路の建設上線輪間隔を一定に出来兼ねる場合 (例へば線輪點が橋の上に来た場合等)、その他線輪及びケーブルの製作上の問題として必ずしも各区間の電氣的特性は一様にはならない。

1) 装荷区間の静電容量が標準値  $C'$  に対して  $\delta C$  丈異なる場合



第 6.14 圖

第  $n$  番目と第  $n+1$  番目の線輪に挿まれた装荷区間に於て  $\pm \delta C'$  の増減があつた場合を考へる。

然る時は不整點から右を見たインピーダンス  $Z$  は

$$Z = \frac{Z_{01}}{1 \pm j\omega\delta C' Z_{01}} \approx Z_{01}(1 \mp j\omega\delta C' Z_{01}) \dots\dots\dots (6.79)$$

$$Z_{01} = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \sqrt{1-\eta^2}$$

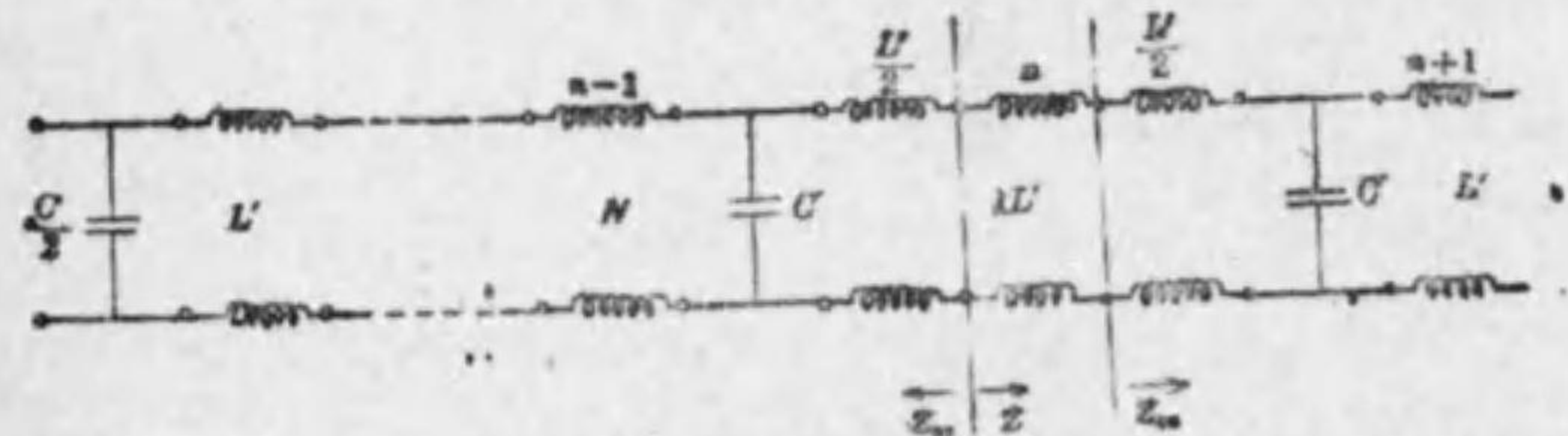
なる故、反射係數  $m$  は

$$m = \frac{Z - Z_{01}}{Z_{01} + Z} \approx \mp \frac{j\omega\delta C' Z_{01}}{2} \dots\dots\dots (6.80)$$

依つてインピーダンス相對偏差は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Z}{Z} &= 2m \epsilon^{-2\gamma n S} \\ &= \mp \frac{2j\omega\delta}{\sqrt{1-\eta^2}} \epsilon^{-2\gamma n S} \dots\dots\dots (6.81) \end{aligned}$$

2) 線輪のインダクタンスが標準量  $L'$  に対して  $\lambda L'$  だけ異なる場合



第 6.15 圖

第 6.15 圖に於て第  $n$  番目の線輪のインダクタンスが  $\pm \lambda L'$  だけ増減した場合を考へる。

不整點より右に見たインピーダンス  $Z$  は

$$Z = Z_{02} \pm j\omega\lambda L' \dots\dots\dots (6.82)$$

故に反射係數  $m$  は

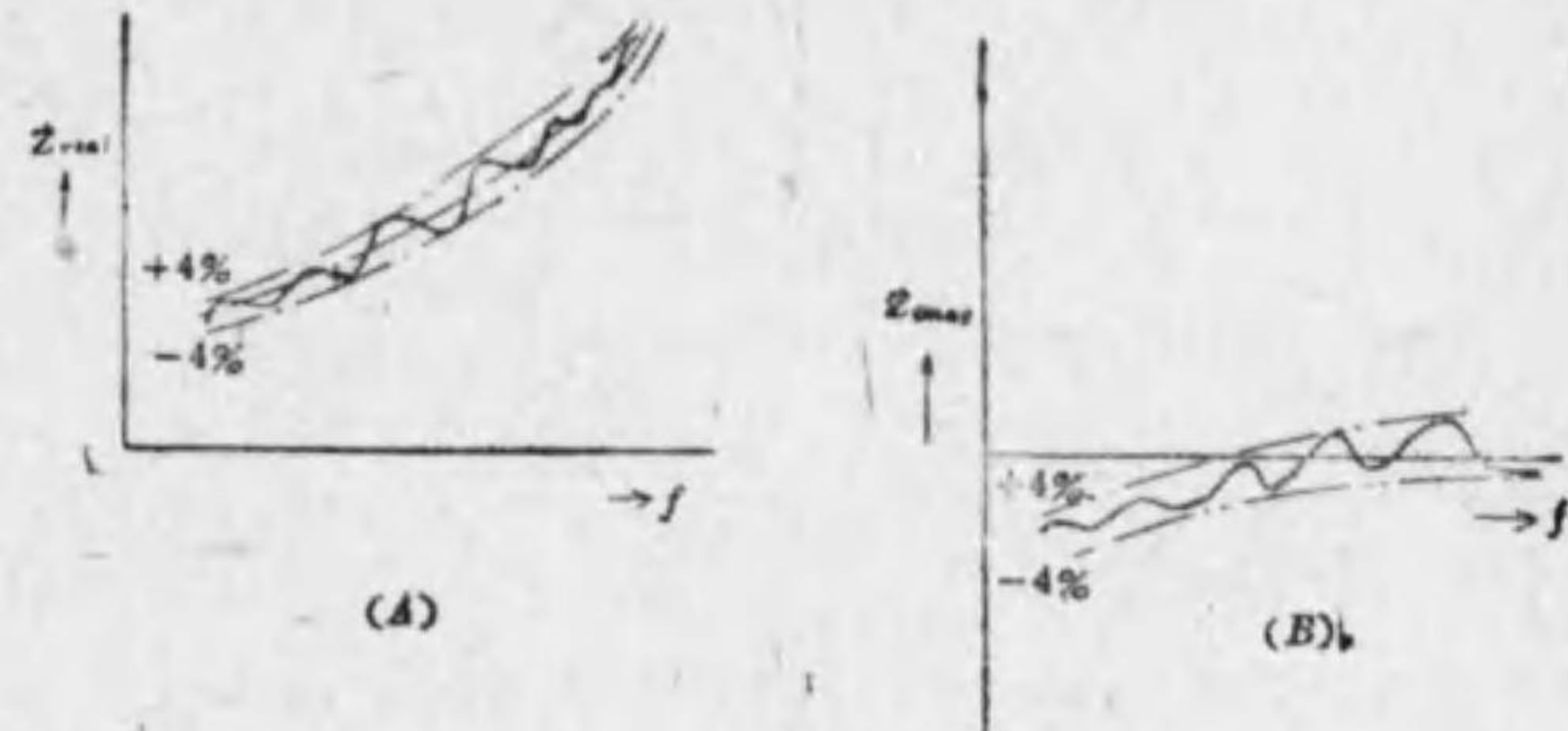
$$m = \frac{Z - Z_{02}}{Z + Z_{02}} \approx \pm \frac{j\omega\lambda L'}{2Z_{02}} \dots\dots\dots (6.83)$$

$$Z_{02} = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \sqrt{1-\eta^2}$$

なる故、入力インピーダンスの相對偏差は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Z}{Z} &= 2m \epsilon^{-2\gamma(n-\frac{1}{2})S} \\ &= \pm \frac{2j\omega\lambda}{\sqrt{1-\eta^2}} \epsilon^{-\gamma(2n-1)S} \dots\dots\dots (6.84) \end{aligned}$$

第 6.16 圖は實測の一例である。



第 6.16 圖

線輪装荷線路を建設する場合には線輪の誘導量は出来るだけ標準に近からしめ装荷間隔も一樣にする。然し装荷間隔が標準より短い時は補充蓄電器 (building out condenser) を用ひ、人工的にケーブルを長くするのである。

### 第 7 章 静 電 結 合

多心入ケーブルでは或る一側回線に加へられた電磁波は、その側回線で傳播するのみならずクワッドの相平側回線にも波動を生じ、更に両側回線

を重信的に傳播する波動を生ず。更にクワッドと大地間 (所謂超重信) の波動をも生ず。これは單に一つのクワッドに就てであるが、同様に他クワッドにも波動を生ず。これが漏話現象である。

漏話現象を取扱ふ場合にはその原因として結合といふ概念を用ふる。即ち漏話の生ずる回路の一次定數に相當するものである。結合係數には抵抗結合、漏洩結合、靜電結合及び電磁結合があるが、主なるものは後の二者である。

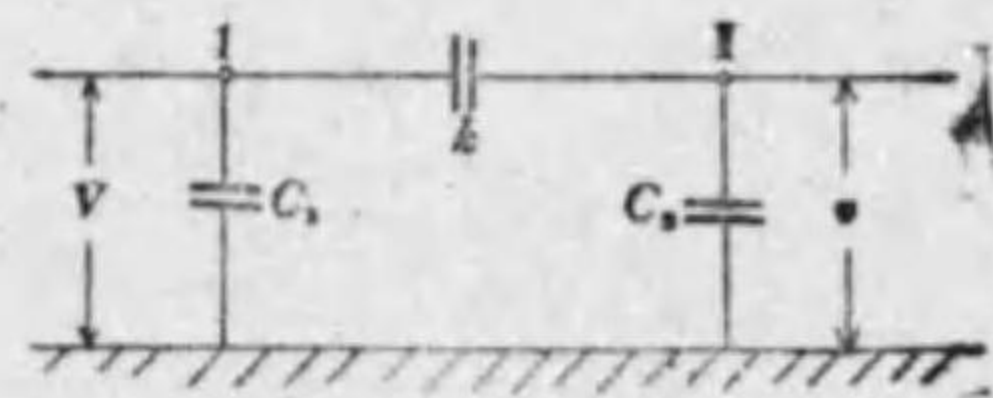
後述する如く裝荷ケーブルでは靜電結合が主要視されたが無裝荷ケーブルでは電磁結合が問題となり、これが軽減はケーブル製造技術の一大目標であつた。

我國に於ける無裝荷ケーブルの提案も此の點に於て一大困難に遭遇したが、ケーブル技術者の努力は良く此の困難を征服し今日世界一と云はれるケーブル技術が確立したのである。

**29. 靜電結合 (static coupling)** 之れは加へられた電壓の靜電束によつて被誘導回線に生ずる電壓に關する概念である。

靜電結合は一般に複素量 (complex quantity) であつてアドミッタンス不平衡 (admittance unbalance) と稱せられ、その虚數部を靜電容量不平衡 (capacity unbalance) 即ち靜電容量結合 (capacity coupling) と稱し實數部を漏洩不平衡 (leakage unbalance) と稱する。

第 7.1 圖は大地を歸路とする I, II といふ二つの回線で I に加はつた  $V$  なる電壓が  $k$  といふ靜電容量によつて相手の II に  $v$  なる電壓の生ずる



第 7.1 圖

場合である。(此の  $k$  によつて回線相互間に漏話を生ずるのである)

先に述べた如く靜電結合は一般的には漏洩結合も含めてアドミッタンス結合とも云はれるのである。漏洩結合は通常無視出来るから靜電容量が主題目となる。

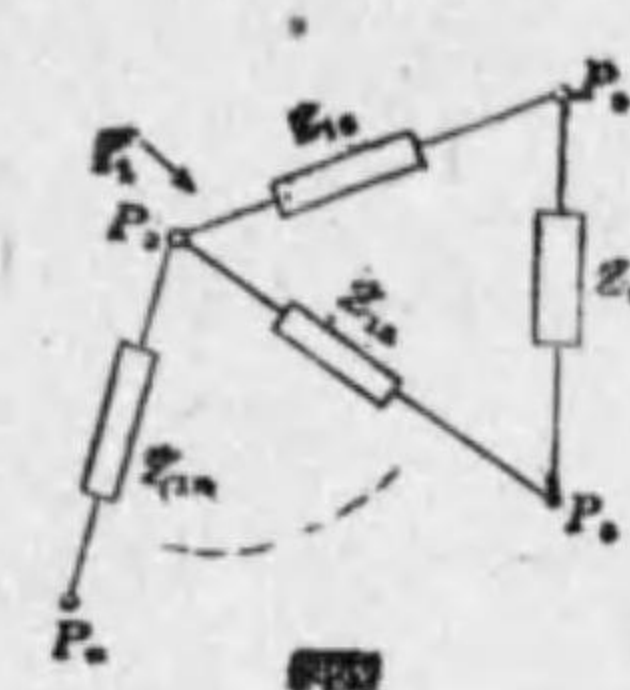
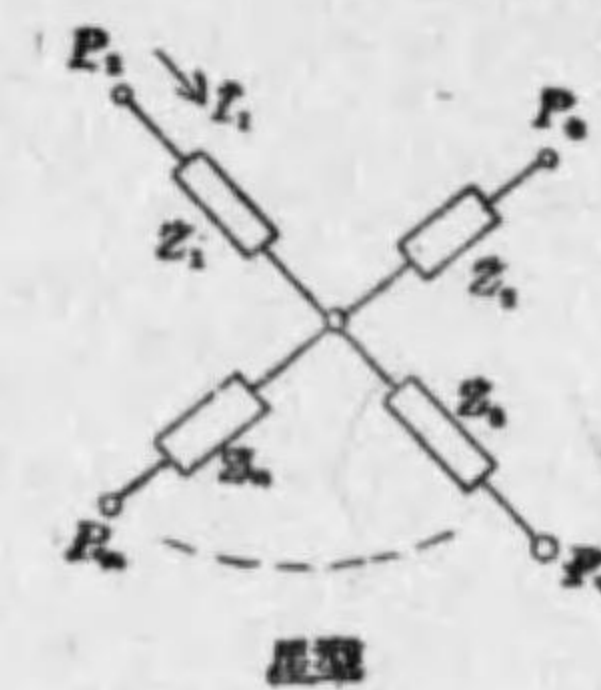
第 7.1 圖に於て  $V$  と  $v$  との關係を求めると

$$\frac{v}{V} = \frac{\frac{1}{j\omega C_2}}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega k}} \approx \frac{k}{C_2} \quad \text{但し } C_1 \gg k \quad \dots\dots\dots (7.1)$$

(第 7.1 圖に於ける  $C_1, C_2$  は回線 I と大地間、回線 II と大地間の靜電容量を考へたものである)

**30. 星型網型變換**

第 7.2 圖に示す如く  $n$  個のインピーダ



ンス  $Z_1, Z_2, \dots, Z_n$  が中點  $o$  に接続された星型回路網と  $P_1, P_2, \dots, P_n$  の各點を相互に接続する  $nC_2$  個のインピーダンス  $Z_{12}, Z_{13}, \dots, Z_{23}, Z_{24}, \dots, Z_{n(n-1)}$  より成る網型回線網とが等價である爲には次に示す如き關係が必要である。

第 7.2 圖

茲に  $\sum \frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \dots + \frac{1}{Z_n}$

$$\left. \begin{aligned} Z_{12} &= Z_1 Z_2 \sum \frac{1}{Z} \\ Z_{13} &= Z_1 Z_3 \sum \frac{1}{Z} \\ &\vdots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.2)$$

$$\text{茲に } \sum \frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \dots + \frac{1}{Z_n}$$

或は上述の各インピーダンスに對應するアドミッタンスを  $Y_1, Y_2, \dots, Y_n$



及び  $Y_{12}, Y_{13}, \dots, Y_{23}, \dots, Y_{n(n-1)}$  を以て表はせば次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} Y_{12} &= \frac{Y_1 Y_2}{\Sigma Y} \\ Y_{13} &= \frac{Y_1 Y_3}{\Sigma Y} \\ &\vdots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.3)$$

茲に  $\Sigma Y = Y_1 + Y_2 + \dots + Y_n$

次に之等を證明せん

$P_1, P_2, \dots, P_n$  の電壓を  $E_1, E_2, \dots, E_n, P_1 O, P_2 O, \dots, P_n O$  を流れる電流を  $I_1, I_2, \dots, I_n$  とすれば、中點  $O$  の電壓を  $E$  とし

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{E_1 - E_0}{Z_1} \\ I_2 &= \frac{E_2 - E_0}{Z_2} \\ &\vdots \\ I_n &= \frac{E_n - E_0}{Z_n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.4)$$

の如く表はす事が出来る。而して之等の電流の代数的總和は 0 なる故

$$\Sigma \frac{E_1 - E_0}{Z_1} = \Sigma \frac{E_1}{Z_1} - E_0 \Sigma \frac{1}{Z} = 0$$

なる式より

$$E_0 = \frac{\Sigma \frac{E_1}{Z_1}}{\Sigma \frac{1}{Z}} \dots\dots\dots (7.5)$$

を得る事が出来る。

今星型回路の  $P_1$  點に流れ込む電流  $I_1$  につき考へれば

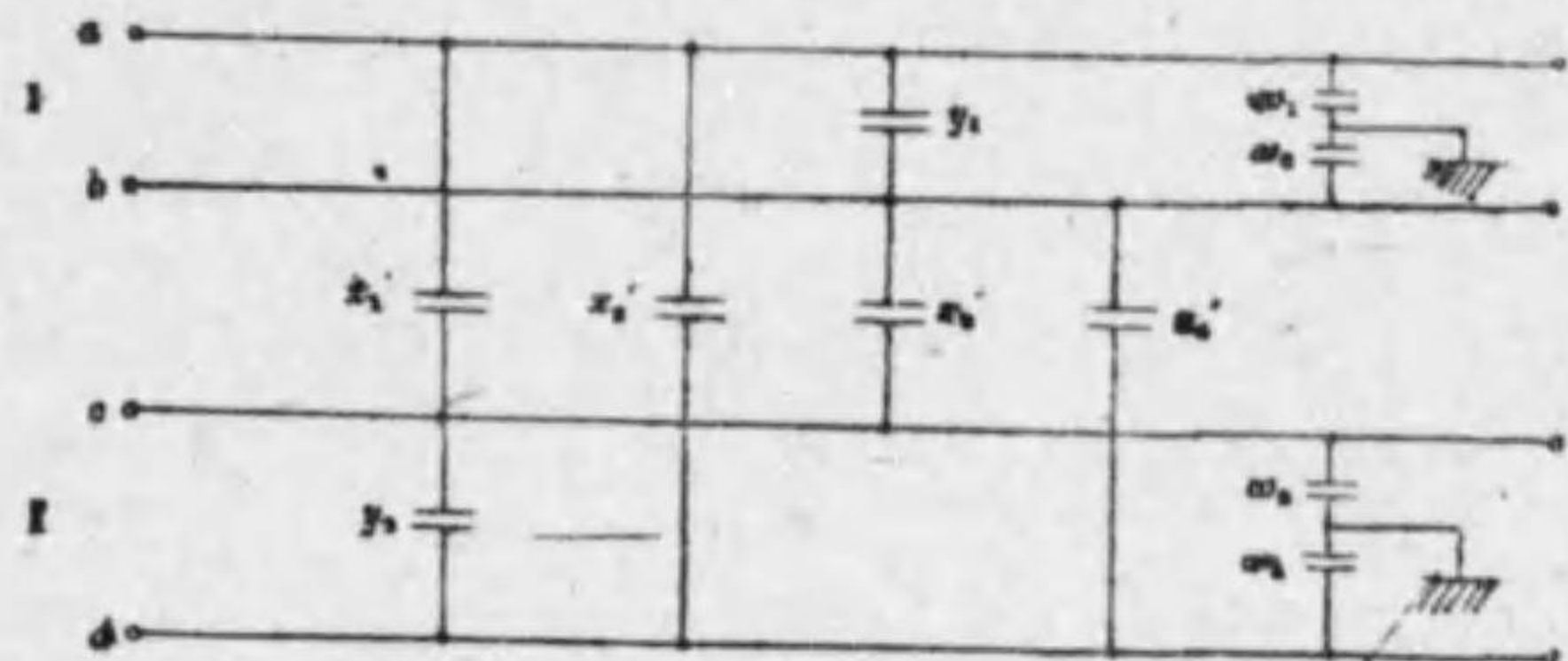
$$I_1 = \frac{E_1 - E_0}{Z_1} = \frac{E_1}{Z_1} - \frac{\Sigma \frac{E_1}{Z_1}}{Z_1 \Sigma \frac{1}{Z}}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{Z_1 \Sigma \frac{1}{Z}} \left[ E_1 \Sigma \frac{1}{Z} - \Sigma \frac{E_1}{Z} \right] \\ &= \frac{E_1 - E_0}{Z_1 Z_2 \Sigma \frac{1}{Z}} + \frac{E_1 - E_0}{Z_1 Z_3 \Sigma \frac{1}{Z}} + \dots + \frac{E_1 - E_n}{Z_1 Z_n \Sigma \frac{1}{Z}} \dots\dots\dots (7.6) \end{aligned}$$

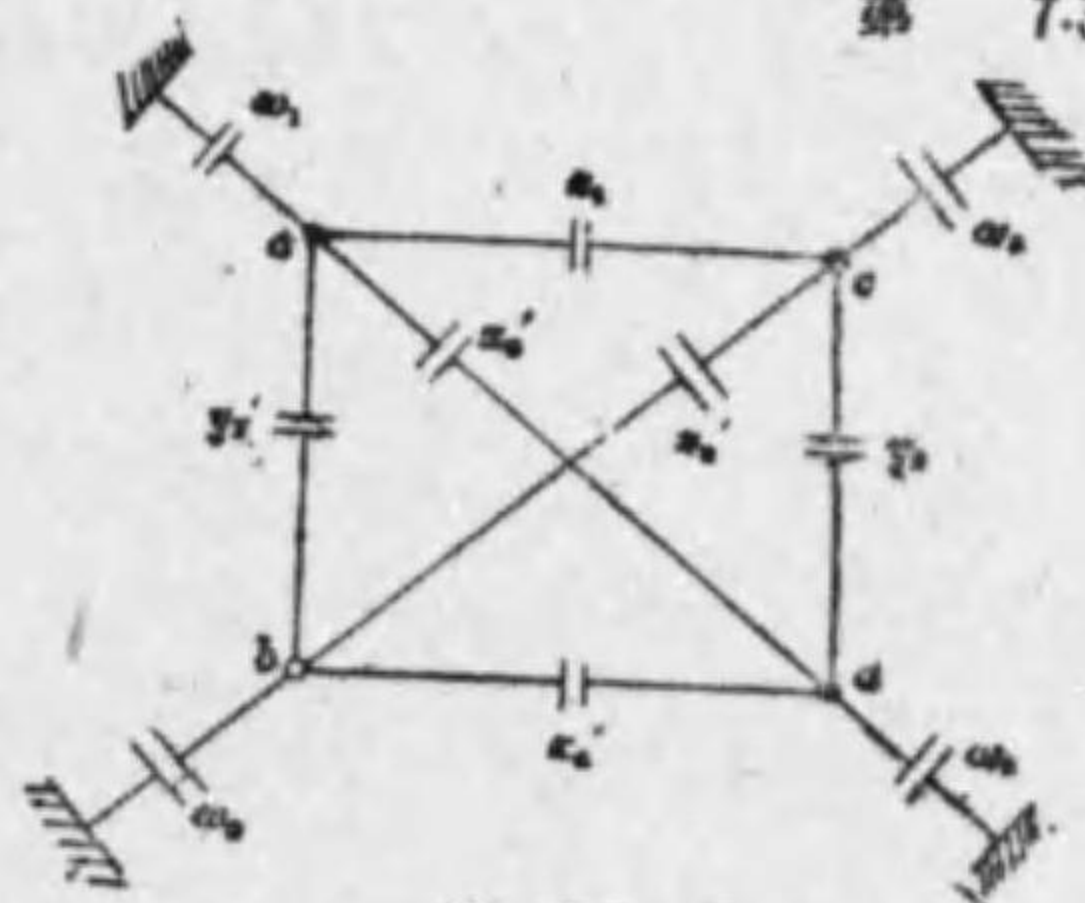
(7.6 式に示す如く  $I_1$  は又網型回路に於て  $P_1 P_2, P_1 P_3, \dots, P_1 P_n$  に夫々インピーダンス  $Z_1 Z_2 \Sigma \frac{1}{Z}, Z_1 Z_3 \Sigma \frac{1}{Z}, \dots, Z_1 Z_n \Sigma \frac{1}{Z}$  を接続した場合に  $P_1$  に流れる電流である。 $I_2, I_3, \dots, I_n$  に就ても同様である。従つて星型回路網を網型回路網に変換するには (7.2) 或は (7.3) 式を使用すれば宜い。

### 31. 實回線相互間の静電結合

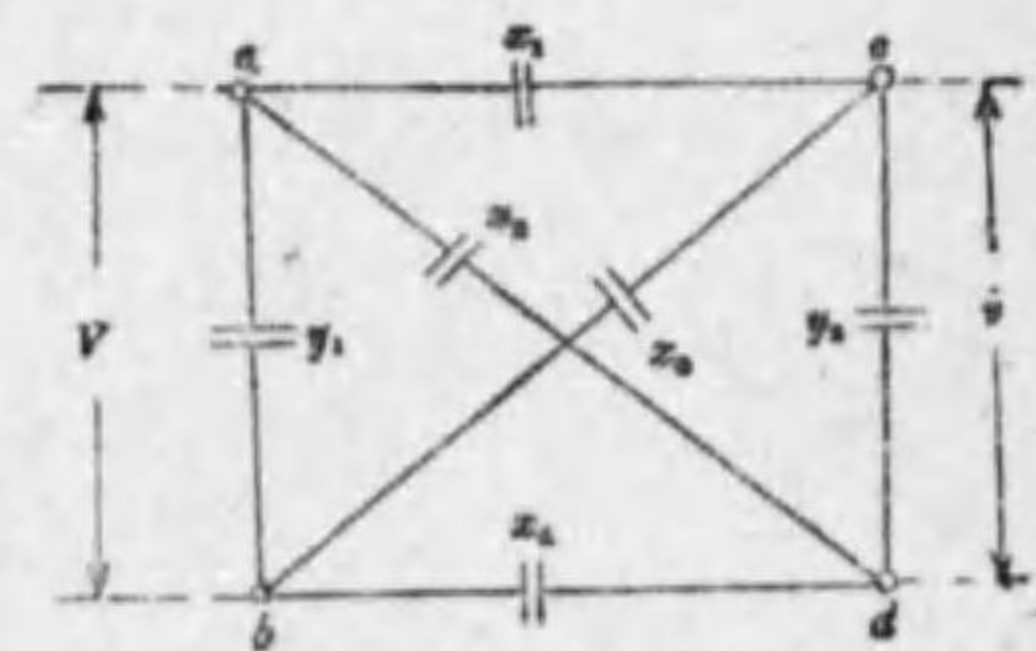
$a$  と  $b$  とを往復線とする線路と  $c$  と  $d$  とを往復線とする線路を考へれば、心線相互間並びに心線大地間



第 7.3 圖



第 7.4 圖



第 7.5 圖

に夫々第 7.3 圖に示す如き部分静電容量が存在する。之を先づ第 7.4 圖の如く書き表はす事が出来る。

而して星型網型變換に依り (7.2) 式を用ひて第 7.4 圖に於ける對地部分容量を心線相互間の静電容量に變換して考へれば、第 7.5 圖の如くなる。

茲に

$$\begin{cases}
 x_1 = x_1' + \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4} \\
 x_2 = x_2' + \frac{\omega_1 \omega_4}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4} \\
 x_3 = x_3' + \frac{\omega_2 \omega_3}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4} \\
 x_4 = x_4' + \frac{\omega_3 \omega_4}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4} \\
 y_1 = y_1' + \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4} \\
 y_2 = y_2' + \frac{\omega_3 \omega_4}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4}
 \end{cases} \dots\dots\dots (7.7)$$

今回線  $ab$  を誘導回線、 $cd$  を被誘導回線とし、前者に  $V$  なる起電力を與へた場合、後者に誘導される起電力  $v$  はホイートストーンブリッジ (Wheatstone bridge) の計算によつて求められる。

$$\frac{v}{V} = \frac{1}{x_1 + x_2 + x_3 + x_4} \cdot \frac{x_1 x_4 - x_2 x_3}{y_2 + \frac{(x_1 + x_2)(x_3 + x_4)}{x_1 + x_2 + x_3 + x_4}} \dots\dots\dots (7.8)$$

$C_2$  を  $cd$  間の全容量とすれば

$$C_2 = y_2 + \frac{(x_1 + x_2)(x_3 + x_4)}{x_1 + x_2 + x_3 + x_4}$$

なる故

$$k_1 = \frac{4 x_1 x_4 - x_2 x_3}{x_1 + x_2 + x_3 + x_4}$$

$$\begin{aligned}
 &\cong x_1 - x_2 - x_3 + x_4 \\
 &= x_1' - x_2' - x_3' + x_4' + \frac{(\omega_1 - \omega_2)(\omega_3 - \omega_4)}{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4} \\
 &\cong x_1' - x_2' - x_3' + x_4' \dots\dots\dots (7.9)
 \end{aligned}$$

とおけば

$$\frac{v}{V} = \frac{k_1}{4C_2} \dots\dots\dots (7.10)$$

となる。

従つて 10 個の部分静電容量を考へる代りに第 7.6 圖に示す如く一個の  $\frac{k_1}{4}$  なる静電容量を考へれば良い。何となれば第 7.6 圖に於て  $k_1 \ll C_2$  なるを以て

$$\frac{v}{V} = \frac{1}{\frac{1}{j\omega C_2} + \frac{4}{j\omega k_1}} \cong \frac{k_1}{4C_2} \dots\dots\dots (7.11)$$

なるからである。尙静電結合を相互アドミッタンスの形で表はせば

$$K = \frac{1}{4} j\omega k_1 \dots\dots\dots (7.12)$$

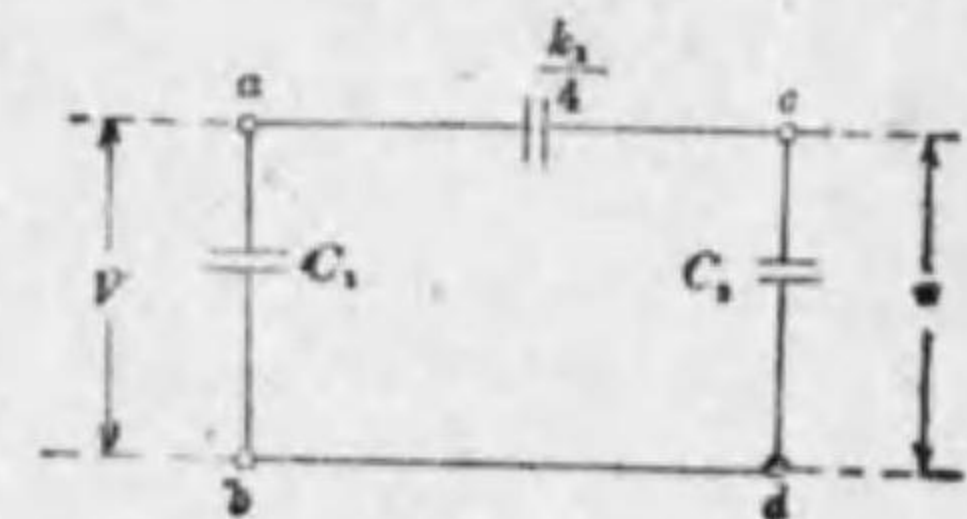
尙此の場合ホイートストーンブリッジの平衡條件、即ち部分静電容量の間に

$$x_1 x_4 = x_2 x_3 \dots\dots\dots (7.13)$$

なる關係が成立すれば相互アドミッタンスは消失する。

又實際の動作状態に於ては被誘導回線は通常特性インピーダンス  $Z_{02}$  で送受兩端を終端してあるから

$$\frac{v}{V} = \frac{1}{4} j\omega k_1 \cdot \frac{Z_{02}}{2}$$



第 7.6 圖

$$= j\omega k_1 \frac{Z_{02}}{\omega} \dots\dots\dots(7.14)$$

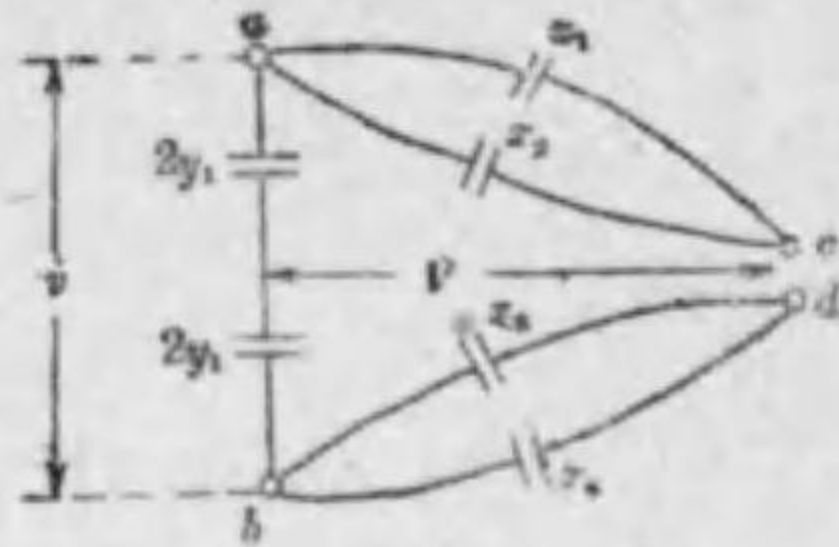
と與へられる。

**32. 重信回線實回線間の  
の静電結合** *ab* を往線とし *cd* を復

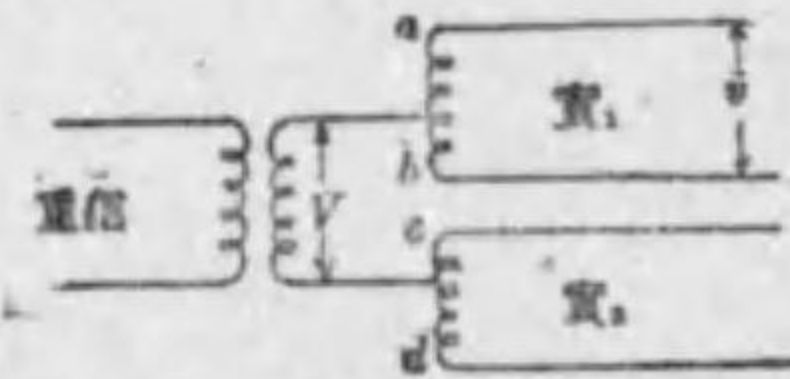
線とする重信回線を誘導回線とし實回線  
*ab* を被誘導回線とする。重信回線に電  
壓 *V* を加へた時實回線に誘起する電壓を *v* とすれば

$$\frac{v}{V} = \frac{2(x_1+x_2)(x_3+x_4)(x_1+x_2-x_3-x_4)}{(x_1+x_2+x_3+x_4)(y_1(x_1+x_2+x_3+x_4)+(x_1+x_2)(x_3+x_4))} \dots\dots\dots 7.15)$$

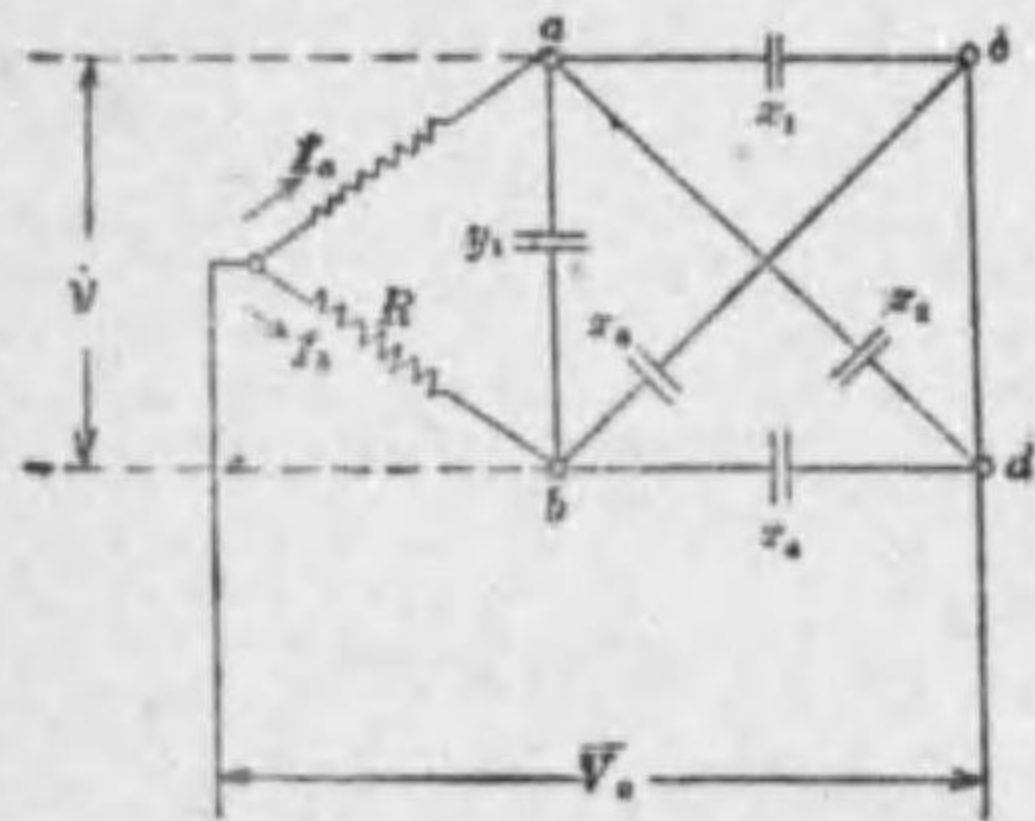
第 7.8 圖の如く重信回線の端局結合を  
行つた場合に於ける重信回線より實回線  
(*ab*) への誘導を考へる爲、第 7.9 圖の如  
き等價回線を調べて見る。



第 7.7 圖



第 7.8 圖



第 7.9 圖

第 7.9 圖に於て *R* は極めて大  
とし *cd* は短絡されたものとする  
今 *V*<sub>0</sub> なる電壓を加へた時 *a, b, c, d*  
に誘起される電壓を夫々 *v<sub>a</sub>, v<sub>b</sub>, v<sub>c</sub>, v<sub>d</sub>*  
とする。

重信回線の有せる電壓 *V* は

$$V = \frac{v_a + v_b}{2} - \frac{v_c + v_d}{2} \dots\dots(7.16)$$

又 *ab* 間に誘起せらるゝ電壓  $v = v_b - v_a$

*a* に向つて流れる電流 *I<sub>a</sub>* は

$$I_a = \frac{V_0}{R + \frac{1}{(x_1+x_2)P}} = \frac{V_0(x_1+x_2)P}{1+R(x_1+x_2)P} \quad \text{但し } P = j\omega$$

*b* に向つて流れる電流 *I<sub>b</sub>* は

$$I_b = \frac{V_0(x_3+x_4)P}{1+R(x_3+x_4)P}$$

*a* 及 *b* と *cd* 間の電位差を夫々 *v<sub>a</sub>'*, *v<sub>b</sub>'* とすれば

$$v_a' = v_a - v_{cd} = V_0 \frac{1}{1+R(x_1+x_2)P}$$

$$v_b' = v_b - v_{cd} = V_0 \frac{1}{1+R(x_3+x_4)P}$$

(7.16) 式より

$$V = \frac{1}{2} V_0 \left[ \frac{1}{1+R(x_1+x_2)P} + \frac{1}{1+R(x_3+x_4)P} \right]$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} \frac{V_0}{R} \left[ \frac{1}{(x_1+x_2)P} + \frac{1}{(x_3+x_4)P} \right]$$

*ab* 間の電位差は  $v_b' - v_a' = \frac{V_0}{R} \frac{x_1+x_2-x_3-x_4}{(x_1+x_2)(x_3+x_4)P}$

*ab* 間のインピーダンス *z* は

$$z = \frac{1}{(x_1+x_2)P} + \frac{1}{(x_3+x_4)P}$$

之が *y<sub>1</sub>* と並列になる故、實回路相互間の場合と同様に

$$v = \frac{v_b' - v_a'}{1 + y_1 P} = \frac{V_0}{PR} \frac{x_1+x_2-x_3-x_4}{(x_1+x_2)(x_3+x_4) + y_1(x_1+x_2+x_3+x_4)}$$

*C<sub>1</sub>* を *ab* 間の全静電容量とすれば

$$C_1 = y_1 + \frac{(x_1+x_2)(x_3+x_4)}{x_1+x_2+x_3+x_4} \dots\dots\dots(7.17)$$

なるを以て

$$k_2 = x_1+x_2-x_3-x_4$$

$$\approx x_1' + x_2' - x_3' - x_4' + \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2) \dots\dots\dots (7.18)$$

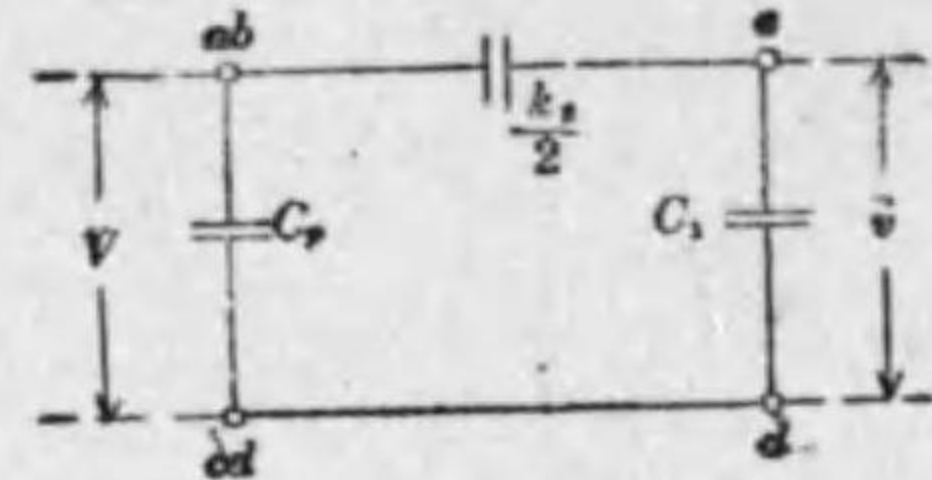
とおけば

$$\frac{\dot{v}}{V} = \frac{2k_2 (x_1 + x_2)(x_3 + x_4)}{C_1 (x_1 + x_2 + x_3 + x_4)^2} \dots\dots\dots (7.19)$$

今若し  $x_1 \approx x_2 \approx x_3 \approx x_4$  とすれば

$$\frac{\dot{v}}{V} = \frac{k_2}{2C_1} \dots\dots\dots (7.19)'$$

故に前と同様にして静電容量の等価回路は第 7.10 圖の如くなり  $\frac{k_2}{2}$  のみ考へればよい。

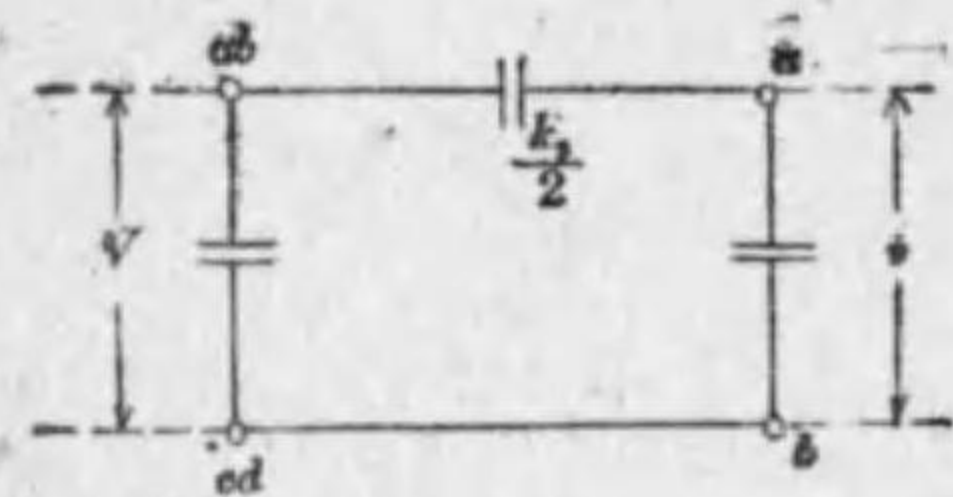


第 7.10 圖

次に重信回線  $ab, cd$  から實回線  $cd$  に

及ぼす誘導を考へる場合には  $k_2$  の代りに次に示す  $k_s$  を用ふれば良い。

$$k_s = x_1 - x_2 + x_3 - x_4 \approx x_1' - x_2' + x_3' - x_4' + \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2) \dots\dots\dots (7.20)$$



第 7.11 圖

即ちその等価回路は第 7.11 圖の如くである。

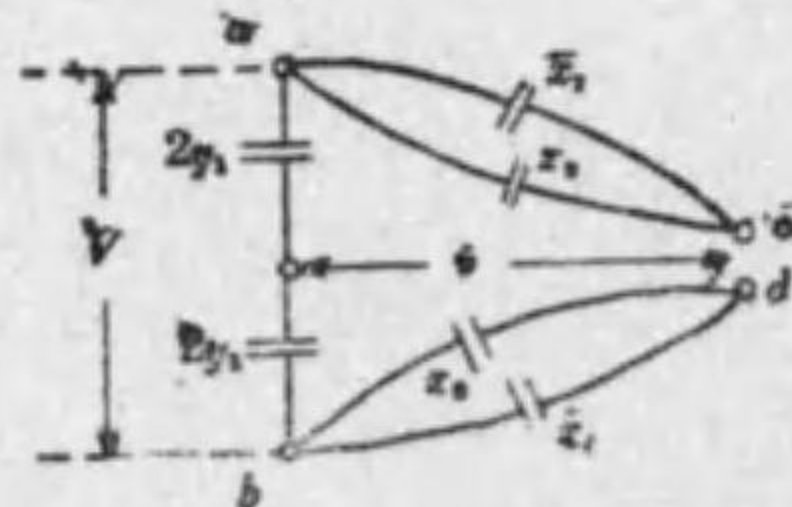
### 33. 實回線重信回線の静電結合

實回線に電壓  $V$  を加へ

たる場合重信回線に誘起する電壓を  $\dot{v}$

とすれば前と同様第 7.12 圖について考へば

$$\begin{aligned} \frac{\dot{v}}{V} &= \frac{x_1 + x_2}{x_1 + x_2 + x_3 + x_4} - \frac{1}{2} \\ &= \frac{x_1 + x_2 - x_3 - x_4}{2(x_1 + x_2 + x_3 + x_4)} \dots\dots\dots (7.21) \end{aligned}$$



第 7.12 圖

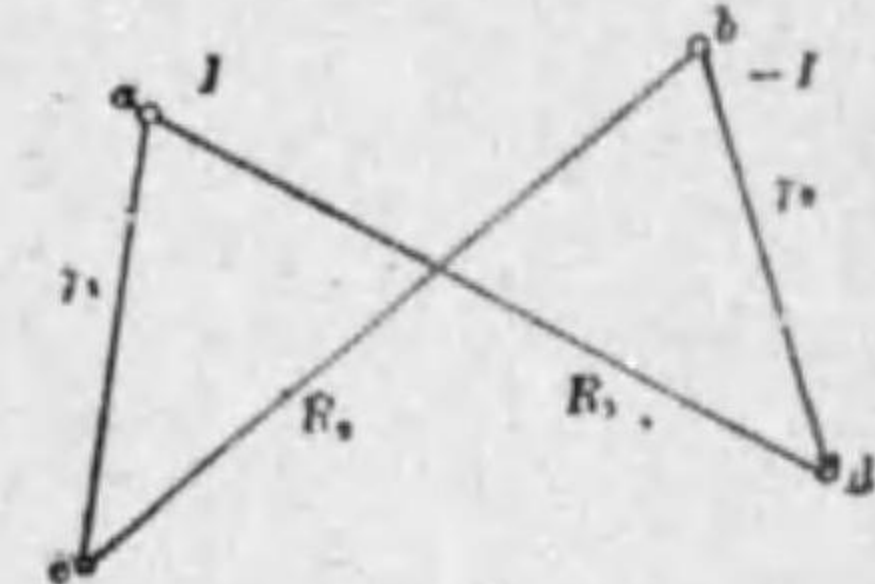
而して重信回線相互間の全静電容量を  $C_p$  とすれば

$$C_p = x_1 + x_2 + x_3 + x_4 \dots\dots\dots (7.22)$$

であるから

$$\frac{\dot{v}}{V} = \frac{k_2}{2C_p} \dots\dots\dots (7.23)$$

従つて等価回路は第 7.13 圖の如くなる。此の場合にも  $k$  の代りに  $k_s$  を用ふれば他の一つの實回線から實回線に及ぼす不平衡となる。



第 7.13 圖

上述の 32 節及 33 節の場合に於て實際の動作状態に對しては夫々

$$\frac{\dot{v}}{V} = j\omega k_{2,3} \frac{Z_{01,02}}{4} \dots\dots\dots (7.24)$$

$$\frac{\dot{v}}{V} = j\omega k_{2,3} \frac{Z_{0p}}{4} \dots\dots\dots (7.25)$$

又相互アドミッタンスの形で表はせば

$$K = \frac{1}{2} j\omega k_{2,3} \dots\dots\dots (7.26)$$

## 第 8 章 電 磁 結 合

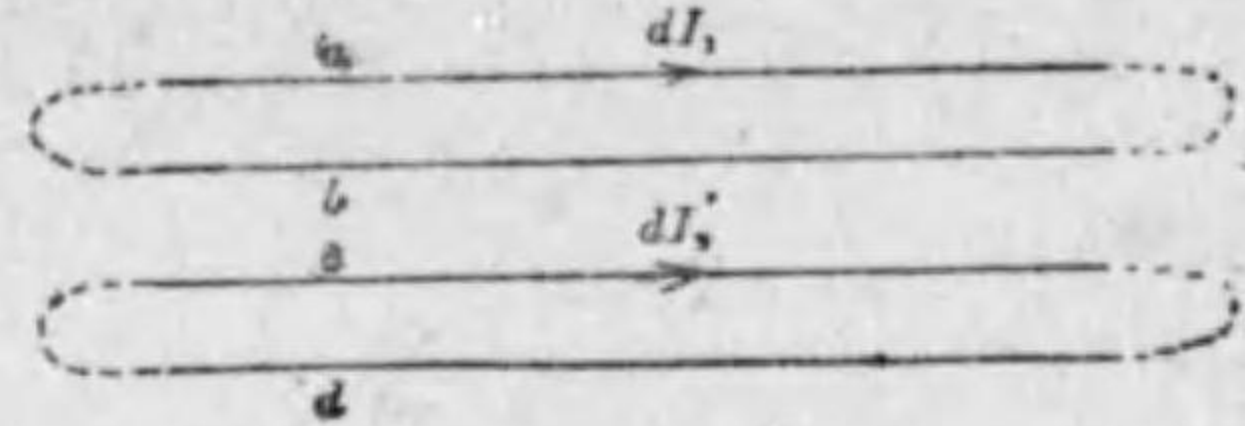
二回線に於ける電磁結合とは其の回線相互間の相互インダクタンスを云ふ。これも亦回線相互間の漏話となるものであつて最近の如く無裝荷ケーブル搬送方式を長距離通信網の根幹と決定されるに及んでは極めて重要な量となつた。最近のケーブル製造者は此の電磁結合を如何にして軽減するかと言ふ事に専ら苦心してゐるのである。

第 8.1 圖に示す如き  $ab$  を往復線とする回線と  $cd$  を往復線とする回線と

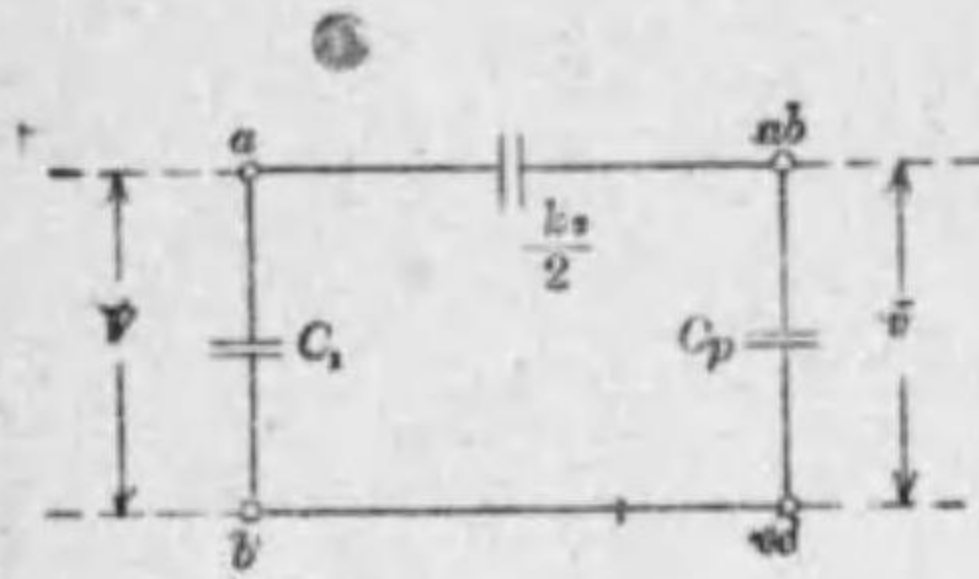
の間の電磁結合即ちインダクタンスを計算する。

今 8.2 圖に就いて考ふ。

圖に於て  $ab, cd$  間の磁束による結合を求めんとするものであるが  $ab, cd$  共に平行な



第 8.1 圖



第 8.2 圖

無限長の一部分について単位長を考へ

る。  $a = I, b = -I$  が流れるとすれば

$a$  による  $cd$  間の磁束は

$$\int_{r_1}^{R_1} \frac{2I}{r} dr = 2I \ln \frac{R_1}{r_1} \dots (8.1)$$

同様に  $b$  による  $cd$  間の磁束は

$$-\int_{R_2}^{r_2} \frac{2I}{r} dr = -2I \ln \frac{r_2}{R_2} \dots (8.2)$$

よつて  $a, b$  による全磁束は

$$2I \ln \frac{R_1 R_2}{r_1 r_2} \dots (8.3)$$

従つて  $cd$  間の起電力  $E$  は

$$E = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -j\omega I 2 \ln \frac{R_1 R_2}{r_1 r_2} \dots (8.4)$$

故に

$$m = 2 \ln \frac{R_1 R_2}{r_1 r_2} \text{ (単位長當り)} \dots (8.5)$$

### 3.4. ケーブル内に於ける直接電磁結合 通信ケーブル

に於ては導體を紙で絶縁して後對撚又は星型クワッド或は  $D.M.$  型クワッドに撚り、然る後に多くの對或はクワッドを集合して之に鉛被を施す。搬送通信に用ひる無裝荷ケーブルに於ては導體を紙で絶縁する前に導體上に

紙被を巻く事によつて、往復兩線間の相互静電容量の偏差を軽減すると共

- に對或はクワッドの型を整へ静電結合及び電磁結合を軽減する事にしてゐる。従來獨米兩國に於て發達せる裝荷ケーブルに於ては  $D.M.$  型クワッドケーブル (Dieselhorst-Martin Kabel, 或は Multiple-twin cable) を用ひてゐたが、我が國に於ける無裝荷ケーブルに於ては  $D.M.$  型クワッドケーブルは之を用ひない。何となれば  $D.M.$  型クワッドケーブルは主として重信回線を作成する爲めのケーブルであり、従つて重信回線實回線間の静電結合 (此の場合には電磁結合は考慮しない) を軽減するのに適するケーブルであるからである。換言すれば  $D.M.$  型は重信回線作成を第一義とするケーブルである。然るに無裝荷ケーブルに於ては重信回線を作成する事は第二義的であつて搬送電話を重疊する所に最大の目的が存在する。而して搬送電話回線は實回線に之を重疊するものであるから、ケーブルとしては實回線相互間の静電結合及び電磁結合の小なるものたる事を必要とする。然るに星型クワッドケーブルは  $D.M.$  型クワッドケーブルに比し重信回線實回線間の静電結合及び電磁結合は大であるが實回線相互間の静電結合及び電磁結合は極めて小さい。故に無裝荷ケーブル搬送方式では  $D.M.$  型を廢止し星型を用ひなければならぬ。然し乍ら最近では星型ケーブルでも重信回線實回線間の結合が小なる優秀なるケーブルが製造されつゝあるのであつて、第二義的乍ら無裝荷ケーブルに於ても音聲のみの重信回線の作成は不可能ではなくなつた。

又無裝荷ケーブルにして對数の小なるケーブルは星型クワッドケーブルよりも寧ろ對撚型ケーブルの方が技術的に優つてゐる。即ち星型ケーブルに於てはクワッドをなす他の對に渦流を生ずる爲め渦流損に基因する實效抵抗によつて星型ケーブル回線の高周波に於ける減衰定数は對撚型ケーブ

ル回線の減衰定數に比して大となる缺點がある。それと同時に星型ケーブルに於てはクワッド内に於ける貫回線相互間の結合を軽減すべき試験接続を施行しなければならないのに反し、對撚型ケーブルの試験接続に於てはクワッド内に於ける貫回線相互間の結合は之を考慮する必要なき爲試験接続が極めて簡単となる利益がある。然し乍ら對撚型ケーブルに於て對數が多くなると撚程の選定が困難となる爲め對撚型ケーブルは製作上不利となるのみならず、ケーブル切斷面積が星型に比して大となりケーブルの許容最大外徑以上となる缺點がある。

故に比較的對數の小なる無裝荷ケーブルは之を對撚型とし比較的對數の大なる無裝荷ケーブルは之を星型とするを有利とする。

扱て以下に於ては對撚型或は星型ケーブルに於ける直接電磁結合に就て考察する。而して茲には鉛被等渦流回路を生ずるが如き第三の金屬體が兩回線の附近に存在せざる場合、即ち空間に二條の對或は星型クワッド即ち誘導回線と被誘導回線のみが存在する場合に就て述べる。此の場合に於ける電磁結合には不規則的電磁結合と規則的電磁結合とが考へられる。

(A) 不規則的電磁結合はケーブル製造の際偶發的に發生する電磁結合であつて其の原因とする處は、星型ケーブル製造に於て四條の心線が正確に正四角形の頂點にない事、撚程が設計通り正確に行かない事、紙捲が一樣でない事、クワッド或は對の配列が設計上の位置よりずれる事等である要するに設計より外れ不均一性より生ずる電磁結合である。クワッド内電磁結合は不規則的電磁結合のみによつて生ずる。

(B) 規則的電磁結合は設計上より來る電磁結合であつて、撚程による電磁結合として計算し得るものである。故に規則的電磁結合は豫め豫定されるものであつてケーブル製作技術が極度に進歩すれば電磁結合は主とし

て規則的電磁結合のみによつて生ずる事となる。クワッド間、或は對間の電磁結合は規則的電磁結合と不規則的電磁結合の和として現はれる。

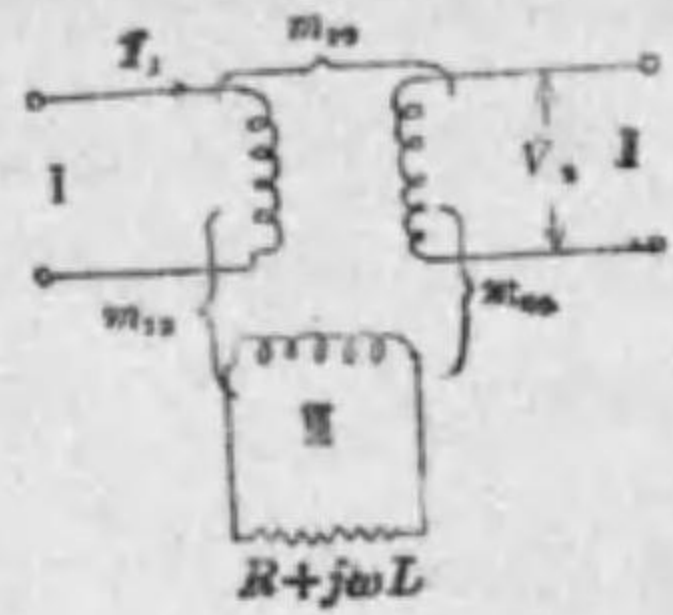
無裝荷ケーブルの電磁結合に於ては規則的電磁結合、即ち撚程長の電磁結合に及ぼす影響を研究する事は極めて重要である。即ち從來の裝荷ケーブルに於ては其の對象とする處は靜電結合のみであつて、從つてクワッド或は對の撚程長は唯二種類のみを選定し、之を交互に配置するのみで充分であつた。然るに無裝荷ケーブルに於ては電磁結合を軽減する爲各對或はクワッドの撚程長は總て變化しなければならないのであつて、多くの種類の撚程長を選定すると共に之を適當に配置しなければならない。其の選定及び配置の方法は對數の多少により又ケーブルの構造によつて異なるが、現在のケーブル製作技術に於ては約 30 種の撚程長を選定し得る。

**35. 渦流による複素電磁結合** 附近に何等の金屬體なく無限に廣い空間に對撚線或は星型クワッドが二條直線狀に引張られたる場合、相互間の電磁結合は前述の如くにして數學的に取扱ふ事が出来る。之は勿論虚數部分のみであつて複素電磁結合とはならない。

然るに實際のケーブルに於ては此の理想的の場合に比して著しく趣きを異にしてゐる。即ち對撚線或は星型クワッドは二條のみでなく更に多くの他の心線が附近に存在するのみならず、ケーブルの鉛被或は遮蔽金屬體が電氣的に影響を與へる。而して之等他の心線、鉛被、遮蔽金屬體等第三の回路内に流れる渦流によつて間接電磁結合を生じ其の結果複素電磁結合となる。

斯くの如く附近に存在する第三の金屬體内に流れる渦流回路に關しては其の詳細を知る事は極めて困難である。從つて斯かる複雑なる電氣的現象を正確に數學的に取扱ふ事は殆んど不可能と云つて過言でない。

複素電磁結合は概念的に第 8.3 圖に示す如き等價回路によつて表はされる。圖に於て I は誘導回線、II は被誘導回線、III は鉛被等附近に存在する第三の金屬體内に生ずる渦流回路を示す。



第 8.3 圖

扱て第三の回路の全インピーダンスを  $R+j\omega L$  を以て表はし又誘導回線と被誘導回線との間の直接結合を  $m_{12}$ 、誘導回線と渦流回路との間の直接結合を  $m_{13}$ 、被誘導回線と渦流回路との直接結合を  $m_{23}$  を以て表はすものとする。

回路 I の誘導電流を  $I_1$  とし回路 II の被誘導電壓を  $V_2$  とすれば直接結合による被誘導電壓は

$$-j\omega m_{12} I_1$$

であつて、回路 III の電流を  $I_3$ 、インピーダンスを  $R+j\omega L$  とすれば間接結合による被誘導電壓は

$$-j\omega m_{23} I_3 = -j\omega m_{23} \frac{-j\omega m_{12} I_1}{R+j\omega L}$$

であるから、

$$V_2 = -j\omega m_{12} I_1 + \frac{j\omega m_{12} j\omega m_{23} I_1}{R+j\omega L} = -j\omega m_{12} I_1 \left[ 1 - \frac{a}{b^2+1} - j \frac{ab}{b^2+1} \right] \dots\dots\dots (8.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{但し } a &= \frac{m_{12} m_{23}}{m_{12} L} \quad (\omega \text{ に無關係}) \\ b &= \frac{R}{\omega L} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8.7)$$

従つて複素電磁結合を相互インピーダンスの形で表はせば

$$M = -\frac{V_2}{I_1} = j\omega m_{12} \left[ 1 - \frac{a}{b^2+1} - j \frac{ab}{b^2+1} \right] \dots\dots\dots (8.8)$$

$$\text{又 } R_m + jX_m = m_{12} \left[ 1 - \frac{a}{b^2+1} - j \frac{ab}{b^2+1} \right] \dots\dots\dots (8.9)$$

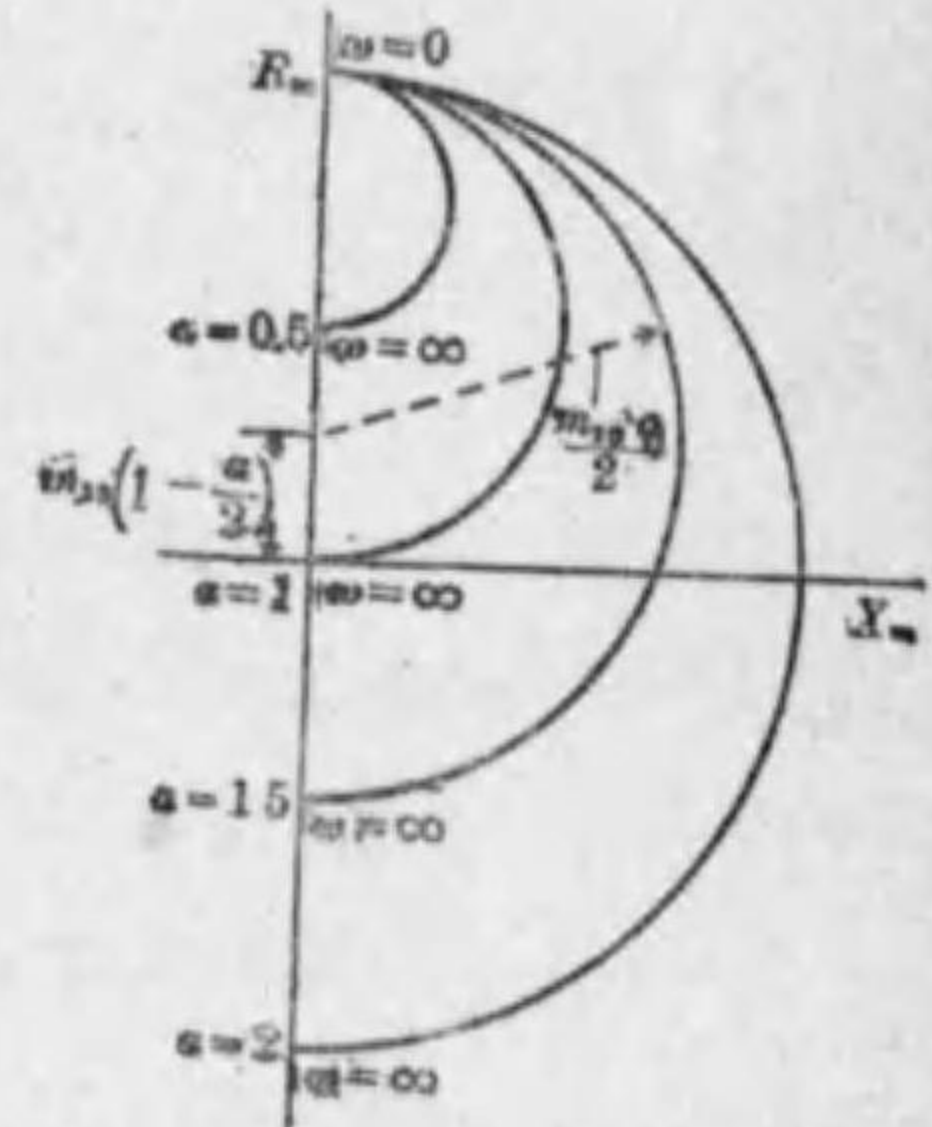
と置き、 $R_m$  及び  $X_m$  より  $b$  (即ち  $\omega$ ) を消去すれば、複素電磁結合の軌跡 ( $R_m, X_m$ ) を得る。

$$X_m^2 + \left[ R_m - m_{12} \left( 1 - \frac{a}{2} \right) \right]^2 = \left( \frac{\omega m_{12}}{2} \right)^2 \dots\dots\dots (8.10)$$

即ち圓の方程式となり其の中心は  $m_{12} \left( 1 - \frac{a}{2} \right)$ 、半径は  $\frac{\omega m_{12}}{2}$  であつて

第 8.4 圖の如くなる。扱て上述の等價回路の計算に對して物理的考察によつて吟味すれば次の通りである。

第一に  $R_m$  の値は  $\omega=0$  の時は  $R_m = m_{12}$  であつて、 $\omega=\infty$  の時は  $R_m = m_{12} - m_{12} m_{23} / L$  である。又  $X_m$  の値は  $\omega=0$  の時及び  $\omega=\infty$  の時共に  $X_m = 0$  であつて、何れの場合も純虚数となる。而して  $R_m$  は正負何れの値をも取



第 8.4 圖

り得るのに反し、 $X_m$  は正或は負何れか一方の値しか取り得ない。従つて (8.10) 式にて示す圓のうち物理的に實在し得るのは  $R_m$  軸を境とする何れかの側の半圓のみである。

次に第三の金屬體内の回路 III は渦流によつて生ずる回路である。従つて之を第 8.3 圖に示す如き等價回路を以て簡単に表はした場合、此の渦流回路が物理的に如何なる状態によつて形成せられてゐるか不明である。唯極めて複雑な渦流回路が全體として概念的に圖の如き  $R+j\omega L$  なる等價

回路を以て示し得ると云ふのである。而して此の等價回路の全インダクタンス  $L$  及び全抵抗  $R$  は一般に周波数によつて變化するものと考えなければならぬ。

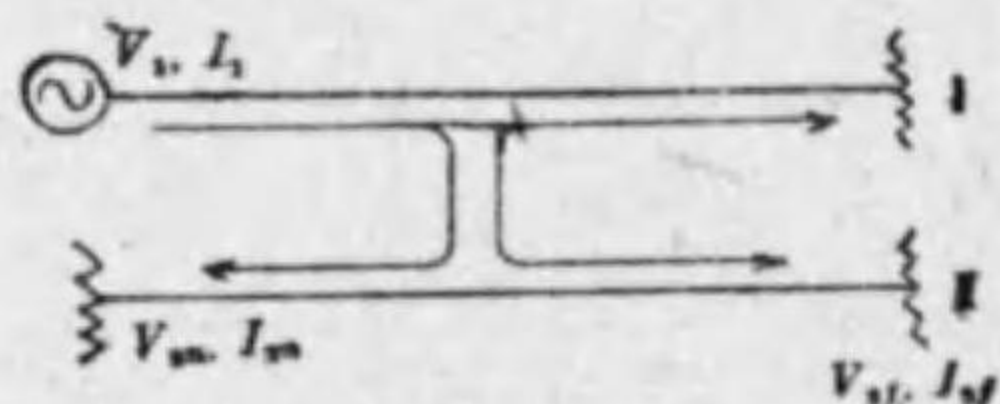
更に一般的に考へれば直接結合  $m_{12}, m_{13}, m_{23}$  も亦周波数によつて變化するものと考えられる。

### 第9章 漏話現象

#### 36. 漏話の定義及單位

前章に於て述べたる如く回線間に不平衡のある場合静電結合、電磁結合等によつて一つの回線の通話が他方に漏れる。この現象を漏話 (crosstalk) といふ。

第9.1圖に於て I を誘導回線 II を被誘導回線と云ふ。誘導回線に  $V_1, I_1$  を與へた時被誘導回線に現はれる漏話は2種となり、送端側に生ずる漏話を近端漏話 (Near-end crosstalk) と云ひ、受端側に現はれる漏話を遠端漏話 (Far-end crosstalk) と云ふ。



第9.1圖

更に實回線相互間の漏話 (S-S crosstalk) と實回線、重信回線の漏話 (P-S crosstalk) がある。

漏話の單位としては米國では古くは漏話單位 (crosstalk unit, c.t.  $\mu$ ) を用ひた。之は  $I_2$  と  $I_1$  の比を取り、 $I_2$  を  $I_1$  の  $10^6$  分の一で表はす方法である。

$$c.t. \mu = \frac{I_2}{I_1} \times 10^6 \dots\dots\dots (9.1)$$

即ち 1 c.t.  $\mu$  漏話とは被誘導電流が誘導電流の百萬分の一であること

を意味する。

之は單に電流比であるから當然終端インピーダンスに關係し且つ兩方の回路のインピーダンスに關係する。

更に通話レベルは皮相電力を以て表はすので (此の理由は後述する) 漏話も同様に皮相電力比を以て定義すればよい。即ち

$$\left. \begin{aligned} b_n &= \frac{1}{2} I_n \left| \frac{V_1 I_1}{V_{2n} I_{2n}} \right| \dots\dots\dots \\ b_f &= \frac{1}{2} I_n \left| \frac{V_1 I_1}{V_{2f} I_{2f}} \right| - \beta_1 l \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.2)$$

但し  $\beta_1$  は誘導回線の減衰量である。茲に  $b_n$  は遠端、 $b_f$  は近端漏話を示す。C.C.I.F (國際電話諮問委員會) では回線の漏話限度を 54db としてゐる。通常は平均 64 db とする。但しこの値は回線の兩端に於ける値であるから一中繼所區間値を定める時は次の様にする。

今遠端漏話を例にとれば各中繼所間で漏話の相加される状態は區間  $n$  の平方根に比例する。これは各區間の漏話が誤差法則に従つて相加されると考へて得た結論である。

東京、新京間を考へると距離 2500 軒、中繼所間隔を 50 軒 とすれば區間數  $n \left( = \frac{2500}{50} \right)$  よつて一中繼所のケーブル内の漏話は

$$B_f = b_f + 20 \log \sqrt{n} = 64 + 17$$

局内全體で 6db の増加を許せば 81+6=87db が平均ケーブルの漏話となる。

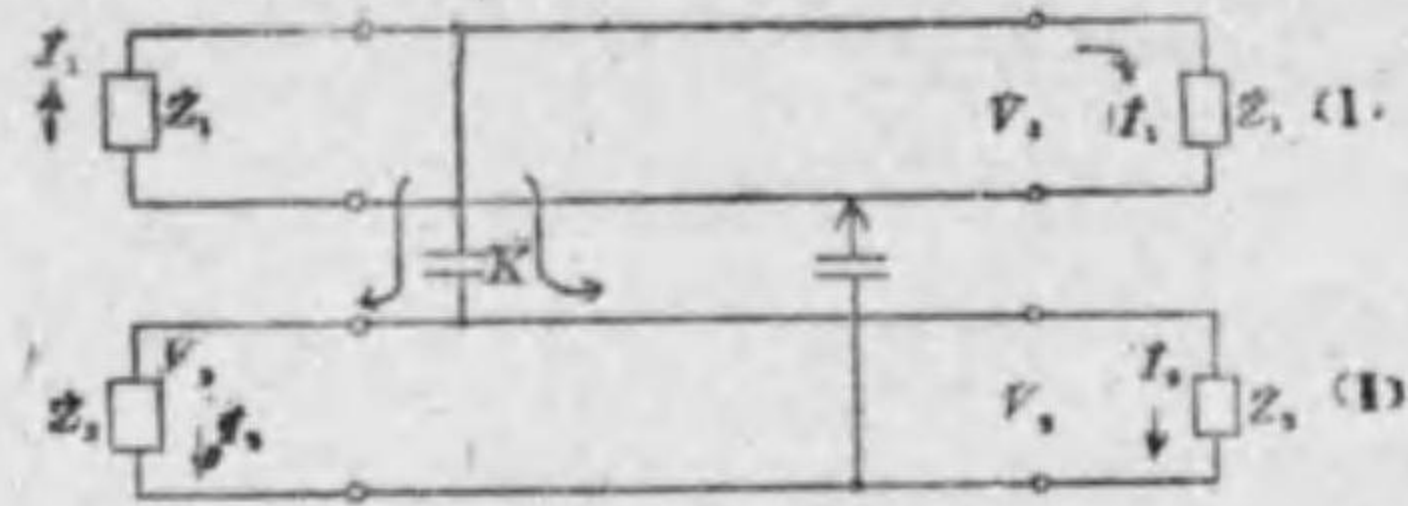
平均と最悪はケーブル技術として結合係数が3倍位相違するから漏話限度は 77db となる。

#### 37. 線路の漏話 $\alpha$ 及 $\beta$ を無視出来る様な均一線路を考へる



誘導及被誘導回線は何れも特性インピーダンス  $Z_1, Z_2$  で終端されたものとする。

先づ静電結合を  $K'$  とする。



第 9.2 圖

$$\left. \begin{aligned} K' &= \frac{1}{4} j\omega k_1 \quad (\text{實回線相互}) \\ &= \frac{1}{2} \omega k_2 \quad (\text{實回線、重信回線}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9.3)$$

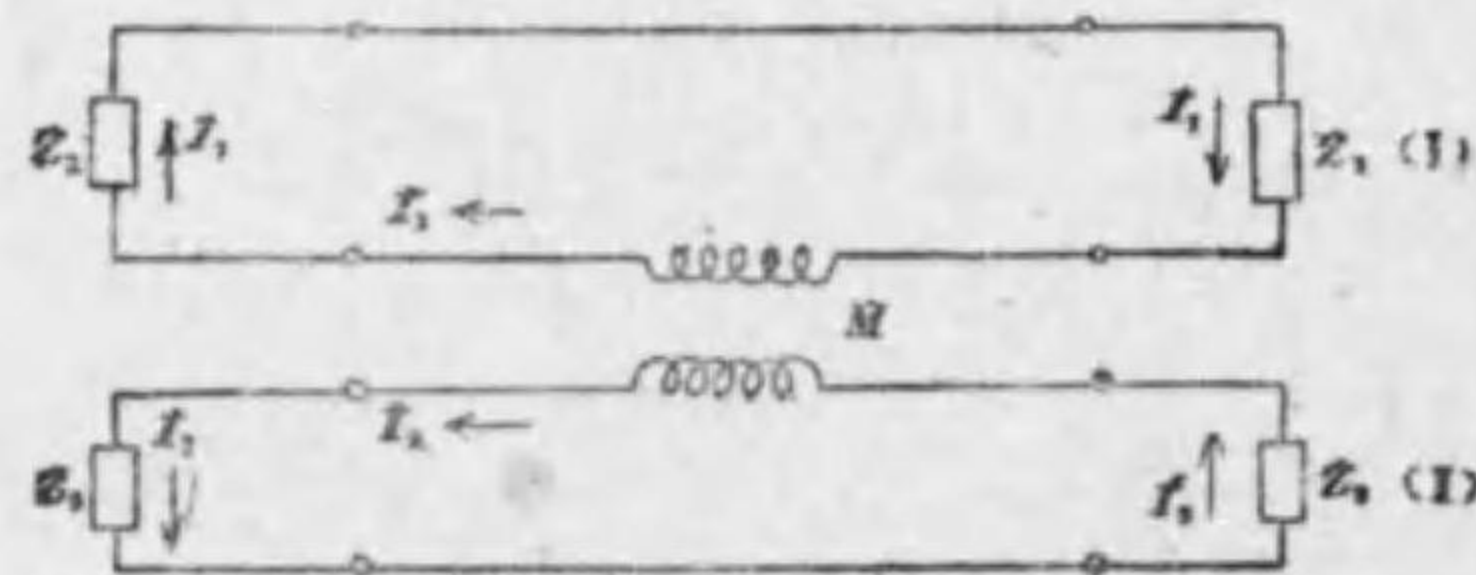
等価回路は第 7 章で考へた如くなる。

$$\left. \begin{aligned} I_2 &= \frac{V}{\frac{1}{K} + \frac{Z_2}{2}} \cdot \frac{1}{2} = \frac{K'}{2} V_1 = \frac{KZ_1}{2} I_1 \\ V_2 &= I_2 Z_2 = \frac{KZ_2}{2} V_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9.4)$$

次に電磁結合を考へると

$$\left. \begin{aligned} I_2 &= \frac{M}{2Z_2} I_1 \\ V_2 &= I_2 Z_2 = \frac{M}{2} I_1 \\ &= \frac{M}{2Z_1} V_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9.5)$$

第 9.2 圖及第 9.3 圖から  $I_2$  の方向は近端では和となり、遠端では差となることが分る。



第 9.3 圖

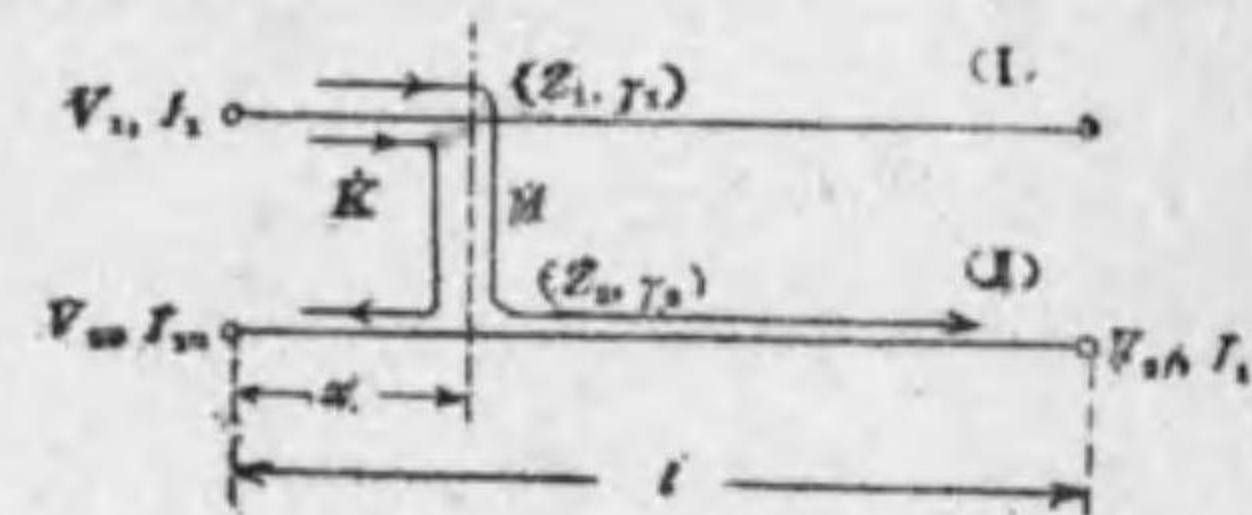
$$\left. \begin{aligned} V_{2n} &= \frac{V_1}{2} \left( KZ_2 + \frac{M}{Z_1} \right) \\ I_{2n} &= \frac{I_1}{2} \left( KZ_1 + \frac{M}{Z_2} \right) \\ V_{2f} &= \frac{V_1}{2} \left( KZ_2 - \frac{M}{Z_1} \right) \\ I_{2f} &= \frac{I_1}{2} \left( KZ_1 - \frac{M}{Z_2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9.6)$$

茲に被誘導電流電壓の式で静電結合による漏話は特性インピーダンスに比例し、電磁結合による漏話は特性インピーダンスに逆比例することは注意を要す。

### 38. 長い線路に於ける漏話

長い線路と云ふ意味は電流、電壓の分布が傳播定数を考慮に入れねばならぬ位になつた場合をいふ。

送端から  $x$  に於て静電結合アドミッタンス  $K$ 、電磁結合インピーダンス  $M$  が存在する時



第 9.4 圖

$$\left. \begin{aligned} V_{2n} &= \frac{V_1}{2} \left( KZ_2 + \frac{M}{Z_1} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} \\ I_{2n} &= \frac{I_1}{2} \left( KZ_1 + \frac{M}{Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9.7)$$

$$\left. \begin{aligned} V_{2f} &= \frac{V_1}{2} \left( KZ_2 - \frac{M}{Z_1} \right) e^{-\gamma_1 x - \gamma_2(l-x)} \\ I_{2f} &= \frac{I_1}{2} \left( KZ_1 - \frac{M}{Z_2} \right) e^{-\gamma_1 x - \gamma_2(l-x)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9.8)$$

よつて近端漏話を  $b_n$  とすれば

$$e^{-b_n} = \sqrt{\frac{V_{2n} I_{2n}}{V_1 I_1}} \quad \left( b_n = \frac{1}{2} \log_e \left| \frac{V_{2n} I_{2n}}{V_1 I_1} \right| \right)$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \left( K + \frac{M}{Z_1 Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} \dots\dots\dots (9,9)$$

遠端漏話を  $b_f$  とすれば

$$e^{-(\beta_f + \beta_l)} = \sqrt{\frac{V_2 I_2}{V_1 I_1}}$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \left( K - \frac{M}{Z_1 Z_2} \right) e^{-\gamma_1 x - \gamma_2 (l-x)} \dots\dots\dots (9,10)$$

全線路を長さ  $s$  なる  $n$  区間に分けて  $\gamma$  番目の区間で  $K_\gamma, M_\gamma$  が存在する時は  $b_n$  は  $n$  区間の漏話の和として求められる。

$$e^{-b_n} = \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \sum_{\gamma=1}^n \left( K_\gamma + \frac{M_\gamma}{Z_1 Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) s_\gamma} \dots\dots\dots (9,11)$$

$$e^{-(b_f + \beta_l)} = \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \sum_{\gamma=1}^n \left( K_\gamma - \frac{M_\gamma}{Z_1 Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) s_\gamma} \dots\dots\dots (9,12)$$

装荷線路に適用する時は各区間の等価漏話として

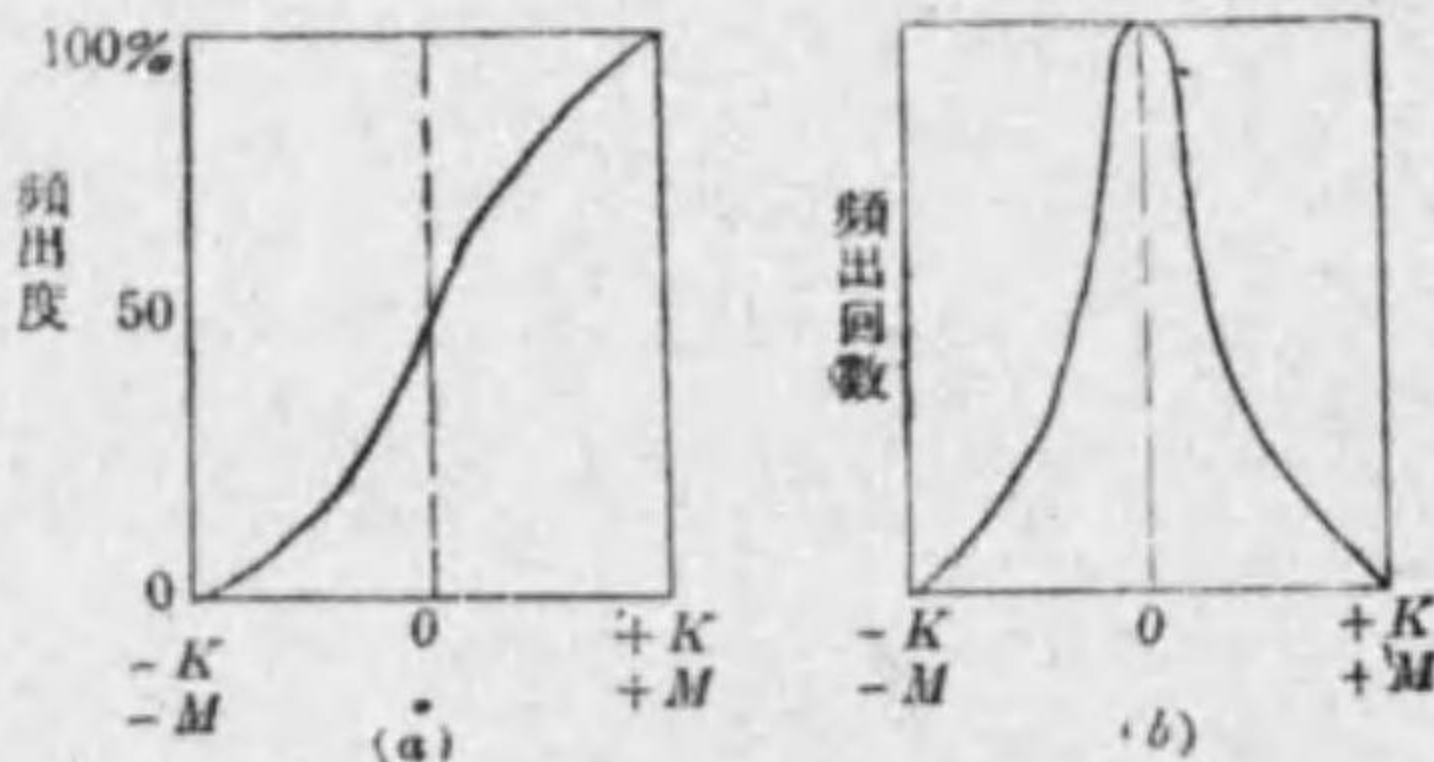
$$\frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \left( K_\gamma + \frac{M_\gamma}{Z_1 Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) s_\gamma}$$

を半区間又は半線路終端に就て求めてから全線路に合成すべきである。

### 39. 誤差法則 静電結合 $K$ 及び電磁結合 $M$ 線路の各部に

於て一定の値を有する場合、或は一定ならずとも既知の値を有する場合、又は距離  $x$  に就て既知の函数なる場合には漏話電圧又は電流を線路全長に

亘つて加へ合はせる  
か或は積分すれば送  
端及び受端の電流及  
び電圧を求める事が  
出来る。然るに實際  
のケーブルピースに  
於ては  $K$  及び  $M$  は



第 9.5 圖

未知であつて正負の或る値の範囲内に亘つて分布されてゐる。然し乍ら  $K$  及び  $M$  の頻出度を求めれば、第 9.5 圖の如くなり所謂誤差曲線となる。故に多數のケーブルピースを相互に接続して長い無装荷ケーブル回路を作る場合には、次に述べる誤差の傳播の法則を適用して  $K$  及び  $M$  を誤差として取扱へば良い。

今個々の測定値を  $Z_1, Z_2, \dots, Z_n$  とし、之等によつて定まる合成測定値を  $Z$  とし、其の間で次の函数關係が存在するものとする。

$$Z = f(z_1, z_2, \dots, z_n) \dots\dots\dots (9,13)$$

$Z, z_1, z_2, \dots, z_n$  に対する任意の誤差を  $X, x_1, x_2, \dots, x_n$  とすれば

$$Z + X = f(z_1 + x_1, z_2 + x_2, \dots, z_n + x_n)$$

$$= f(z_1, z_2, \dots, z_n) + x_1 \frac{\partial f}{\partial z_1} + x_2 \frac{\partial f}{\partial z_2} + \dots + x_n \frac{\partial f}{\partial z_n} + \dots$$

$$\therefore X \approx x_1 \frac{\partial f}{\partial z_1} + x_2 \frac{\partial f}{\partial z_2} + \dots + x_n \frac{\partial f}{\partial z_n} \dots\dots\dots (9,14)$$

$x_1, x_2, \dots, x_n$  は任意の誤差なるを以て、斯くの如き多くの誤差の二乗の和を求めれば次の如くなる。

$$\Sigma X^2 = \Sigma x_1^2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_1} \right)^2 + \Sigma x_2^2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_2} \right)^2 + \dots + \Sigma x_n^2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_n} \right)^2$$

$$+ 2 \Sigma x_1 x_2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_1} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial z_2} \right) + 2 \Sigma x_1 x_3 \left( \frac{\partial f}{\partial z_1} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial z_3} \right) + \dots\dots\dots (9,15)$$

$x_1, x_2, x_3, \dots$  は正或は負となり合計に於て零となるべきものであるから  
( $\sum_{i=1}^n x_i x_j = 0$ )

$$\Sigma X^2 = \Sigma x_1^2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_1} \right)^2 + \Sigma x_2^2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_2} \right)^2 + \dots + \Sigma x_n^2 \left( \frac{\partial f}{\partial z_n} \right)^2 \dots\dots\dots (9,16)$$

$m$  を測定回数とし、 $Z, z_1, z_2, \dots, z_n$  の起り得べき誤差を  $R, r_1, r_2, \dots, r_n$  とすれば  $R^2, r_1^2, r_2^2, \dots, r_n^2$  は夫々  $\Sigma X^2/m, \Sigma x_1^2/m, \Sigma x_2^2/m, \dots, \Sigma x_n^2/m$  に比

例するを以て

$$R^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial z_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial z_n}\right)^2 \dots\dots\dots (9.17)$$

多数のケーブル・ピースを接続して長きケーブル線路を作る場合は

$$Z = z_1 \pm z_2 \pm z_3 \dots \pm z_n \dots\dots\dots (9.18)$$

となる。但し正號は無交叉、負號は交叉せる事を示す。故に  $K$  或は  $M$  を誤差として取扱へば

$$\frac{\partial f}{\partial z_1} = \frac{\partial f}{\partial z_2} = \dots = \frac{\partial f}{\partial z_n} = 1 \dots\dots\dots (9.19)$$

$$\text{よつて } \Sigma x^2 = \Sigma x_1^2 + \Sigma x_2^2 + \dots + \Sigma x_n^2 \dots\dots\dots 9.20$$

實際上の手續から云へば或る一つの組合せの合成を全長に求めて之を全體について及ぼした時 (9.20) 式が成立する。

一組合せに對する確率的平均値即ち自乗平均値  $\bar{X}^2$  を求めると横斷的の全組合せ數  $m$  とすれば

$$\bar{X}^2 = \frac{1}{m} \Sigma X^2$$

$$\bar{x}_1^2 = \frac{1}{m} \Sigma x_1^2$$

(9.20) 式は

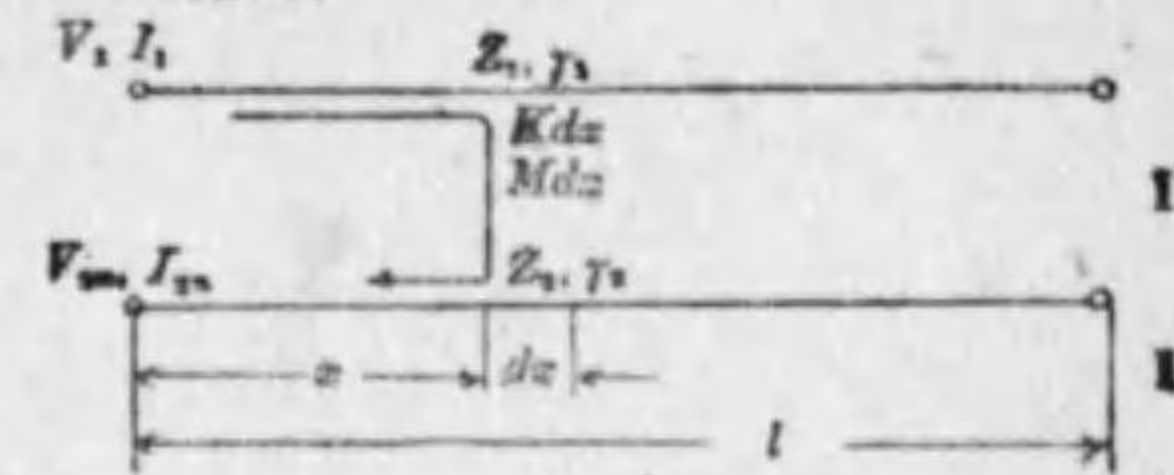
$$\bar{X}^2 = \bar{x}_1^2 + \bar{x}_2^2 + \dots + \bar{x}_n^2 \dots\dots\dots (9.21)$$

となる。即ち確率的合成値の平均は各部分の誤差の自乗和の平方となる。ケーブルに於ける結合は先にも述べた様に一種の誤差と考へられるから、確率的に云つて結合の合成値は各部分結合に部分の數の平方を乗じたるものとなる。

$$x \text{ が } l \text{ の函数である時は } X = \sqrt{\int_0^l x^2 dl} \dots\dots\dots (9.22)$$

### 40. 均一線路に於ける漏話

i) 近端漏話 第 9.6 圖に於て矢印を以て漏話電流の通路を表すとする  $dx$  の部分に於ける結合  $Kdx$   $Mdx$  による近端の電壓、電流は



第 9.6 圖

$$\left. \begin{aligned} dV_{2m} &= \frac{V_1}{2} \left( KZ_2 + \frac{M}{Z_1} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} dx \\ dI_{2m} &= \frac{I_1}{2} \left( KZ_1 + \frac{M}{Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} dx \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.23)$$

合成電壓、電流を求めると

$$\left. \begin{aligned} V_{2m} &= \frac{V_1}{2} \int_0^l \left( KZ_2 + \frac{M}{Z_1} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} dx \\ I_{2m} &= \frac{I_1}{2} \int_0^l \left( KZ_1 + \frac{M}{Z_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)x} dx \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.24)$$

然しこの積分の中には静電結合、電磁結合が  $x$  の函数であり、両も未知なる故静電結合、電磁結合はそれ自身のみならず相互にも誤差分布をする考へる單位長當りの誤差論的平均値を  $K_0, M_0$  とすれば

$$\left. \begin{aligned} K_0 &= \frac{1}{l} \sqrt{\int_0^l K^2 dx} \\ M_0 &= \frac{1}{l} \sqrt{\int_0^l M^2 dx} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.25)$$

$K$  と  $M$  も相互に不規則に組合せられると考へると合成された漏話電壓  $V_{2m}$  は單位長の誤差論的組合せは  $\sqrt{(K_0 Z_2)^2 + \left(\frac{M_0}{Z_1}\right)^2}$  となる

$$\left. \begin{aligned} V_{2m} &= \frac{V_1}{2} \sqrt{\int_0^l \left[ (K_0 Z_2)^2 + \left(\frac{M_0}{Z_1}\right)^2 \right] e^{-2(\gamma_1 + \gamma_2)x} dx} \\ &= \frac{V_1}{2} \sqrt{K_0^2 Z_2^2 + \left(\frac{M_0}{Z_1}\right)^2} \sqrt{\frac{1}{2(\gamma_1 + \gamma_2)} [1 - e^{-2(\gamma_1 + \gamma_2)l}]} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.26)$$

故に近端漏話  $b_n$  は

$$\begin{aligned} \epsilon^{-b_n} &= \sqrt{\frac{V_{2n} I_{2n}}{V_1 I_1}} \\ &= \frac{\sqrt{Z_1 Z_2}}{2} \sqrt{K_0^2 + \left(\frac{M_0}{Z_1 Z_2}\right)^2} \sqrt{\frac{1}{2 \gamma_1 \gamma_2} (1 - \epsilon^{-2(\gamma_1 + \gamma_2)l}} \dots (9.27) \end{aligned}$$

通常  $Z_1 = Z_2 = Z$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  であり  $l$  が相當に大きくて  $\epsilon^{-2(\gamma_1 + \gamma_2)l} \ll 1$  なる時は

$$\epsilon^{-b_n} \approx \frac{Z}{4\sqrt{\gamma}} \sqrt{K_0^2 + \left(\frac{M_0}{Z^2}\right)^2} \dots (9.28)$$

設計用には  $K_0, M_0$  として近似的に結合値の符號を除いた平均値を用ひる。近端漏話は東行が西行の受端に漏れる譯であるから實際上漏話に比較するのは西行の受端電力である。

第 97 圖

$b_n$  は  $V_1 I_1$  に比較されたが西行の受端では通話電力は  $V_1 I_1 \epsilon^{-2\gamma l}$  となつて居る、此のレベル差をも考慮に入れて

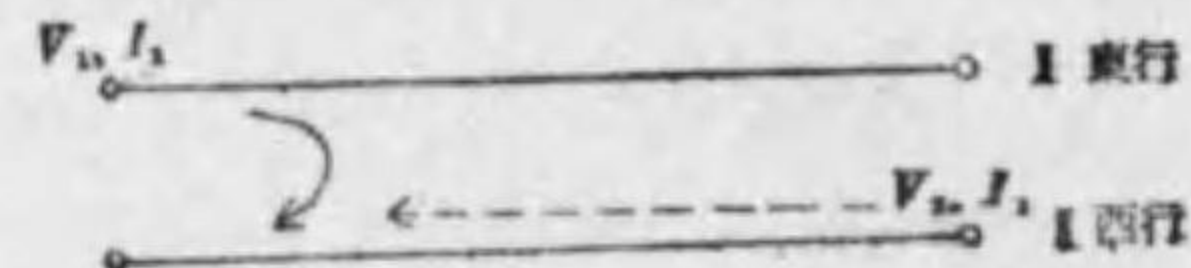
$$B_n = b_n - \beta l \dots (9.29)$$

を以て實効近端漏話と云ふ。

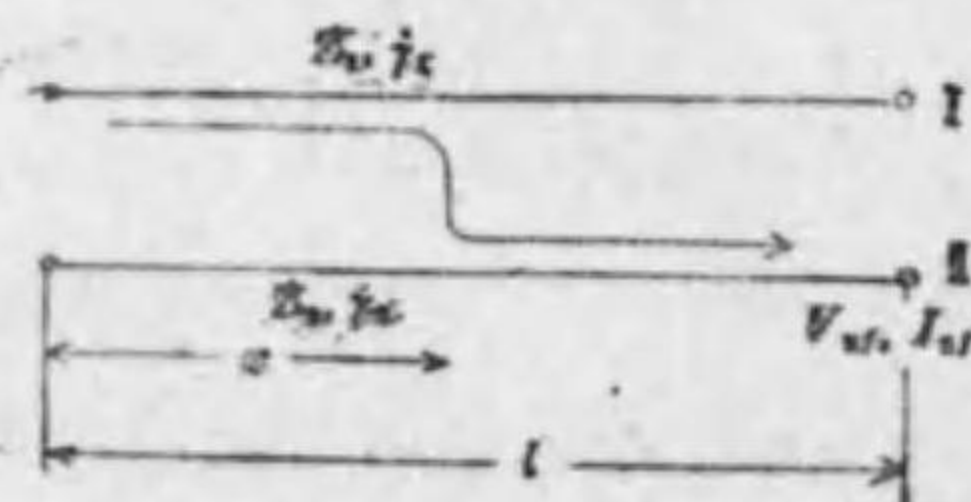
ii) 遠端漏話  $dx$  の部分による遠端漏話電壓、電流は

$$\left. \begin{aligned} dV_{2f} &= \frac{V_1}{2} \left( K Z_2 - \frac{M}{Z_0} \right) \epsilon^{-\gamma_1 x - \gamma_2 (l-x)} dx \\ dI_{2f} &= \frac{I_1}{2} \left( K Z_1 - \frac{M}{Z_2} \right) \epsilon^{-\gamma_1 x - \gamma_2 (l-x)} dx \end{aligned} \right\} \dots (9.30)$$

近端漏話として



第 98 圖



$$\begin{aligned} V_{2f} &= \frac{V_1}{2} \sqrt{\int_0^l \left( K_0 Z_2 \right)^2 + \left( \frac{M_0}{Z_1} \right)^2 \epsilon^{-2\gamma_1 x - 2\gamma_2 (l-x)} dx} \\ &= \frac{V_1}{2} \sqrt{\left( K_0 M_2 \right) + \left( \frac{M_0}{Z_1} \right)^2 \epsilon^{-\gamma_1 l} \sqrt{\frac{1}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left[ 1 - \epsilon^{-2(\gamma_1 + \gamma_2)l} \right]}} \\ I_{2f} &= \frac{I_1}{2} \sqrt{\left( K_0 Z_1 \right)^2 + \left( \frac{M}{Z_2} \right)^2 \epsilon^{-\gamma_2 l} \sqrt{\frac{1}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left[ 1 - \epsilon^{-2(\gamma_1 - \gamma_2)l} \right]}} \end{aligned} \dots (9.31)$$

遠端漏話を  $b_f$  とすれば

$$\begin{aligned} \epsilon^{-(b_f + \beta l)} &= \sqrt{\frac{V_{2f} I_{2f}}{V_1 I_1}} \\ &= \frac{\sqrt{Z_1 Z_2}}{2} \sqrt{K^2 + \left(\frac{M}{Z_1 Z_2}\right)^2} \epsilon^{-\gamma_2 l} \sqrt{\frac{1}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left[ 1 - \epsilon^{-2(\gamma_1 - \gamma_2)l} \right]} \end{aligned} \dots (9.32)$$

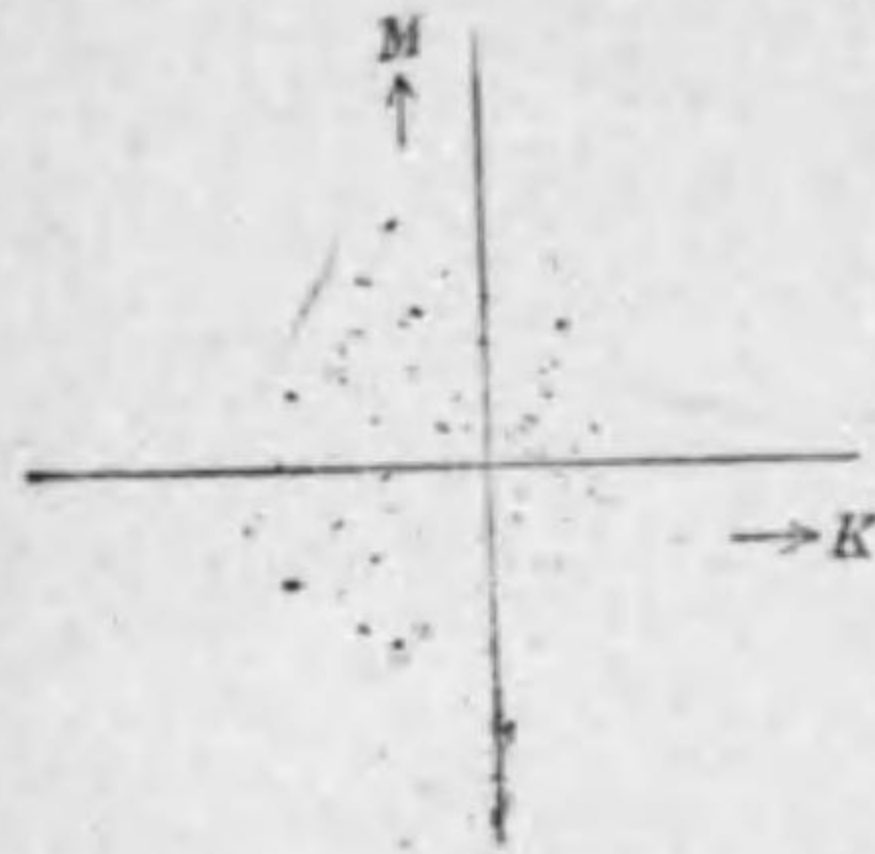
$Z_1 = Z_2 = Z$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  とすれば

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left[ 1 - \epsilon^{-2(\gamma_1 - \gamma_2)l} \right] \approx l \\ |\epsilon^{-\gamma_2 l}| &= \epsilon^{-\beta l} \text{ なる故} \\ \epsilon^{-b_f} &= \frac{Z\sqrt{l}}{2} \sqrt{K^2 + \left(\frac{M}{Z^2}\right)^2} \dots (9.33) \end{aligned}$$

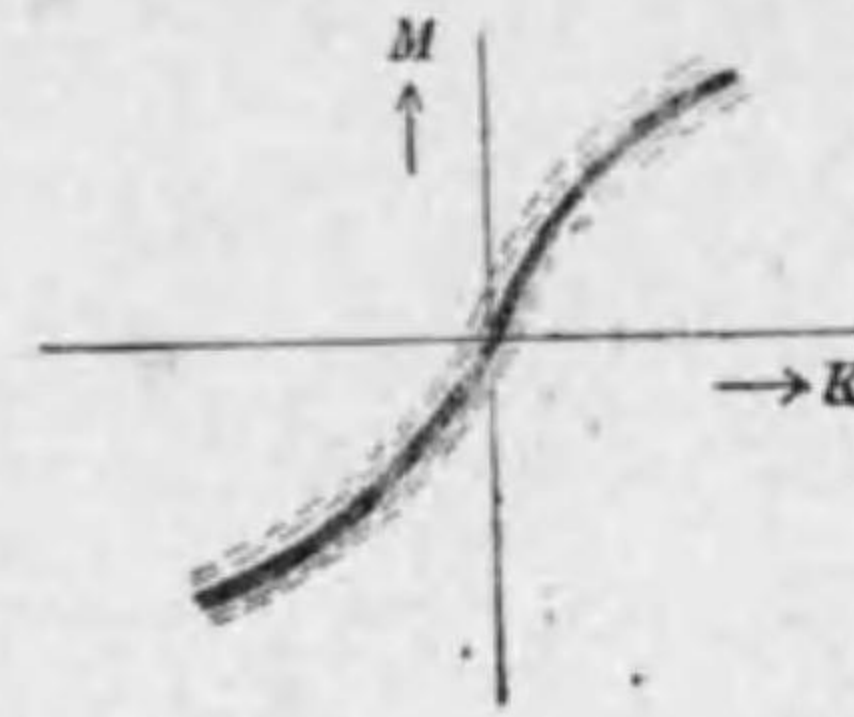
遠端漏話に於て  $K - \frac{M}{Z_1 Z_2}$  が  $\sqrt{K_0^2 + \left(\frac{M}{Z_1 Z_2}\right)^2}$  と云ふ様に負號が變化してゐるのは常に第 9.2 圖、第 9.3 圖の様な  $K$  と  $M$  の組合せが存在するのではない事を示すものである。只クワッド内の漏話では  $K$  と  $M$  は大體第 9.2 圖、第 9.3 圖の關係を示して居るから特別に考へる必要がある。實驗によれば同群 クワッド内を除いた同方向行群の  $K$  と  $M$  は第 9.9 圖の様に分布する。

然しクワッド内の時は第 9.10 圖の様に分布する。實際のケーブルに於

ける結果は同群の時  $\sqrt{K_0^2 + \left(\frac{M_0}{Z^2}\right)^2}$  で計算した方がよく合ふがクワッド



第 9.9 圖



第 9.10 圖

内の時は  $K_0 - \frac{M_0}{Z^2}$  の方が良く合ふと報告されてゐる。

全被誘導電圧は

$$V_{2n} = \sqrt{V_{2n1}^2 + V_{2n2}^2 + V_{2n3}^2} \dots\dots\dots(9.34)$$

同様に  $I_{2n}$  に就て

$$I_{2n} = \sqrt{I_{2n1}^2 + I_{2n2}^2 + I_{2n3}^2} \dots\dots\dots(9.35)$$

故に  $e^{-b_n} = \sqrt{\frac{V_{2n} I_{2n}}{V_1 I_1}}$

$$= \frac{Z}{4\sqrt{\gamma}} \sqrt{N_1^2(1 - e^{-4\gamma l_1}) + N_2^2 e^{-4\gamma l_1}(1 - e^{-4\gamma l_2}) + N_3^2 e^{-4\gamma(l_1+l_2)}(1 - e^{-4\gamma l_3})}$$

上式に於て  $e^{-4\gamma l_1}$  に比して  $e^{-4\gamma(l_1+l_2)}$  及  $e^{-4\gamma(l_1+l_2+l_3)}$  を無視出来るとすれば近似的に

$$e^{-b_n} \approx \frac{Z}{4\sqrt{\gamma}} N_1 \sqrt{1 + \left(\frac{N_2^2}{N_1^2} - 1\right) e^{-4\gamma l_1}} \dots\dots\dots(9.36)$$

同様にして

$$e^{-b_f} = \frac{Z}{2} \sqrt{N_1^2 l_1 + N_2^2 l_2 + N_3^2 l_3} \dots\dots\dots(9.37)$$

## 第 2 篇 無線電波傳播

### 第 1 章 電磁波理論

#### 1. 變位電流

マックスウエルに依れば、其れが導體なると絶縁物なると將又真空なるとに關せず、或る媒質に電氣力が作用すると其の媒質中に電氣の移動が起り、其の結果ファラデー管を生ずる。媒質が導體である場合には電氣力が作用してゐる限り電氣は限りなく移動する爲めに此處に持続電流を生ずるのであるが、媒質が理想的絶縁物或は真空の場合には電氣は電氣力に正比例する或る限られた量だけ移動して止り、電氣力に正比例したファラデー管を維持してゐる。而して電氣力が消失すると移動は元に戻りファラデー管は消失する。

即ち其の移動は弾性的であつて、電氣力下では媒質は一種の電氣歪を受けた状態にある。斯の如き電氣移動を特に電氣變位と名付けた。

此の見方によると、絶縁物乃至真空中でも、電氣力が變化しつゝある限りは、電氣の移動が持続するから、此處に電流を生じ得る事になる。

マックスウエルは此の種の電流を變位電流 (displacement current) と名付けた。従つて變位電流は過渡期以外には普通總て交流電流である。例へば蓄電器の兩電極板 AB 間に交番起電力を加へると、電源から電極に至る導線中に其の充電電流である交番電流を生ずる事は云ふ迄もないが、同時に兩電極間の空間中にも亦上の變位電流が生ずるものと考へられるのであつて、導線中の電流と變位電流とは同一の電流と見得るのである。即ち各瞬時に於て

(電源)―(導線)―(電極の一つ)―(電極間媒質)―(他の電極)―(導線)―(電源)

の閉回路が起電力に對して與へられるのである。

D を電氣變位とすると、D が變化しつゝある時の變位電流は言ふ迄も無く

$$i = \frac{dD}{dt} \quad (e, s, u) \dots\dots\dots(1.1)$$

然るに

$$D = \frac{K}{4\pi} F$$

但し F は電氣力、K は誘導率

$$\therefore i = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF}{dt} \quad (e, s, u) \dots\dots\dots(1.2)$$

各量を實用單位で表はすと

$$i = \frac{1}{9 \times 10^{11}} \cdot \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF}{dt} \dots\dots\dots(1.3)$$

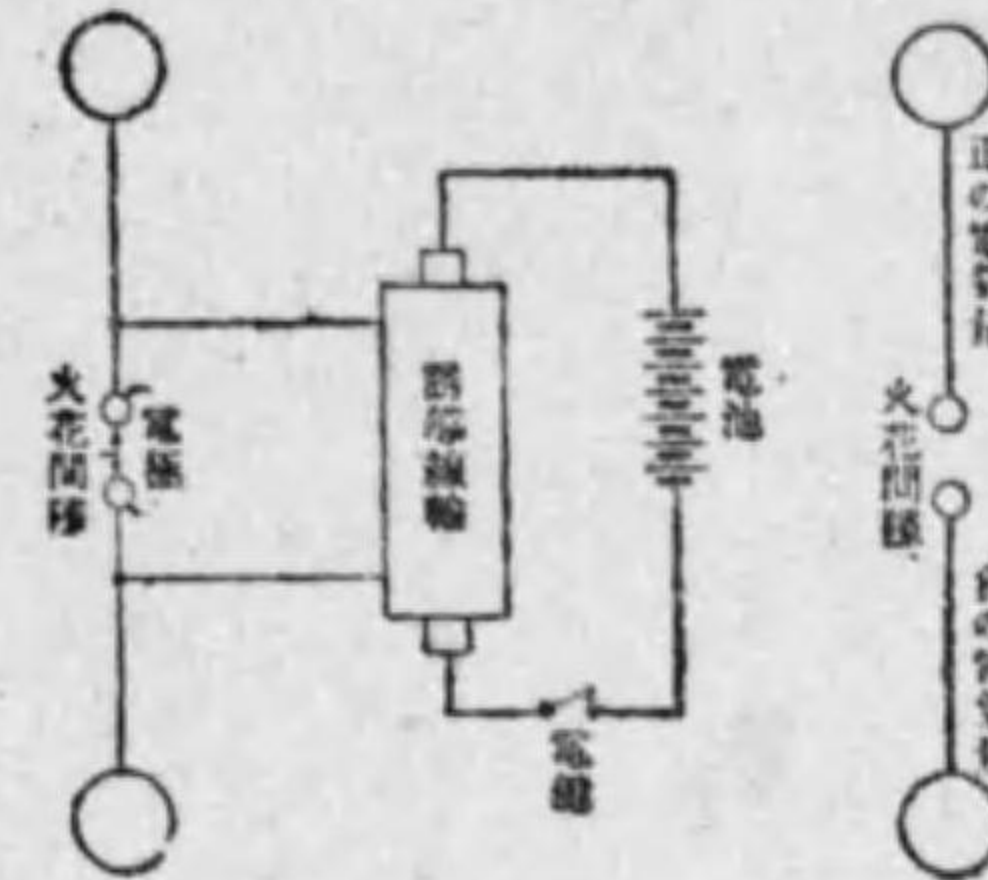
但し i はアンペア、F はボルト/糎

猶ほ變位電流に對して、導體中を流れる普通の電流を特に導電流 (Conduction Current) と稱する事がある。

此の變位電流を考へると、電流は如何なる場合でも閉電路に流れるものと定義することが出来る。若し電源に交番電源を用ふると、傳導電流が交流になるやうに、此の變位電流も亦交番し、ファラデー管は其數を増減すると同時に其の方向を交番する様になる。

**2. 電磁波の發生** 1865年に英人 J. C. Maxwell が「光の電磁波説」を發表し純數學的見地より電磁波の存在を明らかにし、續いて1887年獨人 Heinrich Hertz が始めて實驗的に電磁波の存在する事を證明する

に至つた。即ちヘルツは第1.1圖の如く一對の金屬體を空氣中にて相對向せしめ、此の間隙を通して火花放電を行はしめ電磁波の發生を知つたので



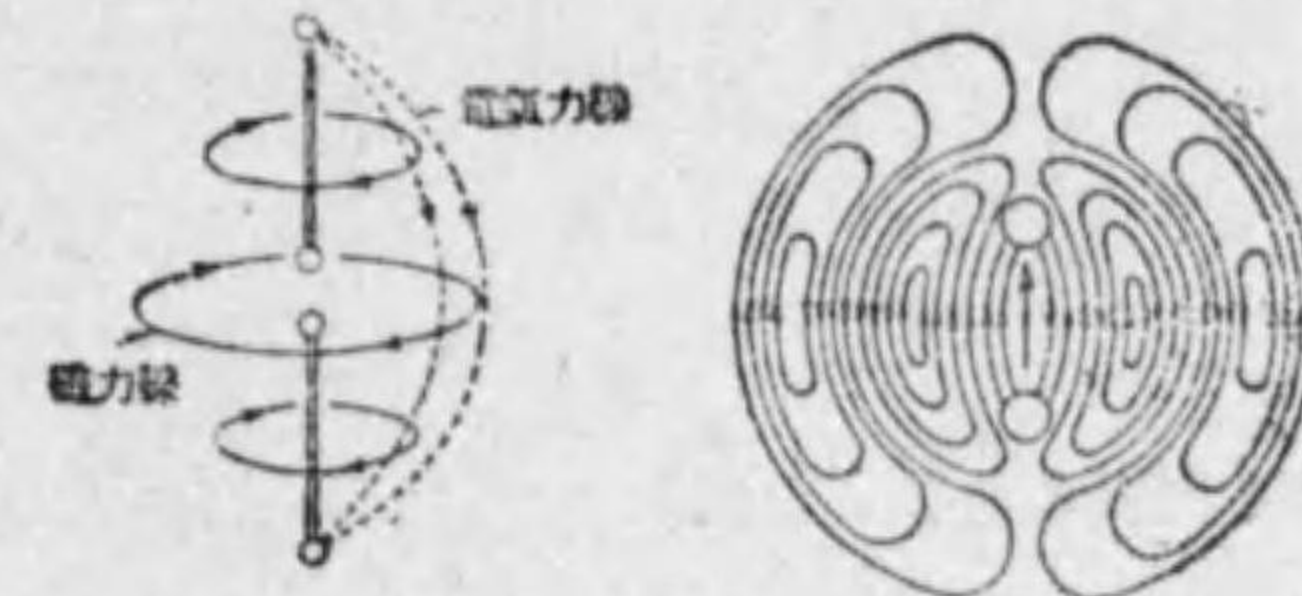
第 1.1 圖

ある。斯の如き装置をヘルツ發振器又は發振對 (Hertzian oscillator or Hertzian doublet) と稱して居る。

今此のヘルツ發振器が電磁波を發生する模様を考へて見る。第1.2圖に於て同量の正負の電氣量を發振對

の兩極に夫々與へ、漸次電氣量を増

加し此の兩極間にある空氣の絶縁が耐へ切れなく成る程の電位差にしてやると火花放電を起し相對して居つた兩電荷は中和してしまふ故、電氣變位を最大なる瞬間から急に零にし、強大な變位電流即エーテルに激しい歪の



第 1.4 圖

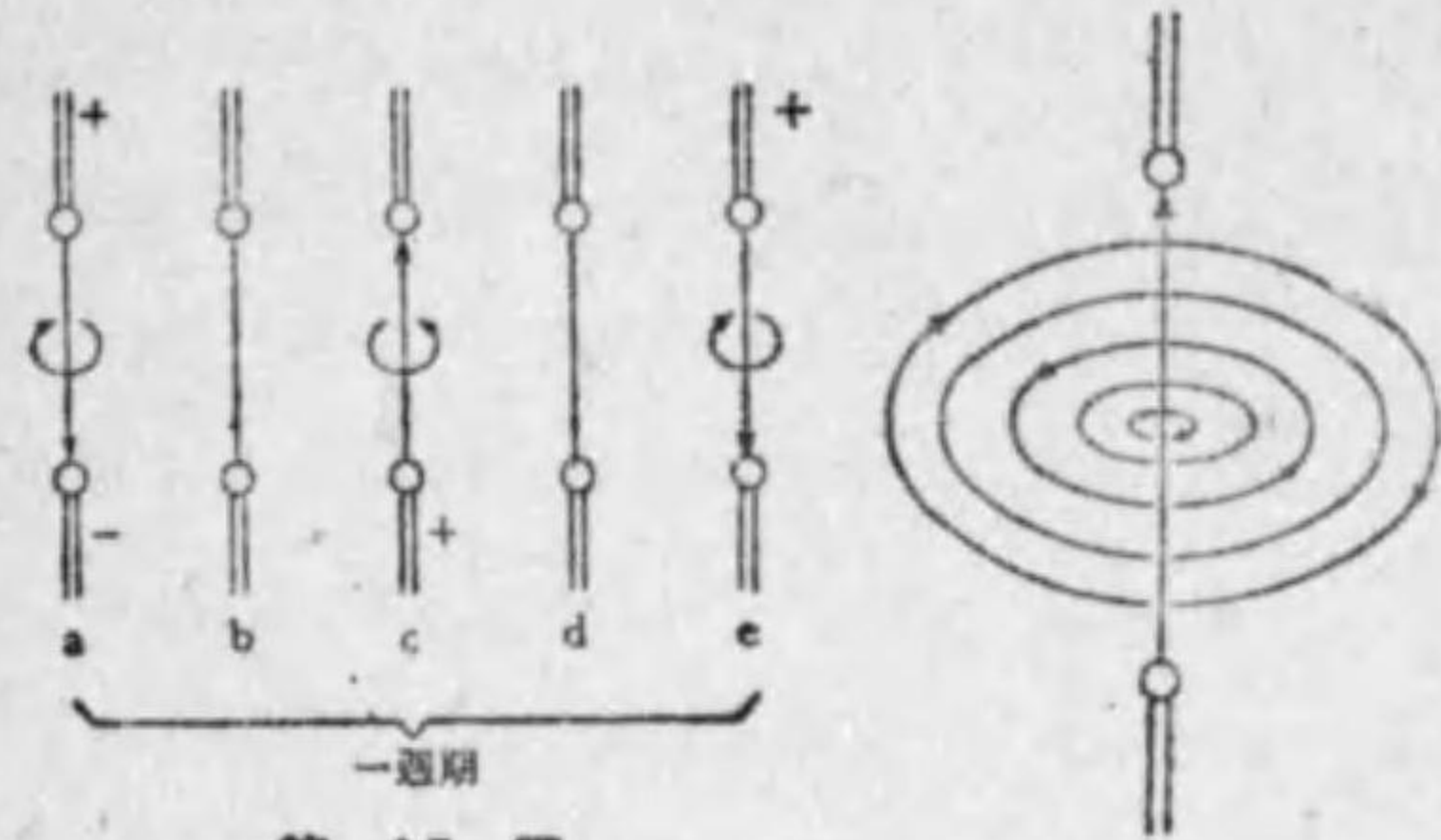
變化を與へる事になる。同時に此の放電電流は今迄存在しなかつた磁力線を急發



第 1.3 圖

して磁界を作り、激しい磁束の變化としてエーテルに歪を與へる事になる。即ち火花放電を起す事により強大な歪の變化をエーテルに傳へ、其變化が相當の周波數を持つと、エーテルは與へられた強大なるエネルギーの變化の爲めに之れを電磁波として四方に傳播するのである。若し唯一度の放電で兩

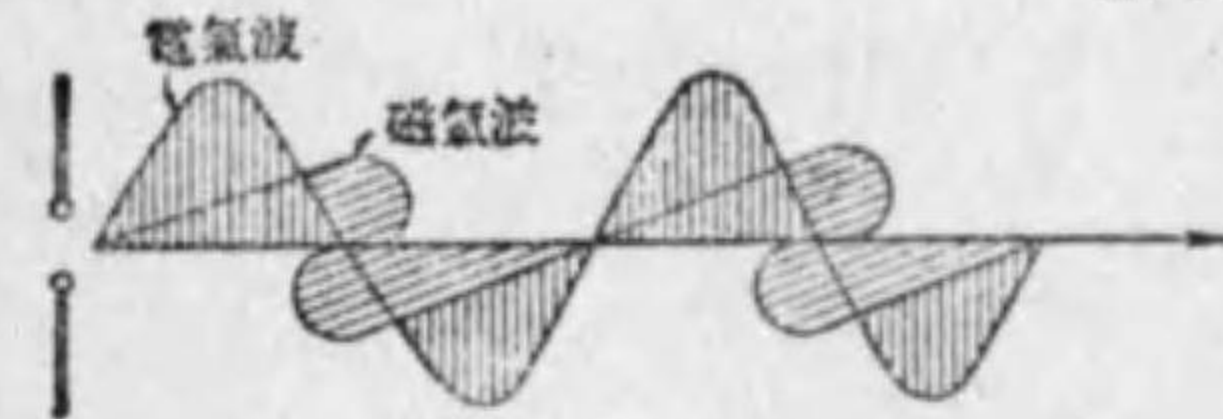
電荷を中和せず、火花の續いて居る間に發振對の兩電荷が互に數回交換往復せられると、電界及磁界の強さは強弱の變化許りでなく其の方向をも變へエーテルの歪みの疎密の懸隔を一層大ならしめるものである。第 1.3 圖及第 1.4 圖は夫々、此の發振對よりの輻射状態を示すものである。



第 15 圖



第 16 圖



第 17 圖

第 15 圖は磁力線の生ずる方向を示したもので發振對の兩電極が互に交換往復するにつれ磁力線發生の様を示したものである。第 16 圖は

此の磁力線が相次いで空間へ傳播し行く有様である。

第 17 圖は放電が發振對の間に

交換往復する時に生ずる電界の變化(電氣波)及電界の變化(磁氣波)を示したもので振動の方向が互に垂直な關係にある事が判る。電氣波及磁氣波は必ず同時に相伴ふて傳播する故併せて電磁波又は略して單に電波と呼んでゐる。

### 3. マックスウエルの電磁方程式

マックスウエルに依ると、上の變位電流も亦導電流と同様に磁界を生じ導電流と其の生ずる磁界とに關する法則は、其の儘、變位電流と其の磁界との間にも當てはまるのである。従つて變位電流が存在する時は、其の生ずる磁界のエネルギーとして電磁エネルギーが周圍の空間中に貯へられる事も導電流に於ける場合

と同じである。

然る時は、真空乃至理想的絶縁物中の一點に於ける微小體積  $dv$  を考へると、之は其の點の電氣力  $F$  に基く靜電エネルギーの蓄積所であると共に又其の電氣力の變化による變位電流に基く電磁エネルギーの蓄積所であつて、結局第 1.8 圖の如き一つの微小電氣振動回路と見做し得る事になる。従つて真空或は絶縁物は斯の如き微小振動が無數に立體的に結合したものと考へられる。之から直ちに上の真空乃至絶縁物中をも亦電氣振動が傳播して行く事は推定し得られる處であらう。マックスウエルは次の如くして之を數學的に導いた。

真空乃至理想的誘電體中の一點を原點として、第 1.8 圖の如く直角坐標を取り、任意の一點  $P$  に於て

磁力の各方向への分力を  $H_x,$

$$H_y, H_z, \dots \dots \dots (1,4)$$

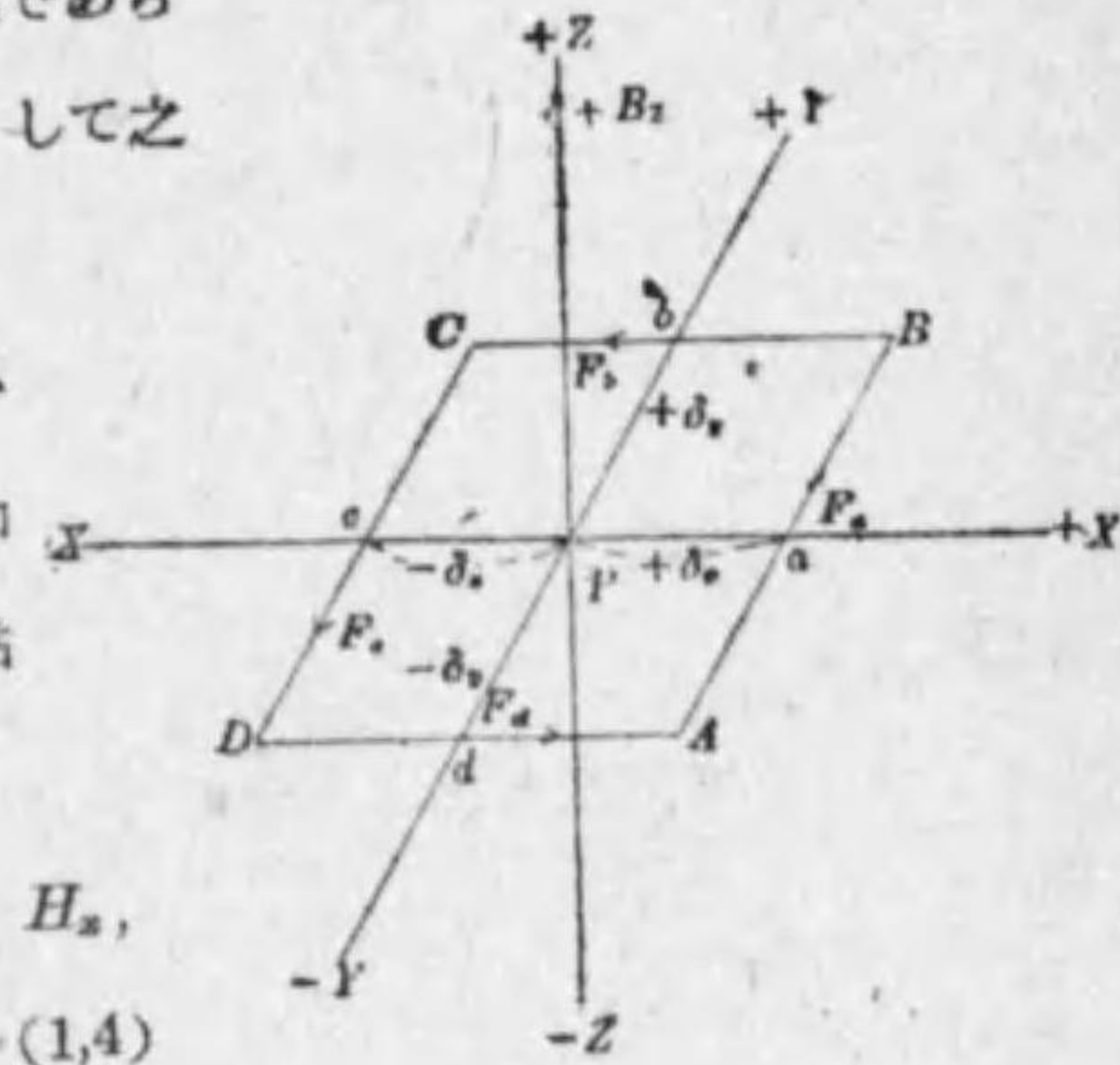
磁束密度の各方向への分力を

$$B_x, B_y, B_z \dots \dots \dots (1,5)$$

電氣力の各方向への分力を  $F_x, F_y, F_z \dots \dots \dots (1,6)$

電流の各方向への分力を  $i_x, i_y, i_z \dots \dots \dots (1,7)$

とし、且つ其の點の誘電率及び導磁率を夫々  $K$  及び  $u$  とし、方向により値を異にしないものとする。先づ  $P$  點に於ける磁束密度の  $Z$  軸への分力  $B_z$  に依つて空間中に誘起する起電力の方向は云ふ迄もなく  $X-Y$  平面中にある。今第 1.8 圖の如く、 $P$  を中心として各邊の長さが夫々  $2\delta_x$  及び



第 1.8 圖

$2\delta_y$ である四角形の微小閉回路を  $X-Y$  平面中に想像すると、其の閉回路中の微小面積中に於ては至る處磁束密度は  $B_z$  と見られるから、此の閉回路と鎖交する磁束の磁數  $\phi$  は、之に其の面積  $4\delta_x\delta_y$  を乗じて得られる、即ち

$$\phi = 4\delta_x\delta_y B_z \dots\dots\dots(1,8)$$

従つて磁束  $\phi$  の變化により閉回路中に誘起しつゝある起電力  $E$  は、右廻りの方向を正として

$$E = -\frac{1}{C} \cdot \frac{d\phi}{dt} = -4\delta_x\delta_y \frac{1}{C} \cdot \frac{dB_z}{dt} \dots\dots\dots(1,9)$$

但し  $C$  は電位の  $(e, s, u)$  と  $(e, m, u)$  との比

然るに一方其の閉回路の各邊の中點  $a, b, c$  及び  $d$  に於ける各邊に沿つた電氣力の大小  $F_a, F_b, F_c$  及び  $F_d$  は夫々

$a$  點に於て

$$F_a = (P \text{ 點の電氣力の } Y \text{ 分力}) + (\text{同分力の } \overline{Pa} \text{ 中の増加}) \\ = +\left(F_y + \frac{\partial F_y}{\partial x} \delta_x\right) \quad \because \overline{Pa} = \delta_x$$

$b$  點に於て

$$F_b = (P \text{ 點の電氣力の } X \text{ 分力}) + (\text{同分力の } \overline{Pb} \text{ 中の増加}) \\ = -\left(F_x + \frac{\partial F_x}{\partial y} \delta_y\right) \quad \because \overline{Pb} = \delta_y$$

$c$  點に於て

$$F_c = (P \text{ 點の電氣力の } Y \text{ 分力}) + (\text{同分力の } \overline{Pc} \text{ 中の増加}) \\ = -\left(F_y - \frac{\partial F_y}{\partial x} \delta_x\right) \quad \because \overline{Pc} = -\delta_x$$

$d$  點に於て

(1,10)

$$F_d = (P \text{ 點の電氣力の } X \text{ 分力}) + (\text{同分力の } \overline{Pd} \text{ 中の増加}) \\ = +\left(F_x - \frac{\partial F_x}{\partial y} \delta_y\right) \quad \because \overline{Pd} = -\delta_y$$

従つて閉回路に沿ふ總起電力  $E$  は

$$E = 2\delta_y F_a + 2\delta_x F_b + 2\delta_y F_c + 2\delta_x F_d$$

$$\therefore E = 4\delta_x\delta_y \left( \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \dots\dots\dots(1,11)$$

故に上式と (2.9) 式とから

$$\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} = -\frac{1}{C} \cdot \frac{dB_z}{dt} \dots\dots\dots(1,12)$$

更に  $B_z = \mu H_z$  の關係を入れて

$$\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} = -\frac{\mu}{C} \cdot \frac{dH_z}{dt}$$

同様にして

$$\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} = -\frac{\mu}{C} \cdot \frac{dH_x}{dt}$$

$$\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} = -\frac{\mu}{C} \cdot \frac{dH_y}{dt}$$

(1,13)

上の (1.13) 式は電氣力と磁力との關係を與へる基本式である。

次に同じく上の  $P$  點を中心として  $X-Y$  の平面内に於て、各邊が夫々  $2\delta_x$  及び  $2\delta_y$  なる四角形の微小閉回路を考へ、此の回路に沿つて單位の正磁極を一周せしめた場合の仕事  $W$  とする。回路の各邊の中點に於ける各邊に沿つた磁力の大小  $H_a, H_b, H_c$  及び  $H_d$  は (1,10) 式に於けると同様の考察により

$$H_a = +\left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} \delta_x\right)$$

$$H_b = -\left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} \delta_y\right)$$

(1,14)



$$\left. \begin{aligned} H_x &= -\left(H_y - \frac{\partial H_y}{\partial x} \delta x\right) \\ H_y &= +\left(H_x - \frac{\partial H_x}{\partial y} \delta y\right) \end{aligned} \right\}$$

依つて

$$W = 2\delta_y H_x + 2\delta_x H_y + 2\delta_y H_z + 2\delta_x H_z$$

$$\therefore W = 4\delta_x \delta_y \frac{\partial H_y}{\partial x} - 4\delta_x \delta_y \frac{\partial H_x}{\partial y} \dots\dots\dots(1,15)$$

然るに此の閉回路と鎖交する全電流の Z 軸の方向への分力  $i_z$  は、一般に

$$i_z = \{ (F_z \text{ の変化による変位電流密度}) + (F_z \text{ に基く導電流密度}) \} \times (\text{閉回路中の面積}) \dots\dots\dots(1,16)$$

即ち (1,2) 式より

$$i_z = \left( \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF_z}{dt} + gF_z \right) 2\delta_x 2\delta_y \dots\dots\dots(1,17)$$

但し  $g$  は  $P$  點に於ける導電率で方向により値を異にしないものとする。  
 又  $W$  の値は一方より考へると、電流  $i$  の周圍を單位磁極を一周せしむるに要する仕事は、 $4\pi i$  (但し  $i$  は  $e, m, u$ ) に等しいと云ふ定理により

$$W = \frac{4\pi}{C} i_z = \frac{4\pi}{C} \left( \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF_z}{dt} + gF_z \right) 4\delta_x \delta_y \dots\dots\dots(1,18)$$

但し  $i_z$  は  $e, s, u,$

結果 (1,15) 式と (1,18) から

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{4\pi}{C} \left[ \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF_z}{dt} + gF_z \right] \\ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \frac{4\pi}{C} \left[ \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF_z}{dt} + gF_z \right] \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} &= \frac{4\pi}{C} \left[ \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{dF_y}{dt} + gF_y \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1,19)$$

同様にして

猶ほ真空或は理想的絶縁物中では、勿論  $g=0$  であるから、上の三式の  $gF$  の項は消失するわけである。

上の (1,19) 式は磁力と電氣力との關係を與へる基本式である。

以上 (1,13) と (1,19) の兩式は空間に於ける磁界と電界との關係及び其の性質を決定する重要な理論式であつて、之をマックスウエルの電磁方程式 (Maxwells electromagnetic equation) と稱する。

今 (1,19) 式の第一式を  $t$  に就て微分すると

$$\frac{K}{C} \cdot \frac{d^2 F_z}{dt^2} + \frac{4\pi}{C} g \frac{dF_z}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{dH_y}{dt} - \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{dH_x}{dt} \dots\dots\dots(1,20)$$

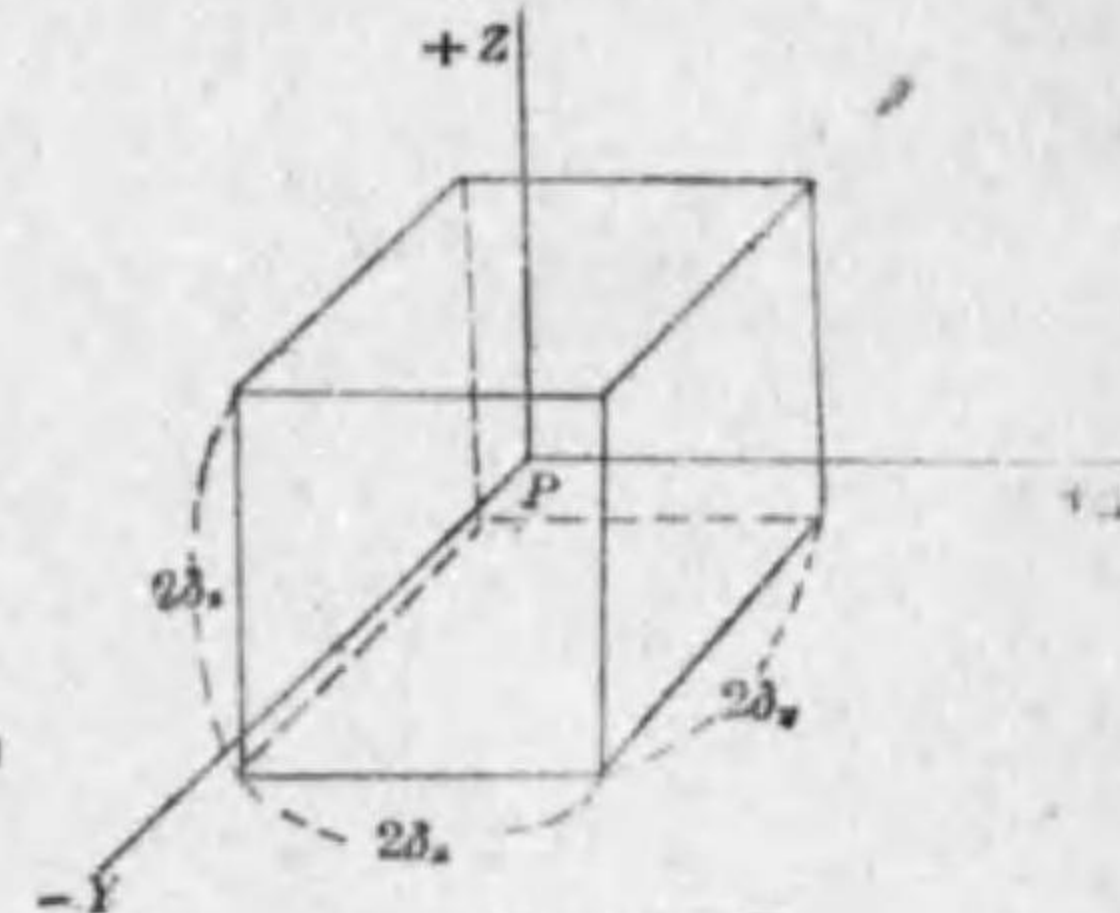
上の  $\frac{dH_y}{dt}$  及び  $\frac{dH_x}{dt}$  の値として (1,13) 式の値を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{K}{C} \cdot \frac{d^2 F_z}{dt^2} + \frac{4\pi}{C} g \frac{dF_z}{dt} &= \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{C}{\mu} \left( \frac{\partial F_z}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial z} \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{C}{\mu} \left( \frac{\partial F_y}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\mu K}{C^2} \cdot \frac{d^2 F_z}{dt^2} + \frac{4\pi \mu}{C^2} g \frac{dF_z}{dt} &= \frac{\partial^2 F_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y^2} \end{aligned} \dots\dots\dots(1,21)$$

此處で更に第 1,9 圖の如く  $P$  點を中心として各邊が夫々  $2\delta_x, 2\delta_y$  及び  $2\delta_z$  なる立方體を考へ、此の立方體に關してガウスの定理を應用して見るに、

立方體の Z 軸に垂直な兩面に  
出入する電氣力の此の面に直角  
な分力の總和は

$$\begin{aligned} N_z &= \left( 2\delta_x \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) \times (\text{面積}) \\ &= \frac{\partial F_z}{\partial z} 8\delta_x \delta_y \delta_z \dots\dots\dots 1,22 \end{aligned}$$



同様に X 及び Y の兩軸に垂直な

第 1,9 圖

面から、夫々之等に直角に出る電氣力の總和  $N_x$  及び  $N_y$  は

$$N_x = \frac{\partial F_x}{\partial x} 8\delta_x \delta_y \delta_z \dots\dots\dots (1,23)$$

$$N_y = \frac{\partial F_y}{\partial y} 8\delta_x \delta_y \delta_z \dots\dots\dots (1,24)$$

依つて  $P$  點に於ける電荷の密度を  $\rho$  とすると

$$N_x + N_x + N_y = 4\pi\rho (2\delta_x \cdot 2\delta_y \cdot 2\delta_z) \dots\dots\dots (1,25)$$

(1,25) 式に (1,22) (1,23) 及び (1,24) の諸式を入れて

$$\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 4\pi\rho \dots\dots\dots (1,26)$$

上式は更に  $Z$  に就いて微分する

$$\frac{\partial^2 F_x}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y^2} = 4\pi \frac{\partial \rho}{\partial z} \dots\dots\dots (1,27)$$

此處で上式を (1,21) 式に代入すると

$$\frac{\mu K}{C^2} \cdot \frac{d^2 F_x}{dt^2} + \frac{4\pi\mu}{C^2} g \frac{dF_x}{dt} = \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial z^2} - 4\pi \frac{\partial \rho}{\partial z} \dots\dots (1,28)$$

今簡單の爲に空間に豫め遊離電荷が存在しない場合を考へると (1,28)

に於て  $\rho=0$  として

$$\frac{d^2 F_x}{dt^2} + \frac{4\pi}{K} g \frac{dF_x}{dt} = \frac{C^2}{\mu K} \left[ \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial z^2} \right] = \frac{C^2}{\mu K} \nabla^2 F_x$$

同様に

$$\frac{d^2 F_y}{dt^2} + \frac{4\pi}{K} g \frac{dF_y}{dt} = \frac{C^2}{\mu K} \left[ \frac{\partial^2 F_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial z^2} \right] = \frac{C^2}{\mu K} \nabla^2 F_y$$

$$\frac{d^2 F_z}{dt^2} + \frac{4\pi}{K} g \frac{dF_z}{dt} = \frac{C^2}{\mu K} \left[ \frac{\partial^2 F_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} \right] = \frac{C^2}{\mu K} \nabla^2 F_z$$

$$\dots\dots\dots (1,29)$$

$$\text{但し } \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

更に上と同様の計算により磁力に就ても

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 H_x}{dt^2} + \frac{4\pi}{K} g \frac{dH_x}{dt} &= \frac{C^2}{\mu K} \left[ \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \right] \\ \frac{d^2 H_y}{dt^2} + \frac{4\pi}{K} g \frac{dH_y}{dt} &= \frac{C^2}{\mu K} \left[ \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} \right] \\ \frac{d^2 H_z}{dt^2} + \frac{4\pi}{K} g \frac{dH_z}{dt} &= \frac{C^2}{\mu K} \left[ \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots (1,30)$$

上の (1,29) 及び (1,30) の兩式は電氣力及び磁力が空間中を  $\frac{C}{\sqrt{\mu K}}$  なる速度を以つて傳播し且つ導電率  $g$  の存在する爲に漸次減衰して行く事を示すものである。眞空乃至空氣中では

$$\mu=1, K=1$$

であるから、此の傳播速度  $v$  は

$$v=C \text{ 輻/秒} \dots\dots\dots (1,31)$$

斯の如く空間を傳播して行く電氣力及び磁力の強さは、任意の瞬時に於ては空間的に一つの波狀に分布されてゐる事は云ふ迄もなく、此の意味に於て之等を夫々電波及び磁波と稱し、兩者は常に相伴ふものであるから、併せて之を電磁波と稱する。

電波及び磁波の振動が正弦波狀である場合には、電磁波は時間  $t$  に對しても亦原點からの進行距離に對しても正弦狀に變化する事になる。斯様な正弦波狀電磁波では、或る任意の瞬時に於て、或る點の電磁力の其の瞬時値の大きさと、其の點から進行方向に

$$\lambda = \frac{v}{f} \text{ 但し } f \text{ は周波數}$$

にて與へられる  $\lambda$  なる距離を隔つた點に於ける電磁力の瞬時値の大きさと方向とは等しい。即ち電磁波の其の瞬時値の波形は距離  $\lambda$  を以て一波長を描

くわけで、此の  $\lambda$  を波長と稱す。又同一點に於ては

$$T = \frac{\lambda}{v} \quad \text{但し } v \text{ は傳播速度}$$

にて與へられる  $T$  なる時間を経る毎に電磁力の瞬時値の大き及び方向は相等しくなる。此の  $T$  は此の電磁波の周期である。且つ

$$\frac{1}{T} = f$$

$$\therefore \lambda = vT = \frac{v}{f} \dots\dots\dots(1,32)$$

電磁波の進行速度は媒質の如何によつて異なるが、之は決して其の振動數が變る爲ではなくて、同一振動數の電磁波も媒質の如何によつて其の波長が變じて來る爲である事に注意しなければならぬ。

### 4. 電磁波の性質

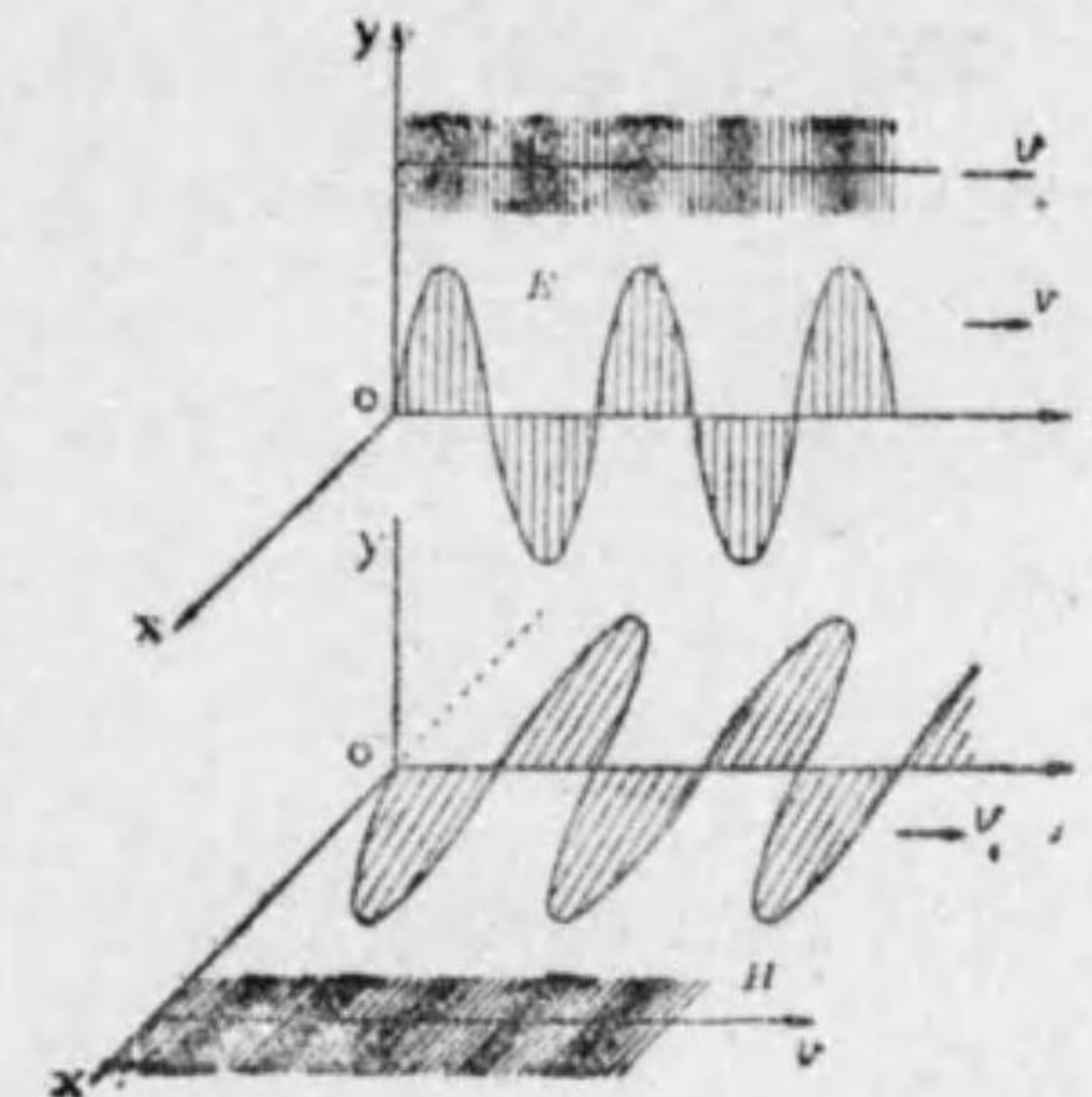
前節に述べたる如く、電磁波とは電界と磁界との周期的變化或は電氣變位と磁力線の周期的疎密變化をエーテルが媒介して傳播する波動である故同じエーテル波動なる光波や熱波と同様の性質でなければならぬ。Maxwell は有名な光の電磁波説を立てて、光波や熱波は波長の短い電磁波なりと述べたのである。斯くて理論上當然の結果として、電磁波の傳播速度も亦光の速度と同じでなければならぬ。多くの物理學者によつて實驗算定せられた結果に依れば誘電率  $K=1$ 、導磁率  $\mu=1$

なる場合即ち空氣或は真空中にての絶對單位での  $\frac{1}{\sqrt{K\mu}}$  なる値は、光の速度  $3 \times 10^{10}$  糎と殆んど一致する事を確證して居る。尙又誘電率  $K$  及導磁率  $\mu$  なる物體中には電氣變位及磁束密度が増大するから其の密度とエーテルの彈性率とで定めらるる速度は、真空中での速度  $3 \times 10^{10}$  糎を  $c$  と置くと

$$v = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}$$

なる式で求められる。

又前節にも述べたる如く、電界の強さ  $E$  はファラデー管の方向を取り、磁界の強さ  $H$  は磁束の方向を取るものであつて、 $E$  は電流の方向に、 $H$  は電流と直角の平面上に生ずるから此の兩者は互に直角である。即ち第



第 1.10 圖

1.10 圖に於て  $E$  が  $y$  方向に振動すれば  $H$  は  $x$  方向に振動し其各々に直角な  $z$  の方向に電磁波は進行するのである。今原點  $O$  に於て電界の強さが

$$E_0 = E_m \sin \omega t$$

で示さる様な正弦波的變化をするものとし電磁波として  $v$  なる速度で傳播するものとせば  $O$  より  $z$  なる距離に於ける點では

$$E_z = E_m \sin \omega \left( \frac{z}{v} - t \right)$$

$$H_x = H_m \sin \omega \left( \frac{z}{v} - t \right)$$

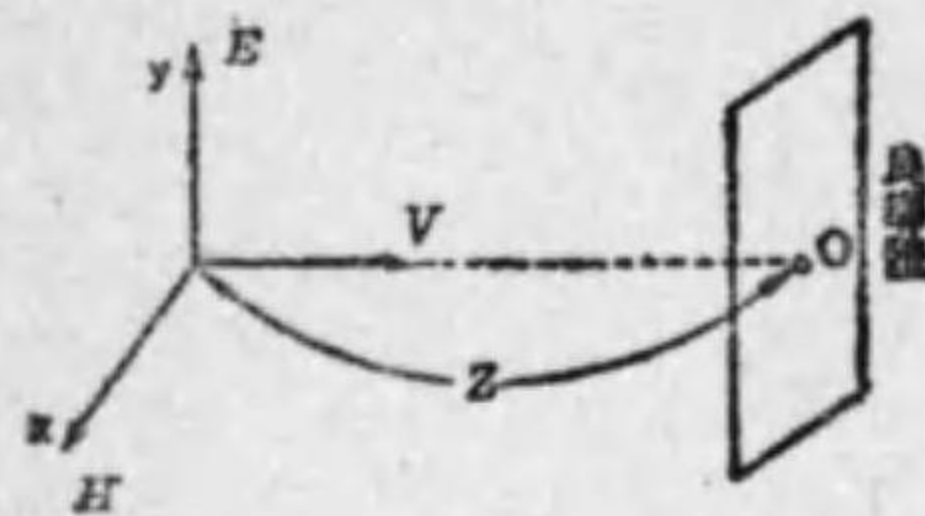
なる値を有して居る。

而して或る時間に於ける或る一點の電界の強さが  $E$  で、磁界の強さが  $H$  なる時此點を含む單位體積中には電氣的エネルギー  $W_e$  と磁氣的エネルギー  $W_m$  とが貯へられ全體として一般に

$$W = W_e + W_m = \frac{K}{8\pi} E^2 + \frac{\mu}{8\pi} H^2 \dots\dots\dots(1,33)$$

なるエネルギーが、歪力の形として運ばれて行くのである。

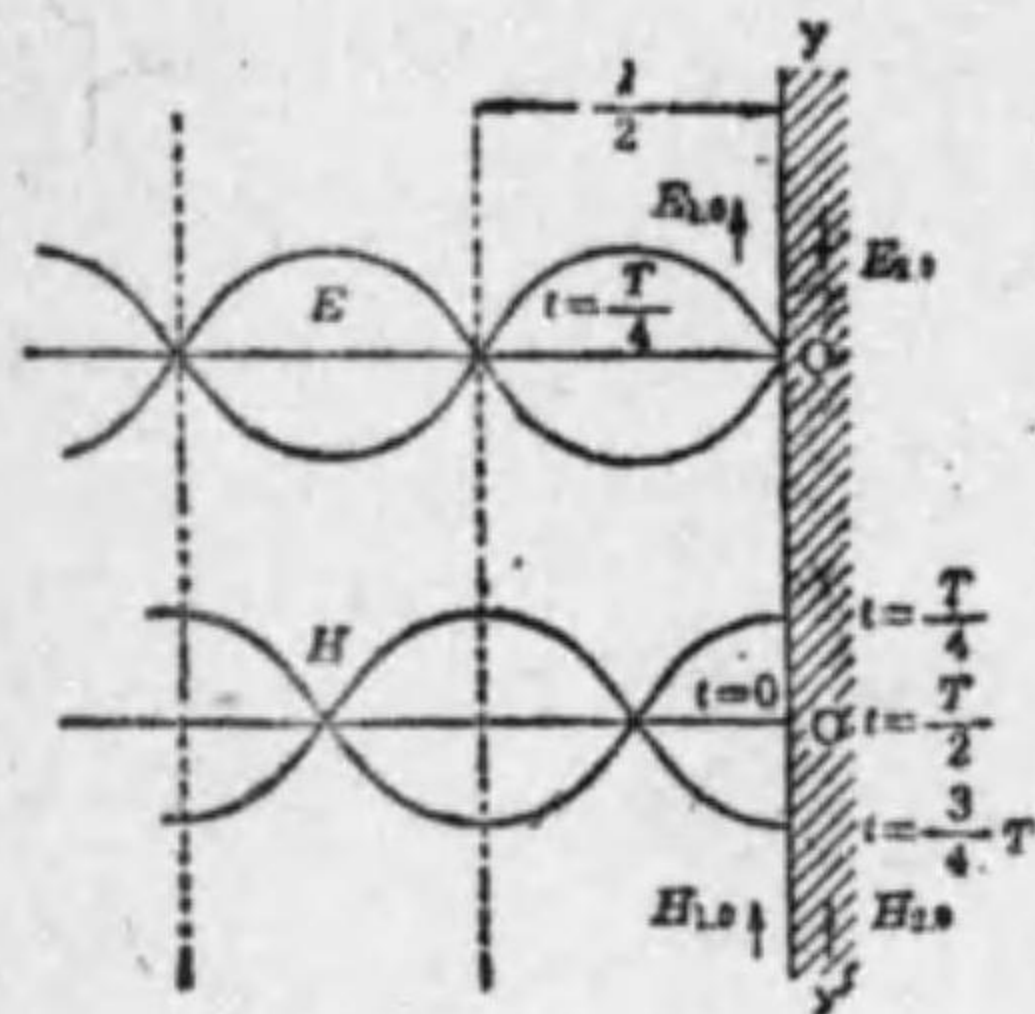
電磁波はエーテルの波動なる故光と同様に反射 (Reflection), 干涉 (In-



terference), 屈折 (Refraction), 及び偏り (Polarization) 等の現象が起る。

### 5. 完全良導體に於ける電

#### 磁波の全反射



電磁波が直線直行して居る場處に、完全な平面良導體を進行方向に直角に置くと、良導體の誘電率  $K$  は無限大と看做さるるものなる故

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu \times \infty}} = 0$$

となり、電波は導體内に侵入し得ず、従つて

$$K = \frac{4\pi}{K} \times D = \frac{4\pi}{\infty} \times D = 0$$

なる故、電界の強さも導體内には存在せぬ事となる。即ち電磁波は同速度の儘導體面に於て全反射せられねばならぬ。故に第 1.11 圖に於て導體面に直進して來た電界の強さを導體面に於ける時間を標準に採り

$$E_1 = E_m \sin \left\{ \omega \left( t + \frac{z}{v} \right) \right\} \dots\dots\dots (1.34)$$

とすると反射波は逆進するから

$$E_2 = E_m \sin \left\{ \omega \left( \frac{z}{v} - t \right) \right\} = -E_m \sin \left\{ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) \right\} \dots\dots\dots (1.35)$$

でなければならぬ。即ち  $z=0$  なる導體面に於ては

$$E_{1,0} = E_m \sin \omega t \dots\dots\dots (1.36)$$

$$E_{2,0} = -E_m \sin \omega t \dots\dots\dots (1.37)$$

$$\text{故に } E_0 = E_{1,0} + E_{2,0} = 0 \dots\dots\dots (1.38)$$

であつて、此の進行波と反射波とは互に干涉して定常波 (Standing wave) を形造つて居る。此の定常波は

$$\begin{aligned} E &= E_m \left[ \sin \left\{ \omega \left( t + \frac{z}{v} \right) \right\} - \sin \left\{ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) \right\} \right] \\ &= 2E_m \cos \omega t \sin \frac{z}{v} \dots\dots\dots (1.39) \end{aligned}$$

となり、導體面が振動の節部となる。

然るに磁界の強さは

$$H_1 = H_m \sin \left\{ \omega \left( t + \frac{z}{v} \right) \right\} \dots\dots\dots (1.40)$$

なる形で直線進行して來るが導體内にも磁力線は自由に存在し得るから其の反射波は

$$H_2 = H_m \sin \left\{ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) \right\} \dots\dots\dots (1.41)$$

で示され  $z=0$  なる導體面に於ては

$$H_{1,0} = H_m \sin \omega t \dots\dots\dots (1.42)$$

$$H_{2,0} = H_m \sin \omega t \dots\dots\dots (1.43)$$

$$\text{故に } H_0 = H_{1,0} + H_{2,0} = 2H_m \sin \omega t \dots\dots\dots (1.44)$$

であつて、振幅が二倍となり、

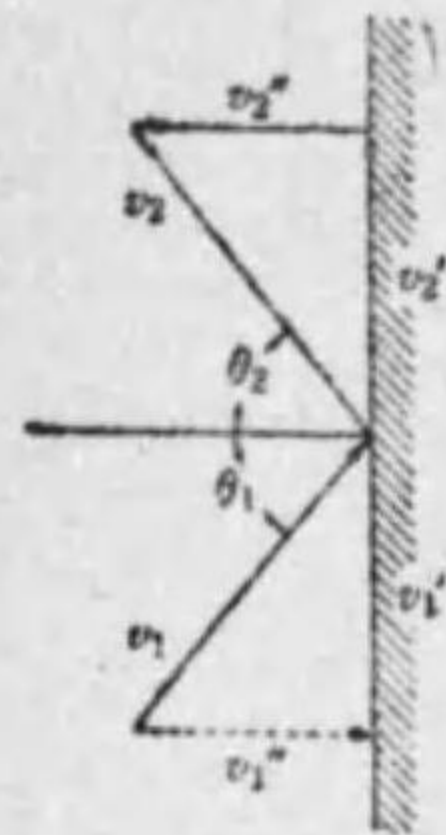
$$\begin{aligned} H &= H_m \left[ \sin \left\{ \omega \left( t + \frac{z}{v} \right) \right\} + \sin \left\{ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) \right\} \right] \\ &= 2H_m \sin \omega t \cos \frac{z}{v} \dots\dots\dots (1.45) \end{aligned}$$

なる干涉波が起つて導體面が腹部をなす様な定常波を生ずる。即ち電波は導體面から

$z=0, \lambda/2, \lambda, 3/2 \cdot \lambda, \dots$

磁波は

$z=\lambda/4, 3/4 \cdot \lambda, 5/4 \cdot \lambda, 7/4 \cdot \lambda, \dots$



第 1.12 圖

なる距離を距つ毎に節部 (Node) があつて、其點の強さは常に零である。

若し導體面に傾斜した方向から電磁波が進行して來る場合は、光の場合と同様に投射波と導體への垂線とを含む平面内に於て、投射角と等しき反射角を以て其の進路を變へるのは勿論のことである。即ち第 1.12 圖に於て

$v_1$  なる速度で  $\theta_1$  なる投射角で電磁波がやつて來ると

$v_1 \sin \theta_1 = v_1'$

は其儘進行し

$v_2' = v_1'$  となるが

$v_1 \cos \theta_1 = v_1''$

は全反射せられて方向反對となり

$v_2'' = -v_1''$  となる。

故に反射角  $\theta_2$  は

$\tan \theta_2 = \frac{v_1'}{v_1''} = \frac{v_2'}{v_2''} = \tan \theta_1 \dots \dots \dots (1.46)$

$\therefore \theta_2 = \theta_1$  である。

6. 不良導體に於ける電波の反射と屈折

電磁波が不良導體に衝突する場合は不良導體は電氣的歪を受け、進行して來た電磁波の一部は反射せられ他の残りの部分は屈折して其の内部に浸透する。

今第1.13圖に於て電磁波が誘電率及導磁率が夫々  $K_1, \mu_1$  なる第一媒質より誘電率及導磁率が夫々  $K_2, \mu_2$  なる第二の媒質に進行する場合を考

へて見る。此等二媒質中には電磁波の速度は夫々、

$v_1 = \frac{c}{\sqrt{K_1 \mu_1}}, v_2 = \frac{c}{\sqrt{K_2 \mu_2}}$

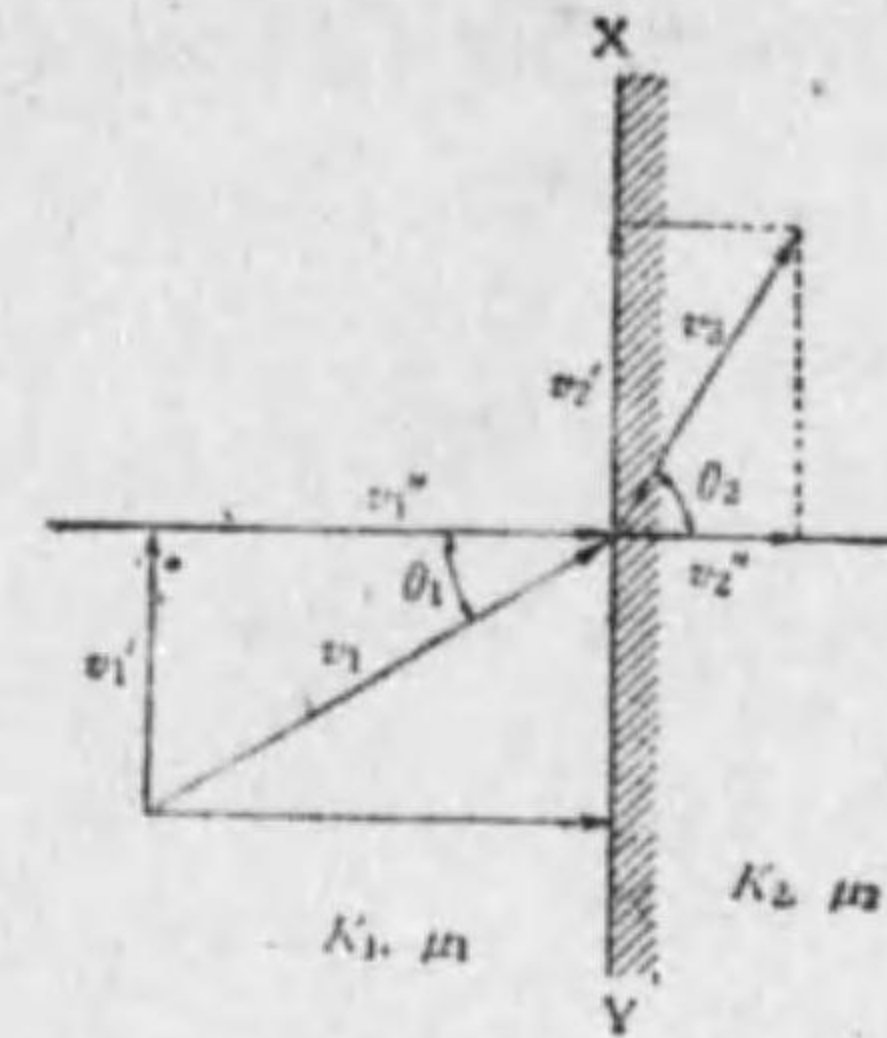
で示され

投射角及屈折角を夫々  $\theta_1, \theta_2$  とせば屈

折率  $n$  は

$n = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{K_2 \mu_2}{K_1 \mu_1}} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \dots (1.47)$

であつて誘電率及導磁率の平方根に反比例する。而して一般に電磁波は空氣中を



第 1.13 圖

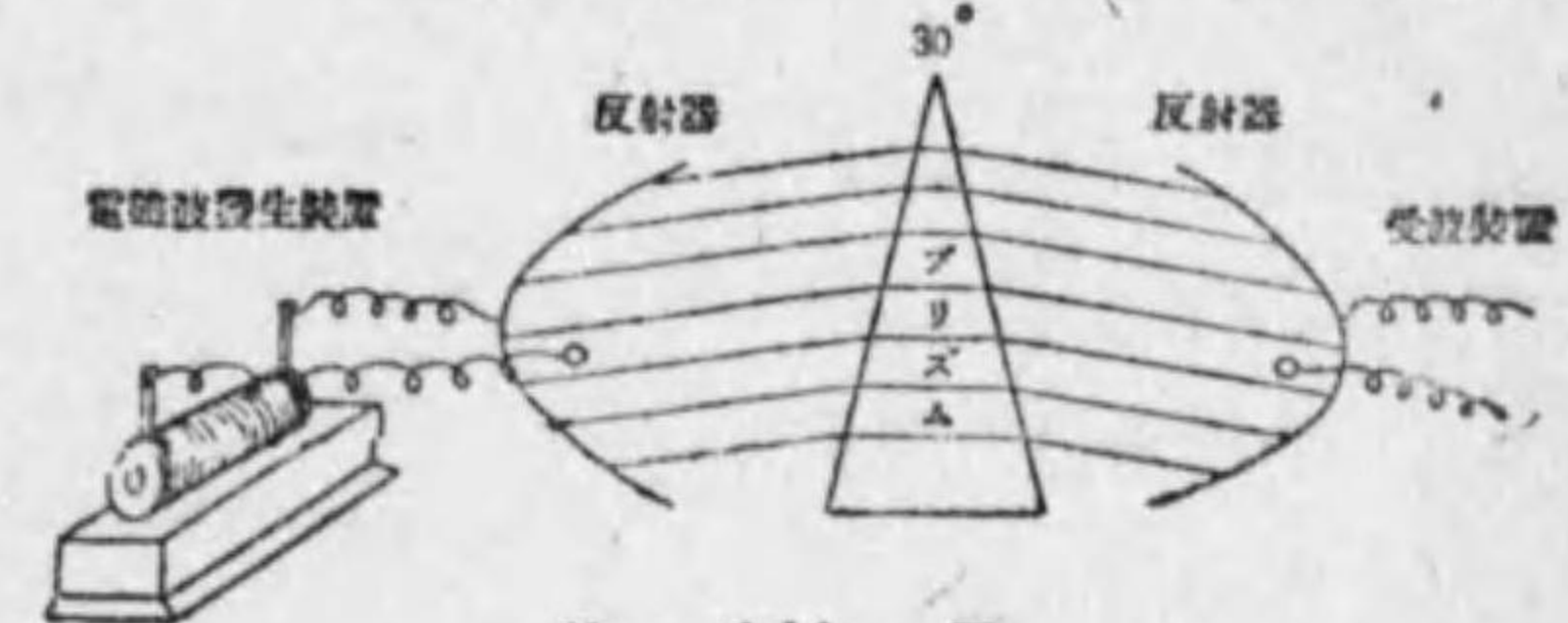
傳播して來るから

$K_1=1, \mu=1$  にと

り、不良導體を硝

子、又は石蠟に採

つて考へると  $\mu_2$



第 1.14 圖

$\rightarrow 1$  なる故  $n = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{K_2}$  となり屈折率は誘電率の平方根に等しく、不

良導體内にての電磁波の速度は誘電率の平方根分の一に減少する事となる

此の電磁波の屈折の實驗は第 1.14 圖の如き裝置で Hertz が始めて行つた

のである。即電波を圖に示した様な楕圓形金屬板から成る反射器を用ひて

電波を平行に出し、硝子又は石蠟のプリズムを作つて其電磁波の通路に置

くと、電磁波は屈折せらるるから、屈折進行方向と一致した位置に受波装

置を置かぬと、電磁波を受け得ない事を確めたのである。

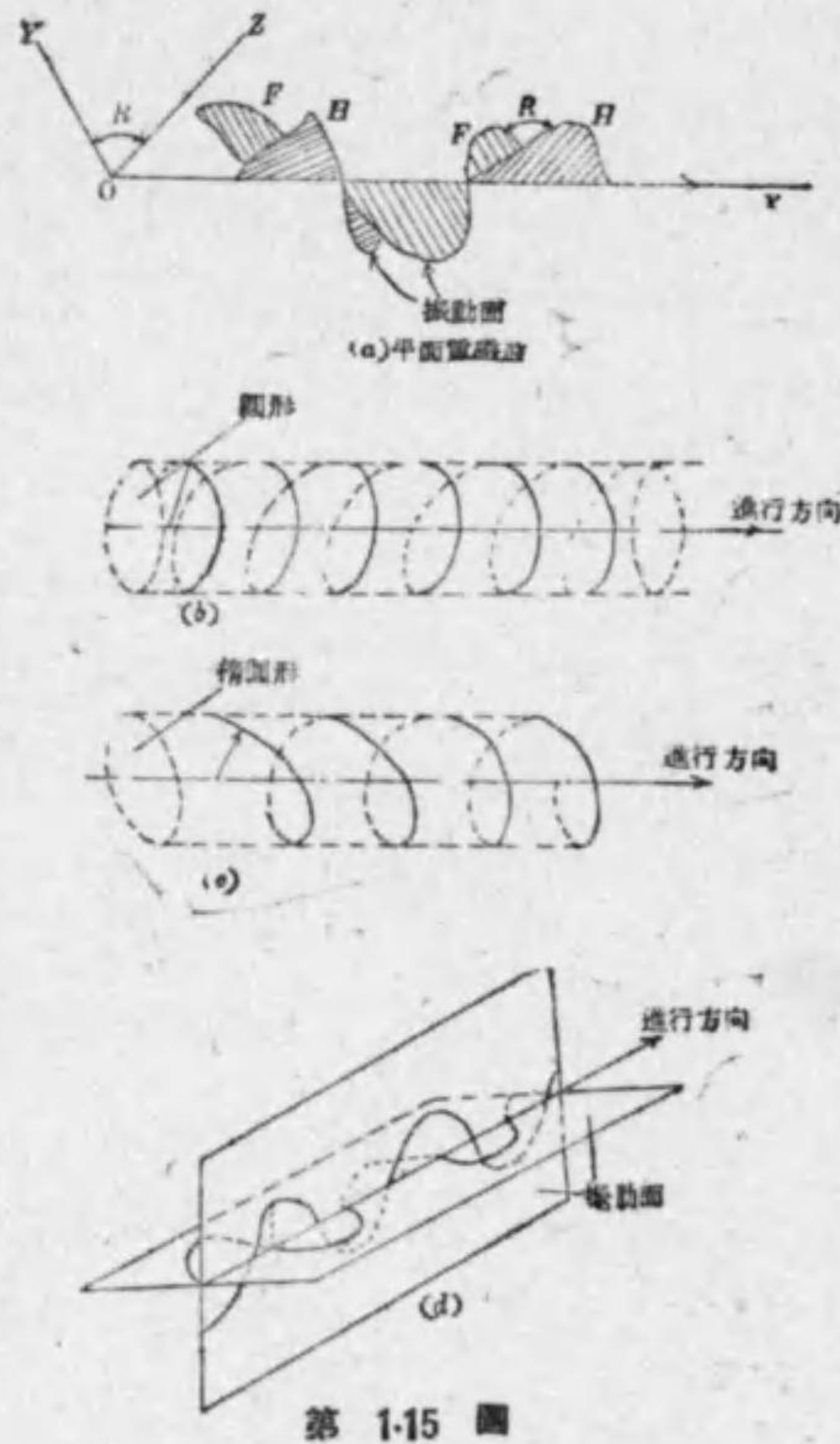
補・平面電磁波、偏電磁波

電磁波の進行方向に垂直なる任意の平面内に於て、電氣力及び磁力の瞬時値の大き及び方向が相等しい様な電

磁波を平面電磁波 (plane electromagnetic wave) と稱する。斯様な電磁波では、任意の瞬時値に於て電氣力乃至磁力の相等しい總ての點を連ねる面即ち波面は其の進行方向に垂直な平面となるから平面電磁波と名付けるのである。平面電磁波に於て、特に第 1.5 圖 (a) の如く電氣力と磁力の方向が絶えず一定である場合に、之を直線偏電磁波或は略して偏電磁波と稱する。

此の電磁波では電氣力乃至磁力の振動方向と電磁波の進行方向とを含む平面を振動面と云ひ、振動面に垂直な平面を偏面と呼ぶ。即ち一般の平面電磁波は任意の點に於て偏面が絶えず變化しつゝある偏電磁波と見る事が出来る。第 2.15 圖 (a) に於ては電氣力  $F$  及び磁力  $H$  の偏面は夫々  $XOZ$  及び  $XOY$  面である。

更に電磁波の進行方向に沿ふ位置に従つて偏面が變つて來る偏電磁波を圓偏電磁波と稱する。圓偏電磁波と雖も或る一點に於ては偏光面は常に一定の方向を保つ譯であつて電磁力の振動が正弦波状である場合には其の電



第 1.15 圖

氣力乃至磁力の大きさと方向を與へるベクトルの頭は第 1.15 圖 (b) の如く波が進行するに従つて圓形の螺旋を描く事になる。此のベクトルの方向が斯く波の進行と共に回轉するのみならず、其の大きさも周期的に變化する場合、即ちベクトルの頭が第 1.15 圖 (c) の如く、橢圓狀の螺旋を描く様な電磁波を橢圓偏電磁波と名付ける。

今振幅及び振動数が共に相等しく、其の偏面が互に垂直であり、而も其の位相差が  $\frac{\pi}{2}$  である二つの正弦直線偏電磁波が第 1.15 圖 (d) の如く同一直線上を進行する場合には、其の合成電磁波が正弦圓偏電磁波を形作る事は明かである。之に對し振動数は相等しいが、振幅を異にし且つ其の相手が  $\frac{\pi}{2}$  でない二つの正弦直線偏電磁波が同一直線上を進行する場合には其の合成電磁波は正弦橢圓偏電磁波となる事を證明し得る。

+X 軸の方向に  $v$  なる速度を以て進行する正弦波状の直線偏電磁波は、其の偏面が  $ZOX$  面である場合には、次の方程式を以て之を表はし得る。即ち

$$F_y = F_m \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right)$$

但し  $\omega = 2\pi f$  で  $f$  は周波數  
 $x$  は原點より  $X$  軸に沿ふ距離

$$\left. \begin{array}{l} F_x = 0 \\ F_z = 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{(偏面が } ZOX \text{ 面なる)} \\ \text{(直線偏波なる事から)} \end{array} \dots\dots\dots (1.48)$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial F_y}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial F_y}{\partial z} = 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{(進行方向が } X \text{ 軸なる)} \\ \text{(平面波なる事から)} \end{array}$$

試みに上の如き電波に伴ふ磁波の方程式を求めて見るに (2.48) 式を (2.13)

式に入れて

$$-\frac{\mu}{c} \cdot \frac{dH_x}{dt} = \frac{\partial F_y}{\partial x} = -\frac{\omega}{v} \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right)$$

$$-\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$$

$$-\frac{\mu}{c} \cdot \frac{dH_y}{dt} = 0$$

之を積分して

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{c}{v\mu} F_m \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \\ H_x &= 0 \\ H_y &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1.49)$$

但し附近に永久磁石及び導電流存在せずと假定し積分定数を零とす。  
 即ち磁波も電波と同じく正弦波状の直線偏波であり、其の偏面は XOY 面  
 であつて、磁波と電波の偏面或は振動面は互に垂直である事を示して居る  
 (第1.15 圖 (a) 参照)

### 第 2 章 電波の發射

**7. 導體よりの電磁エネルギー輻射の概念** 一つの導體  
 に極めて周波数の高い交流を通ずると、其の導體から周圍の空間にエネ  
 ルギーが放射される。之は其の導體から周圍の空間に電氣力及び磁氣力が電  
 磁波として傳播する爲であつて、之を電磁エネルギーの輻射 (radiation)  
 と稱する。斯様なエネルギーの輻射は導體に通ずる電流が直流である場  
 合には起らないし、又それが商用周波数の程度の低い周波数の交流である場  
 合には輻射される量は極めて微少であつて實際上問題にならないのである  
 上の如く交流が高周波になると共にエネルギーが輻射される現象は、全く

電磁波の傳播速度が有限である事に基因する。

即ち導體に電流を通ずると、其の周圍の空間に電流の強さに比例する磁  
 界を生ずるが、此の磁界は瞬時にして生ずるのではなくて、導線から周圍  
 の空間に磁波が傳播して行つた結果生ずるのである。従つて電磁波の傳播  
 速度が有限である事は或る電流値に對應する磁界が完成する迄に或る時間  
 を必要とする事を意味し、更に換言すれば、電流が變化しつつある場合の  
 磁界との間に相差を生じ、自己インダクタンスの反抗起電力と電流との間  
 の相差は  $\frac{\pi}{2}$  より大きくなつて、此の導體に於ては其の抵抗に基くオーム  
 損の外に猶ほエネルギーが消費される事になり、之丈けのエネルギーが導  
 體から周圍の空間に放射される事になるのである。電流が 50 乃至 60 サ  
 イクルの如き低周波の場合には電流と磁界との間の相差の大きさは問題とす  
 るに足らない程小さい。

斯様にして毎秒當りに輻射されるエネルギー量即ち輻射される電力を輻  
 射電力 (radiated power) と稱し、此の輻射電力に基く導體の實効抵抗の  
 増加  $R_r$  ち

$$I^2 R_r = P \dots\dots\dots(2.1)$$

但し  $I$  は導體中の電流の實効値、 $P$  は輻射電力なる  $R_r$  を輻射抵抗 (ra-  
 diation resistance) と名付ける。

**8. ポインティングの定理** 空間中の一點に於ける電氣力及び  
 磁力を夫々  $F$  及び  $H$  とすると、此の點に於て單位體積中に貯へられてお  
 る

$$\begin{aligned} \text{靜電エネルギーの量は} & \frac{KF^2}{8\pi} \\ \text{磁氣エネルギーの量は} & \frac{\mu H^2}{8\pi} \end{aligned}$$

但し  $K$  及び  $\mu$  は其の點の誘電率及び導磁率従つて其の單位體積中に貯へられた全エネルギー  $W$  は

$$W = \frac{1}{8\pi} (KF^2 + \mu H^2) \dots\dots\dots(2.2)$$

故に空間中を電磁波が傳播しつゝある場合は、上式に相當するエネルギーが同時に傳播しつゝある事を意味してゐる。

簡單の爲に平面電磁波の場合を取ると、 $F$  と  $H$  との關係は (1.48) 及び (1.49) の兩式より

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{c}{\mu v} F \\ \text{且つ } H \text{ と } F \text{ との方向は互に垂直} \\ v &= \frac{c}{\sqrt{K\mu}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.3)$$

但し  $c$  は光の速度  
 $v$  は電磁波の傳播速度

(2.3) 式を (2.2) 式に入れると

$$W = \frac{1}{8\pi} \left( KF \frac{\mu v}{c} H + \mu H \frac{c}{\mu v} F \right)$$

$$\therefore W = \frac{c}{4\pi v} FH \dots\dots\dots(2.4)$$

電磁波は  $v$  なる速度を以て  $H$  及び  $F$  の兩者に何れも直角な方向に移動しつゝあるのであるから、其の點に於て電磁波の傳播方向に垂直な單位面積中を電磁エネルギーが通過する割合  $\omega$  は

$$\omega = Wv = \frac{c}{4\pi} FH \dots\dots\dots(2.5)$$

平面電磁波に限らず一般の電磁波に就ても、電氣力と磁力との兩方向の間の角を  $\theta$  とすると

$$\omega = \frac{c}{4\pi} FH \sin \theta \dots\dots\dots(2.6)$$

此の式をポインティングの定理 (Poynting's theorem) と稱し、重要な公式である。

此の定理を應用して、例へば第 2.1 圖の様な、切口が軸に直角な圓筒形導體に軸の方向に電流  $I$  が流れてゐる場合に其の導體内に出入する電磁エネルギーを計算して見よう。導體面上任意の一點に於て其の單位面積から電磁エネルギーが流れる割合は上の定理より

$$\omega = \frac{c}{4\pi} FH \sin \theta \dots\dots\dots(2.7)$$

然るに此の際磁界は導體の軸を軸とし、軸に垂直な面上に於て同心圓形を爲すもの故、導體の側面上では

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{2I}{a} \dots\dots\dots(2.8)$$

但し  $\frac{1}{c}$  は  $i$  を (e. s. u.) から (e. m. u.) に換算する爲に乘じた數である。

次に電氣力の方向は云ふ迄もなく導體の軸の方向で、此の導體の抵抗を  $R$  とすると  $AB$  兩端間の電位差は  $IR$  であるから、導體側面上の電氣力の値は至る處

$$F = \frac{RI}{l} \quad (e. s. u.) \dots\dots\dots(2.9)$$

且つ  $F$  と  $H$  とは至る處互に垂直であるから

$$\theta = \frac{\pi}{2} \dots\dots\dots(2.10)$$

故に (2.7) 式に (2.8) (2.9) 及び (2.10) の諸式を入れると單位面積當り



第 2.1 圖



$$\omega = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{RI}{l} \cdot \frac{1}{c} \frac{2I}{a} \sin \frac{\pi}{2} = \frac{RI^2}{2\pi al} \dots\dots\dots (2,11)$$

電磁波の進行方向は  $F$  及び  $H$  に垂直な半徑の方向であつて、側面上何れの點に於ても導體内部に向ふ方向であるから、導體の全面から電磁エネルギーの流入する割合は

$$W = 2\pi al\omega = RI^2 \dots\dots\dots (2,12)$$

此の際電磁波進行方向は上の如く半徑の方向であるから、導體の兩端面  $AB$  からは電磁エネルギーは流出入しない。従つて (2,12) 式の値が此の導體に單位時間に流入する全エネルギーの量と與へるのであつて、此の値が導體内部で單位時間にジュール熱として失はれるエネルギーの量に等しい事を示してゐる。

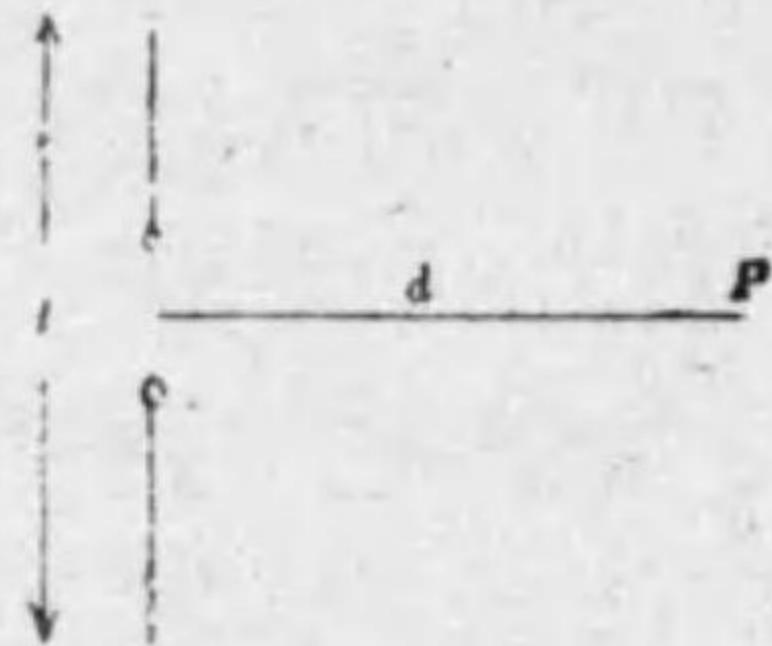
9. ヘルツ發振對による電磁波の輻射 前章に於て説明

した如く、媒質内に於て變位電流が流れると、電磁波が生じ、その電磁波は媒質内を傳播し得ることを述べたのであるが、ヘルツは第 2.2 圖の如き發振對即ち電流  $i$  が流れてゐる導體の中央が切斷され、そこに小金屬球のあるものを考へて、これから電波が空間に送り出される場合の電磁界を計算したのである。即ち今發振對の電流  $i$  を

$$i = I \sin \omega t$$

とすると、發振對の軸に對して垂直であり、且つ發振對の中點から  $d$  だけ離れた一點  $P$  に於ける電界  $E$  は

$$E = \frac{\overbrace{I \sin \omega \left( t - \frac{d}{c} \right)}^{\text{誘導電界}}}{d^2} l + \frac{\overbrace{I \omega c \cos \omega \left( t - \frac{d}{c} \right)}^{\text{輻射電界}}}{cd} l \dots\dots\dots (2,13)$$



第 2.2 圖

なる形で示さされる。茲に  $c$  は光の速度であり、 $l$  は發振對の長さである

(2,12) 式に於て  $d$  が極めて小さい場合、即ち發振對に極く近い點に於ては、第二項は第一項に比し無視し得られるから第一項だけ考へればよい

而して  $t - \frac{d}{c} \approx t$  と考へられるから第一項は

$$\frac{I \sin \omega t}{d^2}$$

となる。これは導體に  $I \sin \omega t$  なる電流が流れるとき、その導體の附近の電界の強さを示すのであつて距離  $d$  の自乗に反比例し、所謂ビオ・サバール法則と一致する。換言すれば電界は波動としての性質を有してゐない。従つて第一項は誘導電界と云はれてゐる。次に  $d$  が増加して

$$d = \frac{c}{\omega} = c \times \frac{1}{2\pi f} = c \times \frac{\lambda}{2\pi c} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{1}{6} \lambda$$

茲に  $\lambda =$  波長

となると第一項と第二項とは其の値が略等しくなる。尙  $d$  が増大すると、第二項に比し第一項は無視し得られて、第二項のみが残る。而してこの第二項が輻射電界を表はし、波動の性質を有するのであつて、距離  $d$  に反比例する。

以上は電界に就て考へたのであるが磁界も全く同様の性質があり、ヘルツの計算より解るのであるが、その絶対値は等しく、ヘルツの發振對の軸が大地に對して垂直であれば電界は大地に對して垂直方向に、磁界は水平方向に變化する。

又 (2,13) 式より解る如く、誘導電界と輻射電界とは位相が 90 度異つて居り、輻射電界は電流と 90 度位相が異つてゐる。尙輻射電界の強さは電流の周波數に比例し、且  $l$  に比例する。従つて輻射電界を増大する爲に

は周波数を高くすること、 $I$  を大きくすることが必要である。又反對に周波数が低いと輻射電界は弱くなるから、普通の交流即ち 50 又は 60 サイクル位では、輻射電界は殆んど零と考へて差支へない。

次にヘルツの發振對から輻射される電界の最大値を考へ、それを實用單位に直すと

$$E = 60\pi \frac{Il}{\lambda d} \quad \mu V/m \dots\dots\dots (2,14)$$

茲に  $I$  = 電流 (A)

$l$  = 發振對の長さ (m)

$\lambda$  = 波長 (km)

$d$  = 距離 (km)

發振器が空間に唯一つある代りに、無限に擴つた平面狀の地球上 (完全導體とする) 高さ  $h$  の點に直立してゐるとすればよいのであつて、 $E$  は

$$E = 120\pi \frac{hI}{\lambda d} \quad \mu V/m \dots\dots\dots (2,15)$$

茲に  $h$  = 發振器の高さ (m)

次にヘルツ發振對から輻射される電磁波の勢力を考へるに、これは電波の傳播に際し損失がないとすれば、發振對からの任意の距離にある球面を通つて流出する電磁波の勢力を計算すればよい。而して今電界の強さ及磁界の強さを  $E$  及  $H$  とすると單位體積中に含まるゝ勢力は  $\frac{1}{8\pi} (E^2 + H^2)$  であつて、これを球の體積に就て計算せねばならぬ。然るにポインティングは體積の計算を面積の計算に置き換へる所謂ポインティングの定理を發見した。これに依つて上述の電磁波の勢力即ち輻射電力を計算すると簡單であつて、計算の結果輻射電力  $W$  は

$$W = \frac{80\pi^2 I^2 l^2}{\lambda^3} \quad \text{ワット} \dots\dots\dots (2,16)$$

茲に  $\lambda, h$  の單位は  $m, I$  は  $A$  とす。

この輻射電力は空中線から輻射される電力のことであつて、空中線電流の最大値の自乗と輻射抵抗との積で表される。

次に (2,16) 式に於て  $l = 2h$  (m) とすれば

$$W = \frac{320\pi^2}{\lambda^3} h^2 I^2 \quad \text{ワット} \dots\dots\dots (2,17)$$

大地上に空中線が立つてゐるとすれば (空中線の考へ方は後述する)、實際の勢力は球の上半分と考へられるから

$$W = \frac{160\pi^2}{\lambda^3} h^2 I^2 \quad \text{ワット} \dots\dots\dots (2,18)$$

輻射電力  $W$  は  $I^2$  に比例するから假想的抵抗  $R_r$  を考へると

$$W = I^2 R_r$$

依つて (2,17) 及び (2,18) 式より

$$\left. \begin{aligned} R_r &= \frac{320\pi^2}{\lambda^3} h^2 \quad (\text{ヘルツ發振對の場合}) \\ R_r &= \frac{160\pi^2}{\lambda^3} h^2 \quad (\text{接地空中線の場合}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2,19)$$

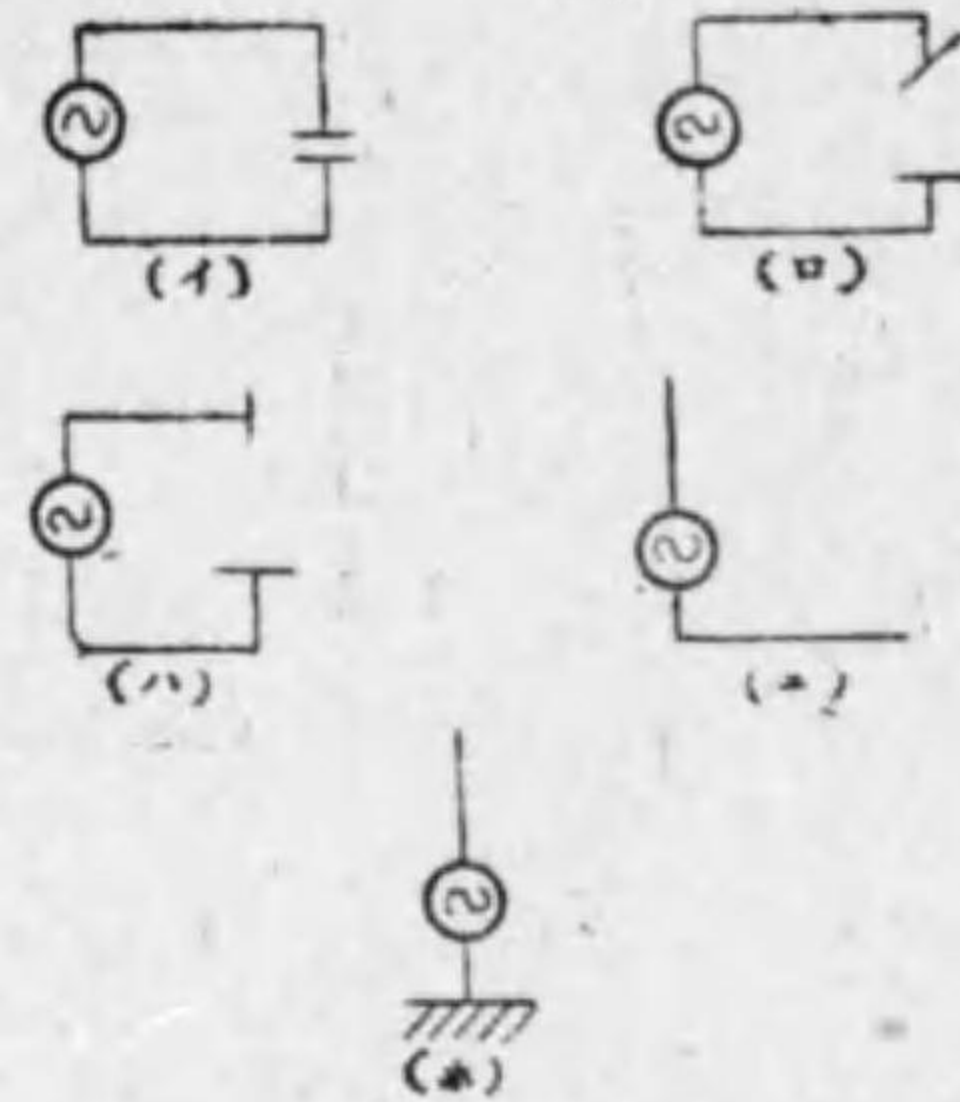
斯様な  $R_r$  を輻射抵抗と云つてゐる。これは次の様に考へられる。即ち空中線からの輻射によつて電力が消費されるのであつて、その電力は、空中線の最大電流部にその損失と同一の損失を與へる抵抗を挿入したものと考へて 斯る抵抗を輻射抵抗と言ふのである。

### 10. 空中線よりの電波輻射概念 (2,16) 式より解る如く

ヘルツ發振對より電波を輻射する場合に於て、電流  $I$  及び波長  $\lambda$  を一定として輻射電力を増大する爲には、發振對の導體の長さ  $l$  を増大すべきで

ある。従つて  $l$  を増す爲に地上に空中線を立てるのであるが、この空中線は第 23 圖に示す如く、順次變換すれば空中線の意義が了解し得るのであつて、空中線の高さ  $h$  を増せば對振對の長さ  $l$  に對し  $l=2h$  なる關係となることも了解し得るのである。

空中線上の電流は正弦波形に分布してゐるから、空中線を微小部分に分けてその各に電流が流れてゐる小さいヘルツ發振對の集合と考へて、空中線の輻射電力を考へ得るが、これは計算が複雑であるから、空中線の電流は最大値に等しい値で空中線に一様に流れてゐるとした場合の假想空中線の高さ



第 23 圖

即ち空中線の實効高を考へて輻射電力を求めることが出来る。即ち空中線の實効高を  $h$  とし、空中線電流の最大値を  $I$  とすれば空中線からの輻射電力  $P_0$  は (2,18) 式と全く同様に

$$P_0 = \frac{160\pi^2 h^2}{\lambda^3} I^2 \quad \text{ワット} \dots\dots\dots (2,20)$$

又輻射抵抗  $R_r$  も (2,19) 式で示されるのであつて

$$R_r = 160\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \dots\dots\dots (2,21)$$

又空中線から距離  $d$  なる點の電界強度  $E_0$  は (2,15) 式より

$$E_0 = 120\pi \frac{hI}{\lambda d} = 377 \frac{hI}{\lambda d} \quad \text{V/m} \dots\dots\dots (2,22)$$

茲に  $h$  = 空中線の實効高 (m)

$I$  = 空中線電流 (A)

$\lambda$  = 波長 (m)

$d$  = 距離 (m)

(2,22) 式に於て  $\lambda$  及  $d$  を km で示すと  $E_0$  は  $\mu\text{V/m}$  となる。

(2,20) 式より  $\frac{hI}{\lambda}$  を求めて (2,22) 式に代入すると

$$E_0 = \frac{9.5\sqrt{P_0}}{d} \quad \text{V/m} \dots\dots\dots (2,23)$$

茲に  $P_0$  = 空中線の輻射電力 (W)

$d$  = 距離 (m)

となり、電界強度は輻射電力で表はされる。

上述の輻射電力或は電界強度は接地空中線即ち主として中波及長波空中線の場合であるが、短波空中線の如く空間に置かれる双柱空中線の場合の電界強度  $E_0$  は

$$E_0 = \frac{2I}{cd} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \dots\dots\dots (2,24)$$

茲に  $\theta$  = 任意の一點が空中線に直角なる方向となす角

$I, d$  = 空中線電流及距離

$c$  = 光の速度

又輻射電力  $P_0$  は

$$P_0 = 73.13 I^2 \quad \text{ワット} \dots\dots\dots (2,25)$$

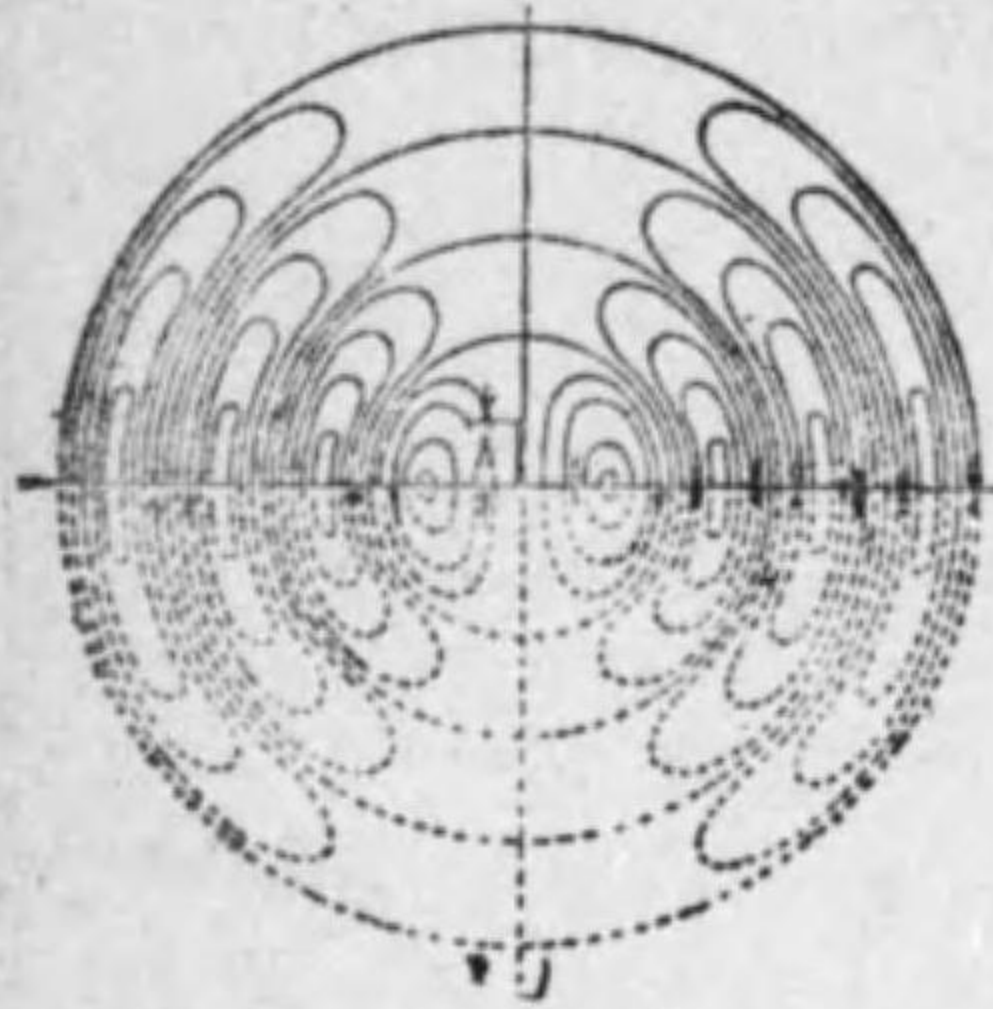
である。

### 第 3 章 電波の傳播

#### 11. 地表面に於ける電波の傳播

地表面を一つの完全な平面導體即ち無限大の誘電率を有するものと假定すればフアラデー管は地表

の内部に入り得ず電波は全反射せられる。今一例としてマルコーの接地



第 3-1 圖

r……距離 (m)

I……電流 (A)

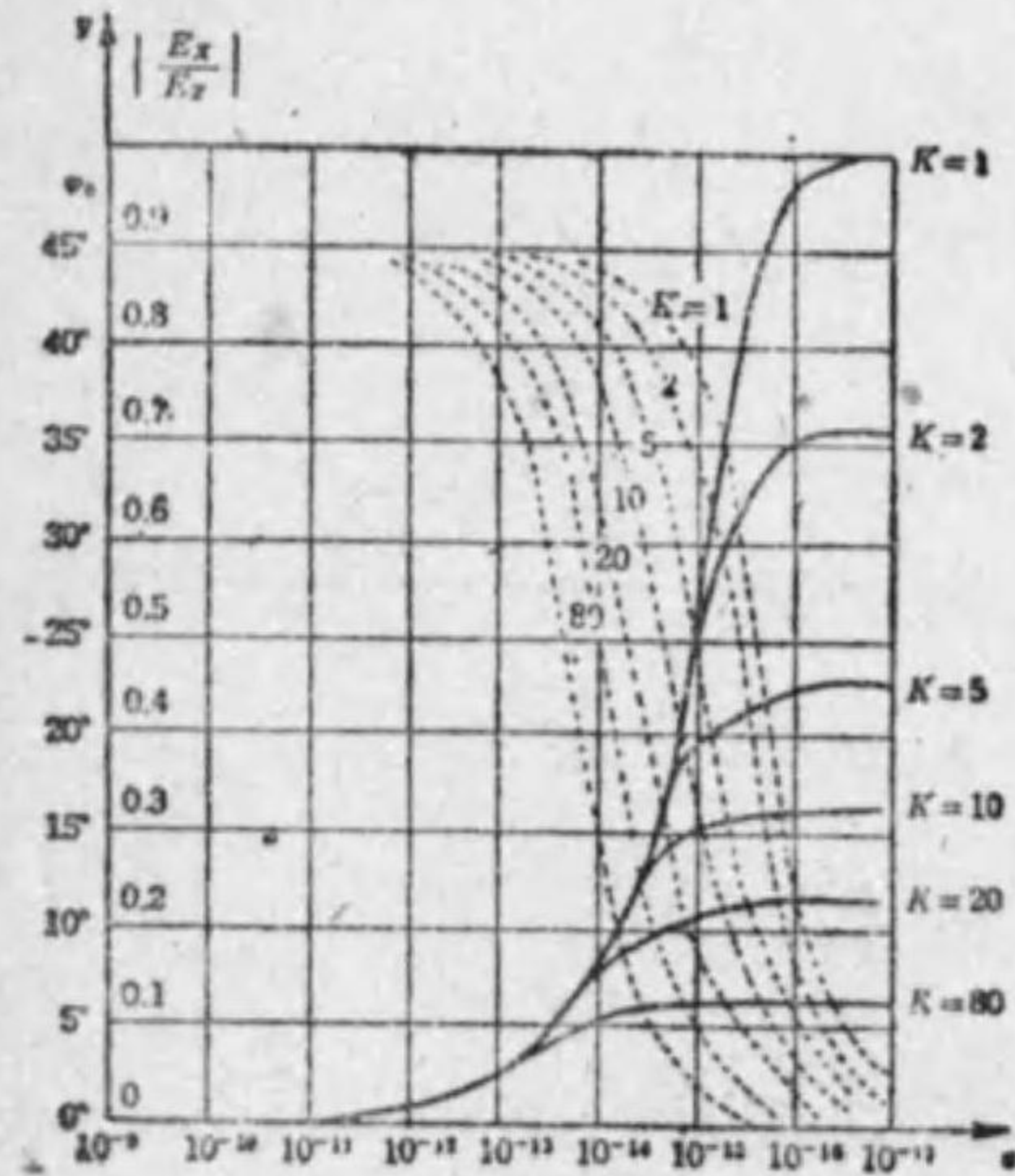
空中線に付き電界分布の有様を圖示すると第 3.1 圖の如くなり電氣力線は地表に垂直に植付けられた様なものとなる。此時距離 r だけ距つた點の電界の強さは

$$E = \frac{120\pi h}{\lambda r} I \text{ ボルト/m}$$

茲に h……空中線の高さ (m)

λ……波長 (m)

で示され電界の強さは距離に反比例するのみで、地表に吸収される様な事は



第 3-2 圖

はない。而し實際に於て地表は砂、岩、濕土、其他種々の状態が雜然として存在し、夫々誘電率も導電率も異つてゐる故に、其の表面に於ては電波は傾斜、屈折、浸透を起し、其の浸透電波により地表面にはそれに垂直な方向と水平な方向との電界の強さの分力を生じ、地表によつて電磁波のエネルギーは吸収消耗せられ

る。而して誘電率の小なるもの程電波の浸透は増大するが、之れによつて生ずる振動電流は抵抗の大なる程即ち導電率の小なる程減少するから此等の二つの原因によつて吸収電力の値が左右されるのである。

ゼネック (Zenneck) が地表は半導體であるとし、電界の強さの地面に於ける水平分力は相等しいと置いて、理論的に研究した結果電界の強さの傾斜は誘電率及導電率に對し、第 3.2 圖實線の如き關係を有する事を發表した。同圖に於て

δ……電磁單位で示した導電率

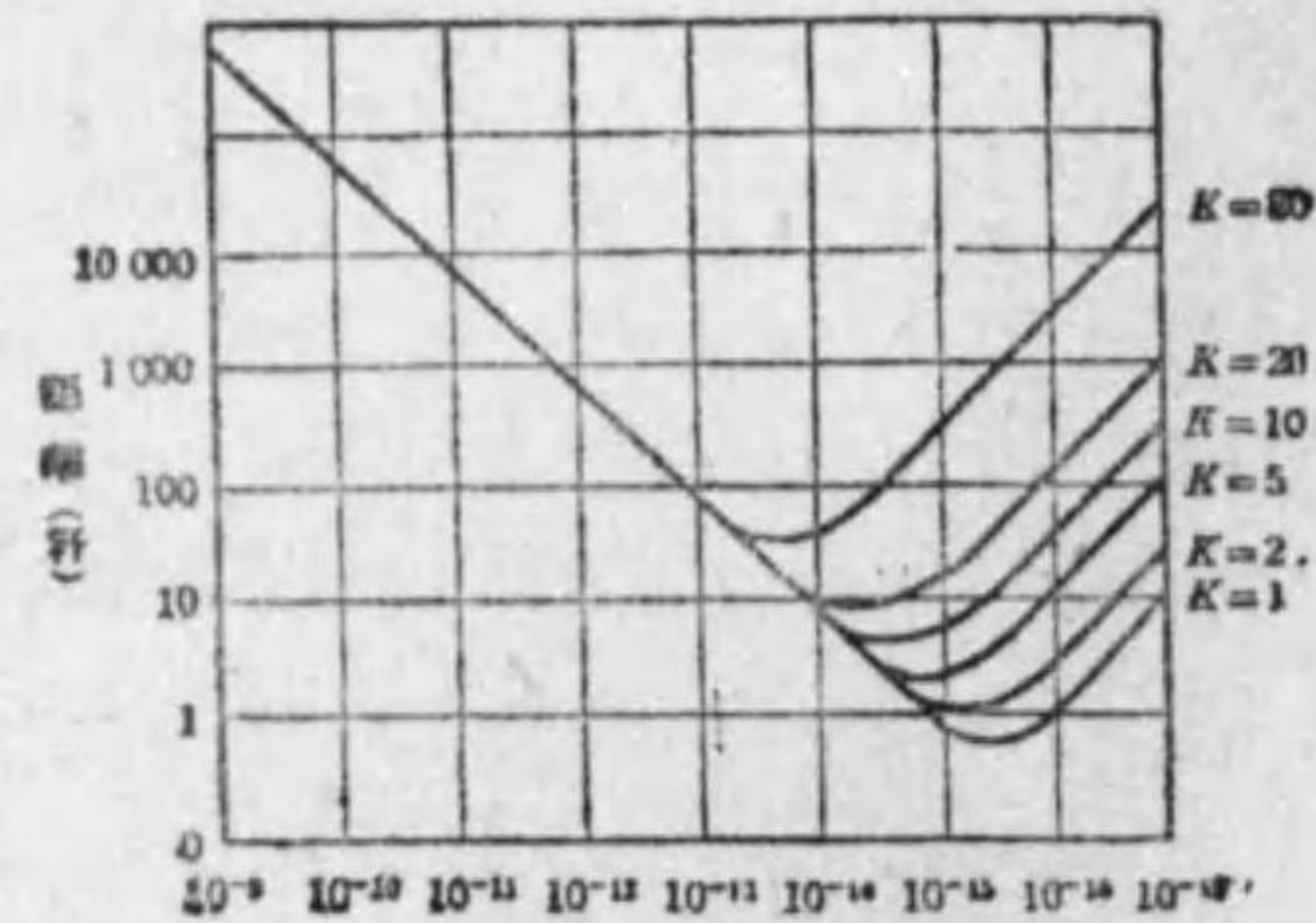
E<sub>h</sub>……電界の強さの水平分力

E<sub>v</sub>……電界の強さの垂直分力

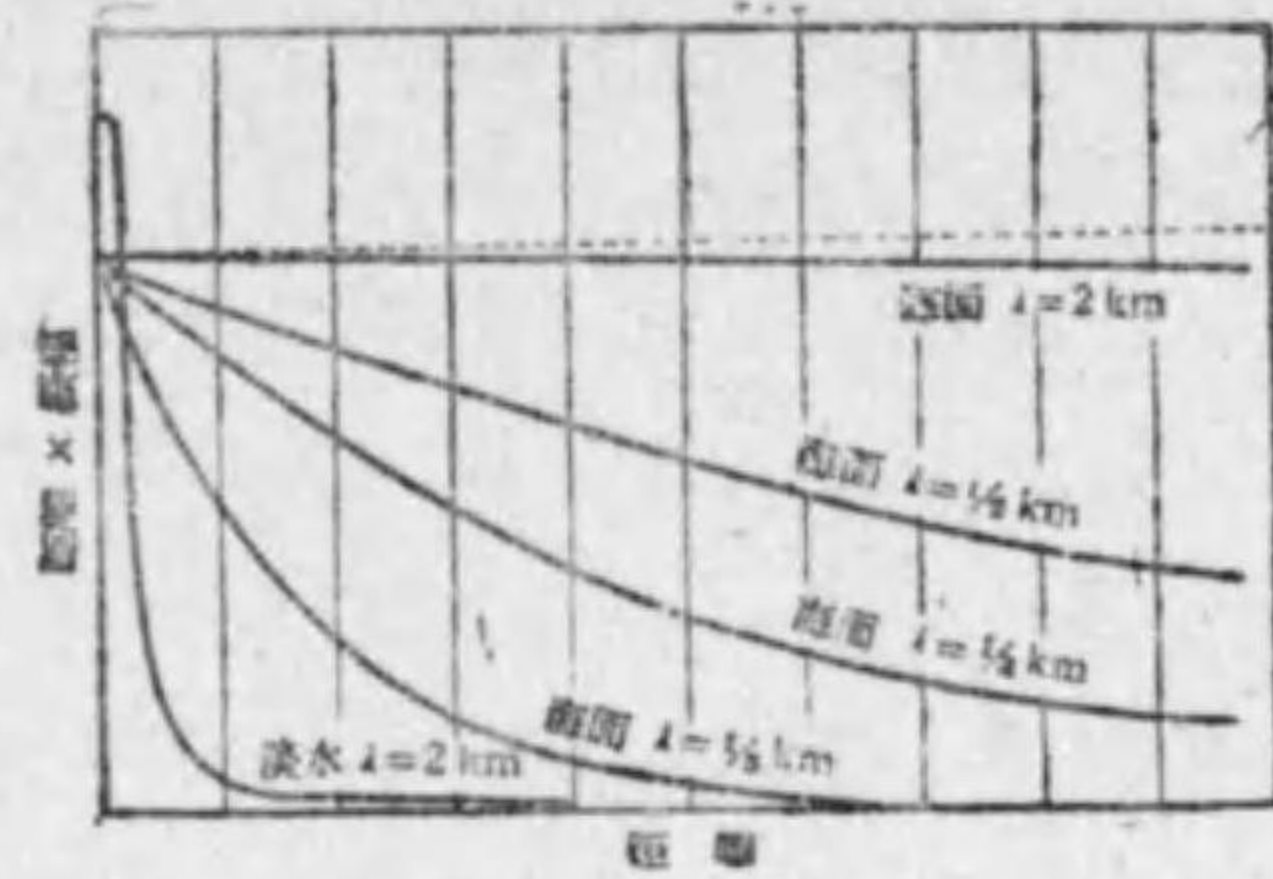
周波數(f)……500 kc に就て考へて居る

又 E<sub>h</sub> は其の振動に位相差を生じ純粹の直線的交番電界では無く回轉電界即ち橢圓又は圓形に偏波せられた電波となる。此の位相差 φ<sub>0</sub> を周波數が 500 kc の電波に付き計算せる結果が第 3.2 圖の點線にて示されて居る。

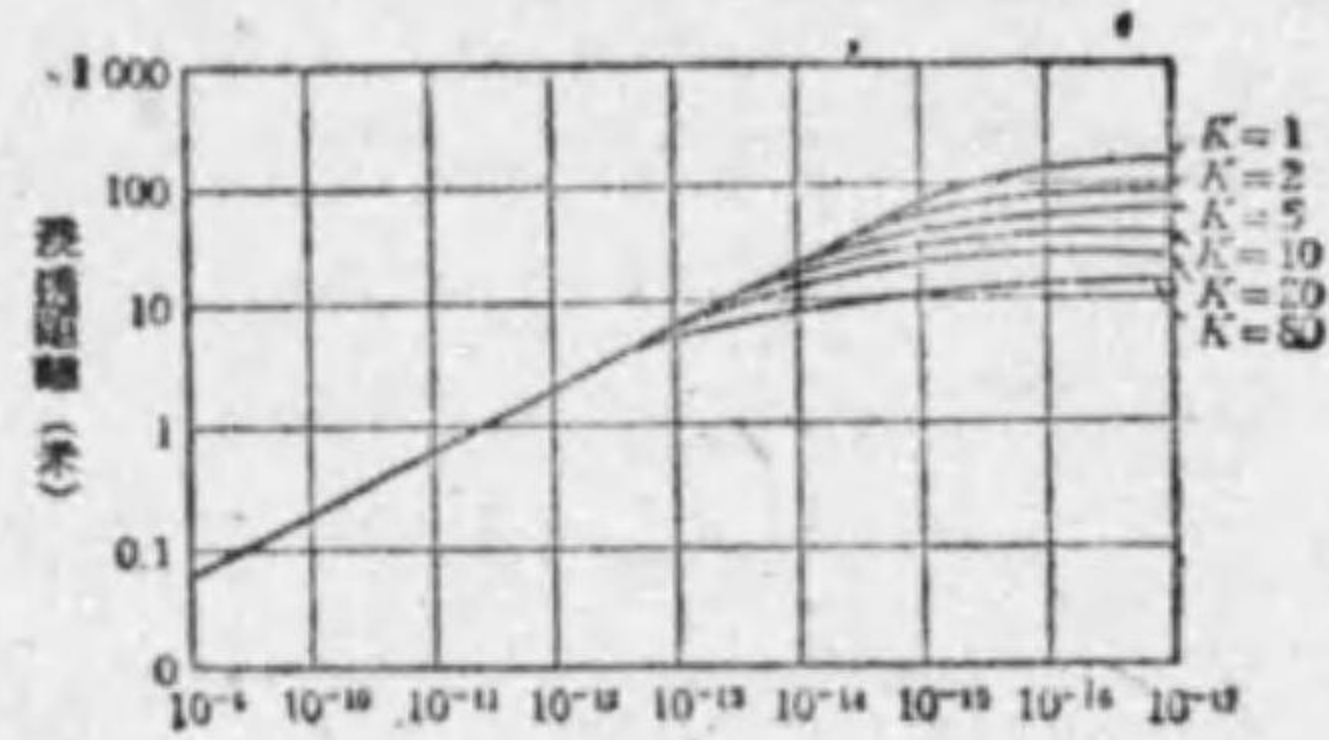
氏は又浸透による吸収作用も導電率、誘電率及周波數に關係し周波數 1000 kc の電波に付き其の振幅が 1/e に減する迄の距離を計算した結果第



第 3-3 圖



第 3.4 圖



第 3.5 圖

3.3 圖の關係があつて導電率の或値に於て地面の吸収作用が最大となる點がある。尙此の電波の關係に就て第 3.4 圖の様にも畫かれて居る。即ち波長が小になれば吸収が増加し通達距離が減少して來てゐる。又、一度浸透した電波は空氣中よりも速かに減衰して仕舞ふものであるが、第 3.5 圖は其の度合を示すものである。

斯様にして一度浸透した電磁波は空氣中よりも速かに減衰して行く事を考へに入れる時は電界の強さも磁界の強さも共に計算した如く距離に反比例して減する許りでなく更に  $e^{-\beta y}$  ( $\gamma$  は距離) なる係數で減少しく行くものと考へられ、是れを減衰係數 (Attenuation constant) と稱し、 $\beta$  を吸收率 (Coefficient of absorption) と稱して居る。而して導電率及誘電率に

關して地表面に表はれる主なる状態に就て測定せられたる結果によると第 3.1 表の如き値が與へられてゐる。

第 3.1 表

	導電率 $\sigma$ (電磁單位)	誘電率 $K$ (靜電單位)
海水	$1 \sim 5 \times 10^{-11}$	80
淡水	$1 \times 10^{-14}$	80
濕土	$1 \times 10^{-12} \sim 1 \times 10^{-14}$	5~15
乾土	$1 \times 10^{-15}$	2~6

次に第 3.1 表の導電率及誘電率の値の時、地殻に浸透する電流に就て其値が 10% に減する迄の深さを各種周波數に付き求めて見ると第 3.2 表の通りとなる。

第 3.2 表

	海水	淡水	濕土	乾土	乾土
$\sigma$	$10^{-11}$	$10^{-14}$	$10^{-14}$	$10^{-12}$	$10^{-15}$
$K$	80	80	5	15	6
$f=9.6 \text{ kc}$	11.86 m	384 m	375 m	375 m	1,190 m, 1,200 m
$f=48 \text{ kc}$	5.3 "	186 "	169 "	171 "	545 ", 580 "
$f=480 \text{ kc}$	1.68 "	112 "	51 "	63.5 "	216 ", 311 "
$f=4,800 \text{ kc}$	0.54 "	109 "	29 "	47.4 "	172 ", 298 "
$f=48,000 \text{ kc}$	0.19 "	108.5 "	23.6 "	47.2 "	172 ", 298 "

以上は何れも地球が平面として考へ來つたが、地球は半徑約 8,000 哩の球體であるから地表 2,000 哩位迄 (圓周の二十四分の一) は一平面と看做しても差支へないが、圓周の八分の一以上の距離になれば最早球面として考へねばならぬ、故に斯の如き遠距離に對しては電磁波の直進性から考へて

全々到達する筈はないのであるが實際は遙かに之れを通り越して更に遠方迄傳播するのである。之れは電磁波が電氣力線の傾斜を起し廻折するためであるとしポアンカレ氏 (H. Poincaré) が理論的に研究した結果によると球面上を傳播する時の電界の強さの振幅の減少は

$$\frac{1}{r} \sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} e^{-0.360 \frac{\sqrt{2\pi a}}{\lambda}} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} e^{-0.0019 \frac{r}{\sqrt{\lambda}}} \dots\dots\dots (3,1)$$

$r$ ……球面に沿ふての距離

$\theta$ …… $r$ を含む地球の中心角

$a$ ……地球の半径

$\lambda$ ……波長

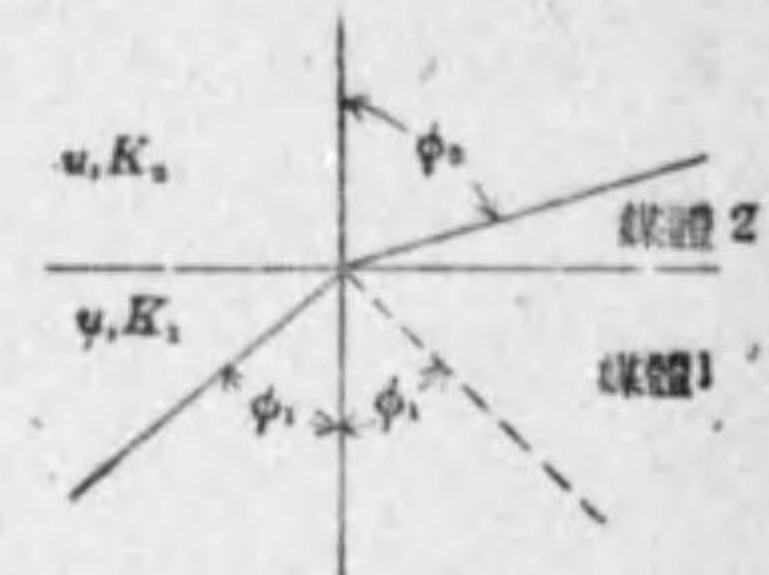
に比例するのであつて波長の長い程有効である事を證明した然るに此の式の表す處は中心角の増加するに随つて急速に減少するものであるから此の廻折作用ばかりでは球面の裏に相當する對蹠點 (Antipode) に到達する事は考へられぬのである。そこでゼネック氏はゾンメルフェルト氏 (Sommerfeld) の考へを引き繼いで理論的に計算し、不完全導體で境せらるる廣大なる空間に於ては電磁波は空間電波 (Space electric wave) と表面電波 (Surface electric wave) とに分つ事が出来、空間電波は其の電界の強さが距離に逆比例して速かに減少するが地球表面に近き部分にのみ生ずる表面電波は其の振幅が距離の平方根に逆比例して減幅するに止まり、然かも其地球面の屈曲に影響せらるゝ事少なく觸進するものであつて、前者よりも遙かに地表面上遠距離に到達するものとし、又海上に於ては概して表面電波よりも空間電波が優勢であり濕土では吸収作用のために表面電波は著るしく速かに微弱になるものと説いたのである。

更に事實上の問題として地球表面の正反對の位置に於ては、それより送

信局に近い點よりも著しく感度強勢なる事を認めらるゝのは電波は四方に放散するから正反對の位置では各方面より傳播して來たものが合致する故だと説いてゐる。

12. 電波の屈折

光が或媒體より他の媒體に入る時、一部は境界面で反射 (reflect) し、一部は屈折 (refract) して第2の媒體中に入る。これと同様な現象が電波にもある。即ち電媒定數  $K_1$  の媒體中を進行して來た電波が、電媒定數  $K_2$  の媒體との境界に到着した時は、第3.6圖に示す如く、境界に於て一部は反射され、他の部分即ち屈折波は、第2の媒體中に進入する。そして屈折波が入射波の方向から曲るのは、速度の變化に起因するもので、今兩媒體の導磁率  $\mu$  を等しいとすれば、第1媒體中



第 3.6 圖

の速度は  $v_1 = \frac{1}{\sqrt{\mu K_1}}$  で、第2媒體中に於ては  $v_2 = \frac{1}{\sqrt{\mu K_2}}$  である。

従つて入射角を  $\phi_1$ 、屈折角を  $\phi_2$  とすれば屈折率  $n$  は次式で表はされる

$$n = \frac{\sin \phi_1}{\sin \phi_2} = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \dots\dots\dots (3,2)$$

即ち入射角の正弦と屈折角の正弦との比は、兩媒體の性質に依つて一定し入射角の大小には無關係である。

電波の傳播中、山岳等に出逢ふ場合、若しその山岳が完全導體ならば  $K$  は無限大であるから、屈折波は導體中に進入し得ず、電波は全反射されるけれども普通山岳は不完全導體であるから電波の一部は反射されると同時に、一部は屈折して内部に進入するものである。又電波が海と陸との境界線を、斜に傳播する場合は屈折の現象が起る。即ち電波が海より陸に入る時は海岸線に遠ざかつて進行し、反對の時は逆である。

**13. 電波の廻折** 暗室の壁に極めて狭い細隙を開けて、これに日光を當てると日光は細隙より暗室に入つて直進し、これに相對する壁へ像を投ずるのみならず、多少影となるべき部分にも侵入して、對壁上に美しい色の縞を生ずる。これは光の干涉に依り生ずる現象であつて、光の廻折 (Diffraction) と稱する。

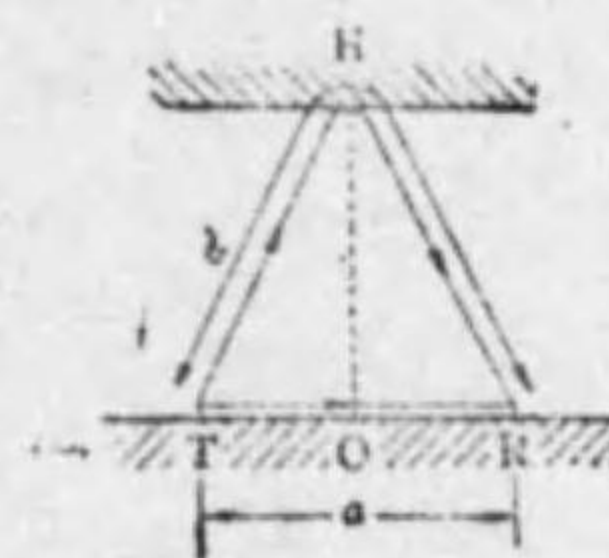
電波の場合も之と同様の現象がある。即ち電波は直進する丈ならば、地球弧面を沿ふて傳播する時、可視距離以上には到達しない筈であるが、實際には影となるべき所へも感ずる。これは一に廻折に基くと云はれてゐるそして波長の長い程廻折能力が大きいから、長波が中波よりも遠方へ到達するのである。併し乍ら此處に注意すべきは電波は廻折のみで遠距離へ到達するものと即断してはならない事である。例へば電波は對蹠點に達するのは事實であるが、いま波長と半径とを同じ割合に縮小すれば、類似の現象が見られるべき筈であるから、短波が地球面を廻ると、波長  $10^{-4}$  種の光が半径 6 種の球を廻ると類似しなければならぬ。即ち後の場合には球の對蹠點まで達する筈である。然るに實際そう云ふ事はなく、光は極めて僅かの距離しか球面を沿ふて廻つて行かない。

**14. ケネリー・ヘビサイド層の性質及び作用** 空気の上層は著るしく太陽光線により電離され、イオンが密集して居るから導電率の非常に良い完全な良導體と見做し得る一つの層があると考ふる事が出来る。此の考へは 1901 年初めてヘビサイド氏 (Heaviside) によつて提唱されたので、此電離層をヘビサイド層 (Heaviside layer) と呼んで居る。ケネリー氏 (Kennelly) も亦斯の如き層の存在を根據として電波の傳播状態を研究した。爲に此の導電性の層をケネリー・ヘビサイド層 (Kennelly Heaviside layer) 或は K-H 層とも呼んで居る。

斯の如き電離層の高さを測定して其存在を實驗的に證明したのはアペルトン (Appleton) 氏である。即ち一送信所 T から或る僅かの範囲内で連続的に波長を徐々に變化しながら電波を送り、而して之を餘り遠くない地點 R で受信するのである。今第 3.7 圖に於て  $a'$  及  $a$  の長さを有する通路に各々含まれてゐる發射電波の波の数の差を  $N$  ( $N = \frac{1}{\lambda}(a' - a)$ ) とし T より發射電波の周波數  $f$  を單位時間に  $\Delta f$  の割合で變化させると之に従つて  $N$  の値も變化し此の變化を  $\Delta N$  とせば

$$a' = a + v \frac{\Delta N}{\Delta f}$$

なる關係がある。 $a$  は既知である故  $\Delta f$  の既知なる電波を T より發射し R に於て空間波と地表波とで干涉圖を畫かせ、之をオシログラムに撮影し



第 3.7 圖

單位時間内に現はれる凹凸の数より  $\Delta N$  を測定せば  $a'$  が求められる故之により K-H 層の見掛の高さ OH を算出出来るのである、之を干涉法と云ふ。又 G. Breit 及 M. A. Tuve の兩氏は電波を極めて短時間 ( $\frac{1}{500}$  秒位) の間隔を以て衝擊的に發射したもの

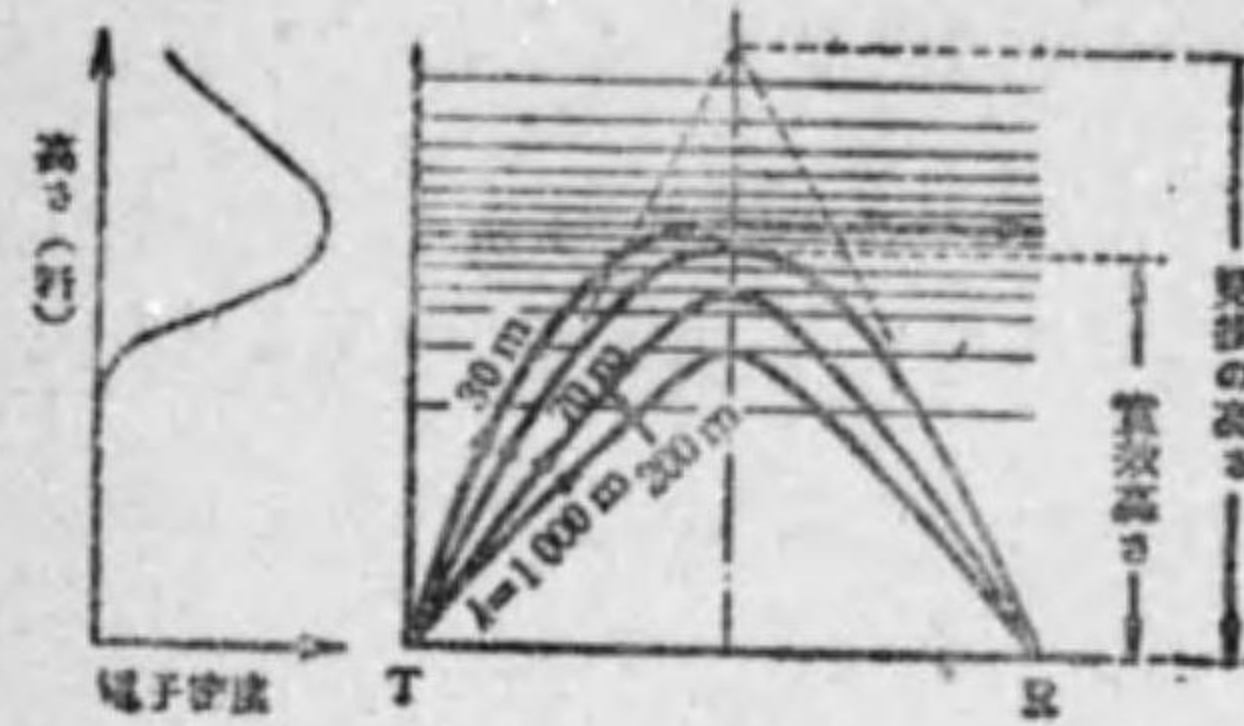
を數軒離れた地點で受信すると地表上を直接傳播して來た電波の符號を受けてから少時間遅れて上層からの間接電波の符號を受信し、此の遅れの時間をオシログラムに撮影し、K-H 層の高さを見出して居る。即ち遅れの時間を  $t$  とせば、

$$t = \frac{\sqrt{a^2 + 4OH^2} - a}{v}$$

なるにより OH が計算出来るのである。之をインパルス法と稱して居る。

以上の様な方法で K-H 層の高さは各地で多く測定せられて居るが季

節、時刻、場所等により差を生ずる事は勿論、年に依つても異なり、此の



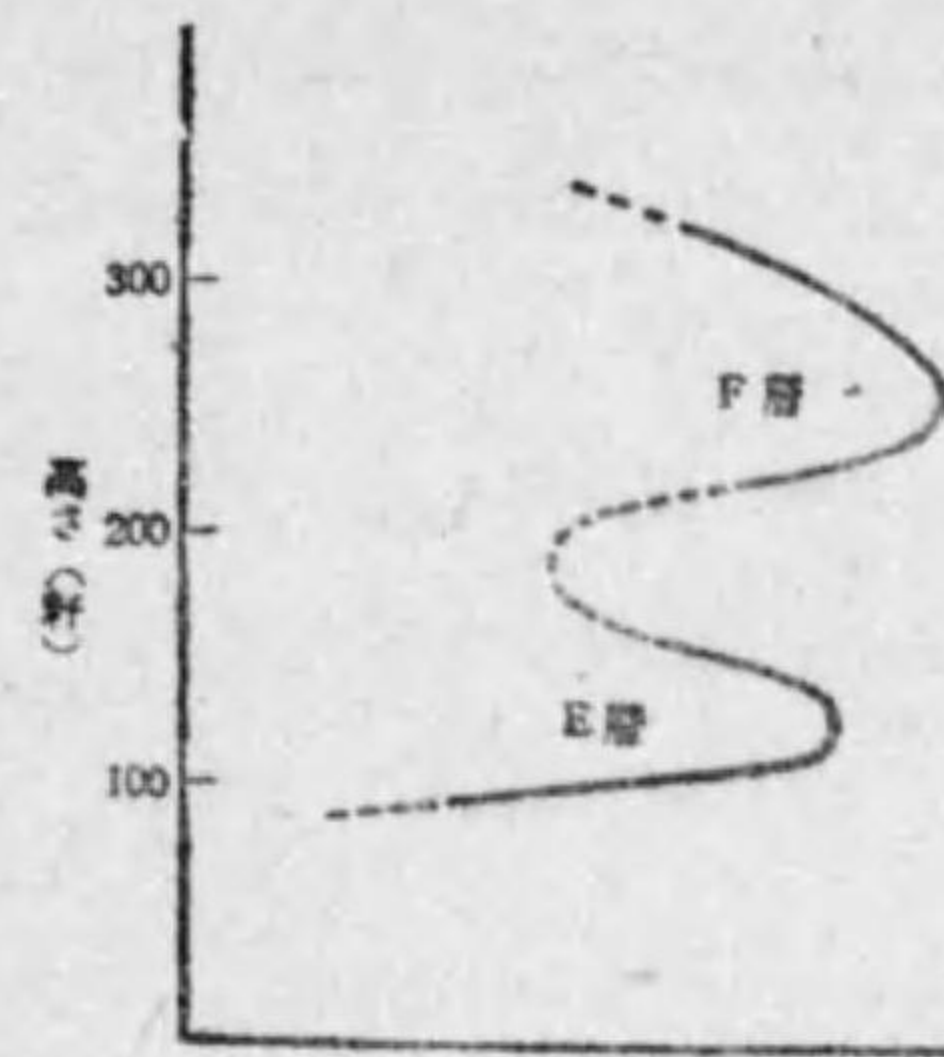
第 3.8 圖

外種々の原因により影響を蒙り、常に一定の高さを示さぬが、大體地表上 40 乃至數百 軒の間にあるものとされて居り、従つて斯くの如く無風状態

で温度の一定せる處では氣象の影響は餘り受けぬが、太陽光線による電離作用を受け易いものと考へらる。又イオンの密度も判然たる區劃を有するものではなく漸次疎より密に變化してゐるものと認めらるる故第 3.7 圖の如くには反射せず第 3.8 圖の如く、先づ電離層中に突入し漸次屈折して行くものと考へらるるから前述の如き方法で測定した見掛けの高さは實効高よりも高い筈であり、又電波の周波数によつても其の見掛けの高さは異なるものと想像される。

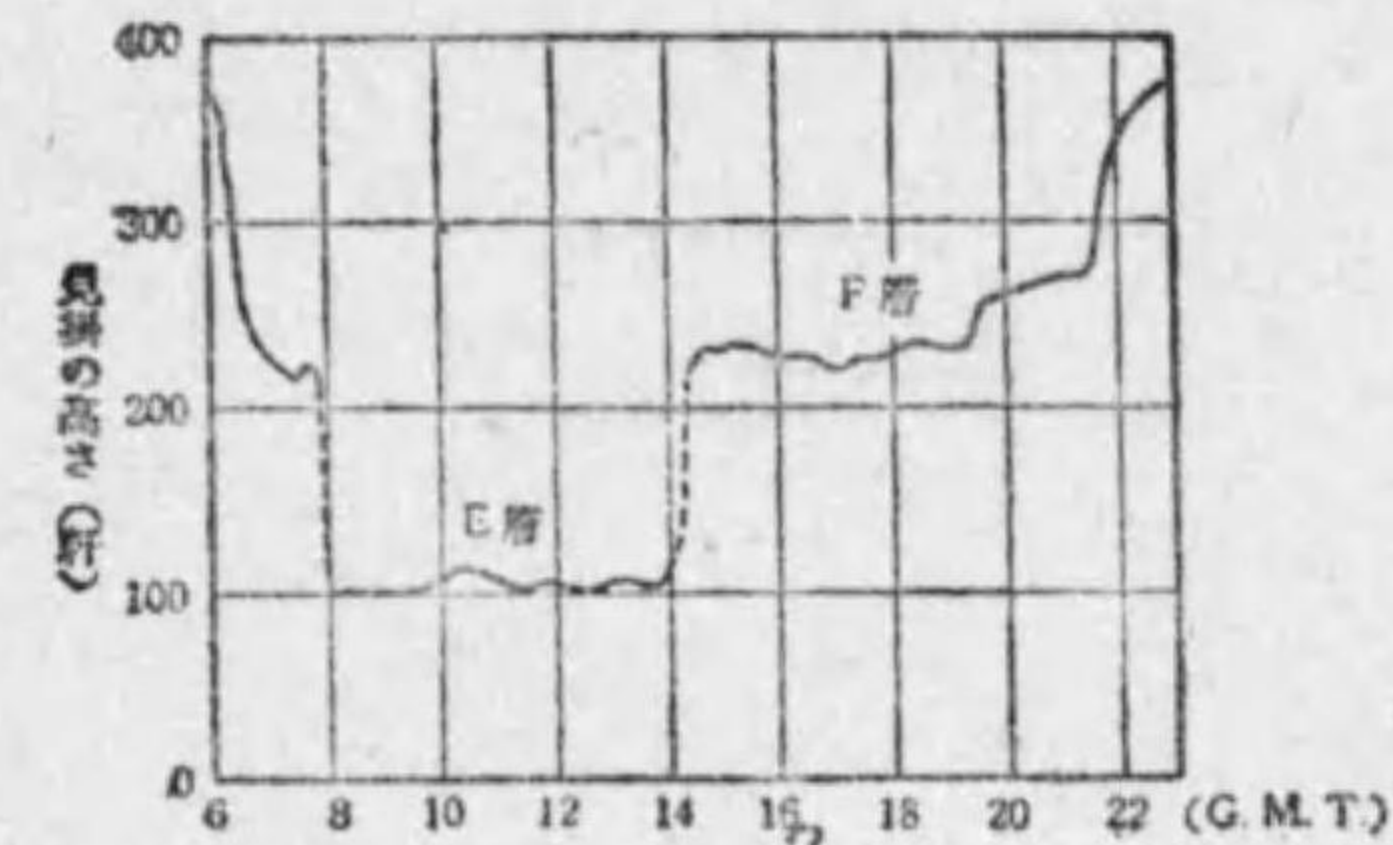
1925 年以來アベルトンは波長 400 米の電波を使用し、K-H 層の見掛け上の高さを測定したが其の結果一般に晝間は 90 乃至 100 軒程度であるが日没と共に其の値は漸次増大し、日出の一時間半位前に最高値 120 軒位となり、日出と共に再び晝間の値になるのが常であつたが、或時は日出の一、二時間前に高さが 120 軒程度の値から急激に而も一足飛びに 230 軒乃至 350 軒と云ふ高さに増加する事が屢々測定されたのである。

此の結果同氏は電離層が二段から成つてゐるものと考へ低い方の層を E 層、高い方の層を F 層と呼んだのである。即ちアベルトン氏の研究により K-H 層は地上大體 100 軒程度の高さに存在してゐるものと考へられてゐた層の外に、更に上段の層が存在してゐると云ふ事が判明する様になつた。第 3.9 圖は此の状態の概略説明である。

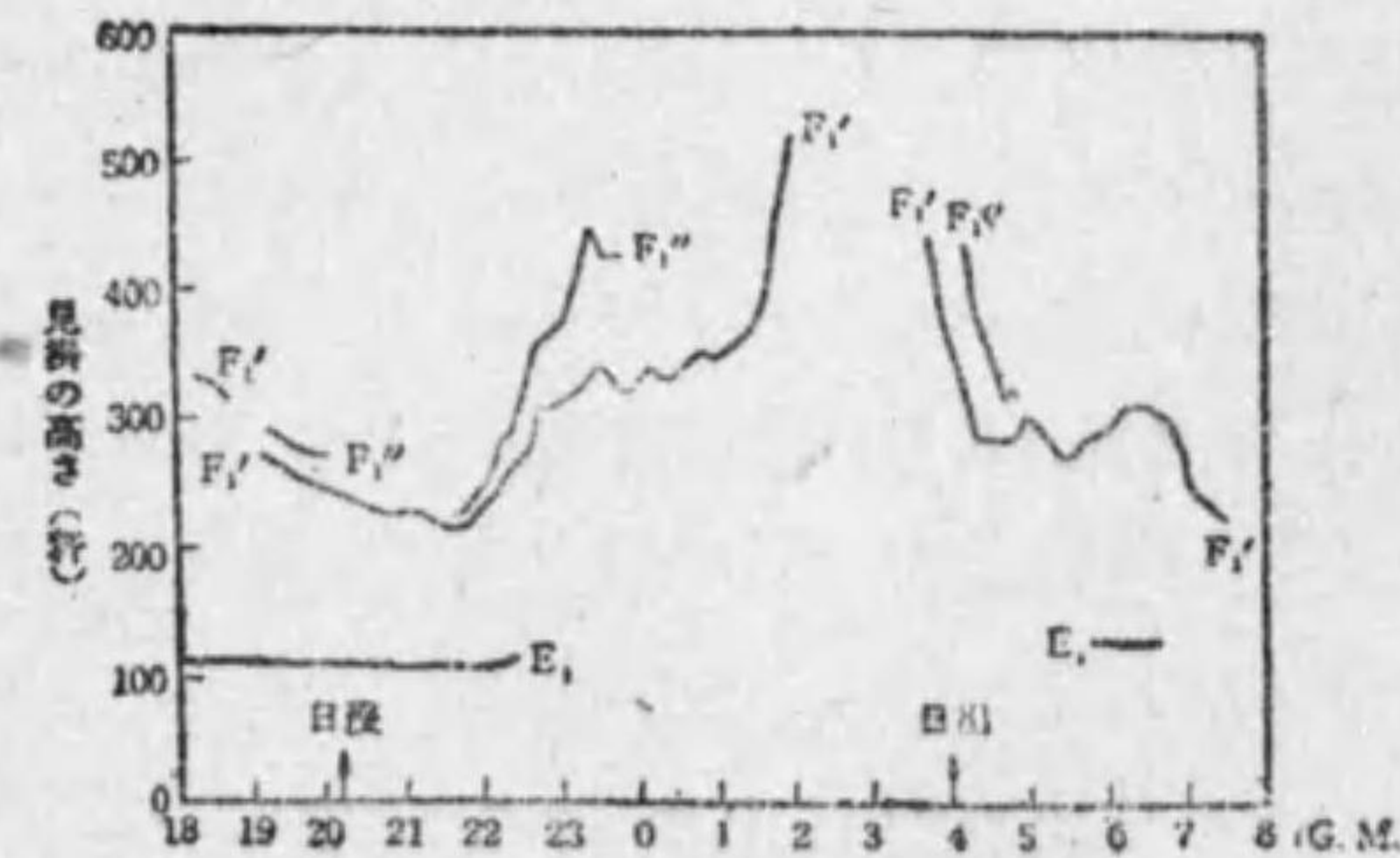


第 3.9 圖

又彼は電離層が一段だけではない事を尙確實にするために、波長 100 米の電波を使用し、電離層の高さを 24 時間連続測定した結果、第 3.10 圖の如き結果を得た。更に波長を短くして 80 米で試験した結果によると第 3.11 圖に示す如く、E、F 兩層から同時に反射して來る事もあり又 F 層からの反射も單一ではなく  $F_1'$ 、 $F_1''$  の如く二個或はそれ以上の



第 3.10 圖



第 3.11 圖



層より反射せられ到来する。此の理由に關しては彼は單一の衝撃波が電離層内を傳播する際に地磁氣のために二個に分裂した爲であると述べて居るが、確實な證明とはならない。

電離層の状態は地磁氣の擾亂の際、或は流星群、極光等の出現の際は理論上からも異變を來たす事は想像し得らるる所であるが強い磁氣嵐の生じた日には電離の高さを測つて見ると反射波が非常に澤山現はれ、此等個々の反射波の間には何等規則的の關係がない。

次に E, F. 兩層に於ける電離状態と此の兩層に突入した電波の通路の關係を求めて見る。

第 3.12 圖に於て投射角  $i_0$  で發射せられた電波の通路の最高點に於ける電子密度  $N_0$  の値は

$$N_0 = \frac{K}{\lambda^2} \left( \cos^2 i_0 + \frac{2z}{r_0} \right)$$

但し  $K$  = 常數

$z$  = 最高點の高さ

$r_0$  = 地球の半径

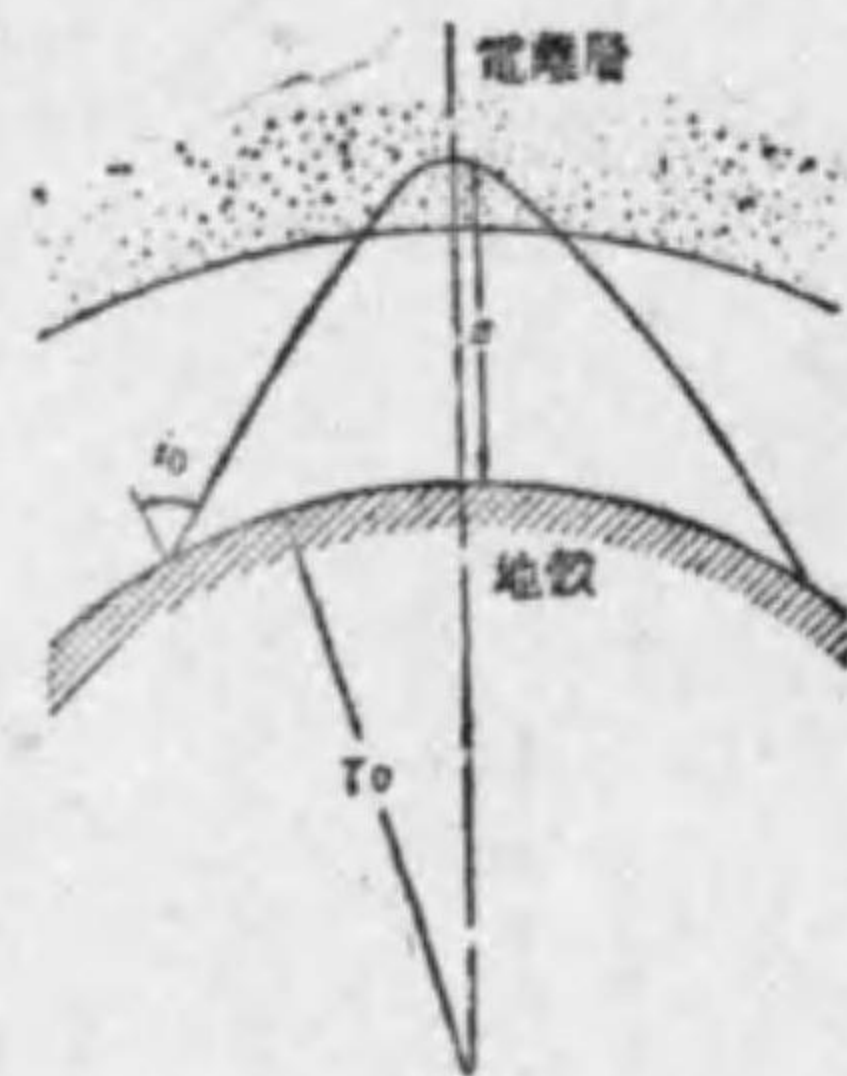
$\lambda$  = 電波長

で表はされる。今 E 層及 F 層の最大電子密度を夫々  $N_{Emax}$   $N_{Fmax}$  とせば

$$N_0 < N_{Emax}$$

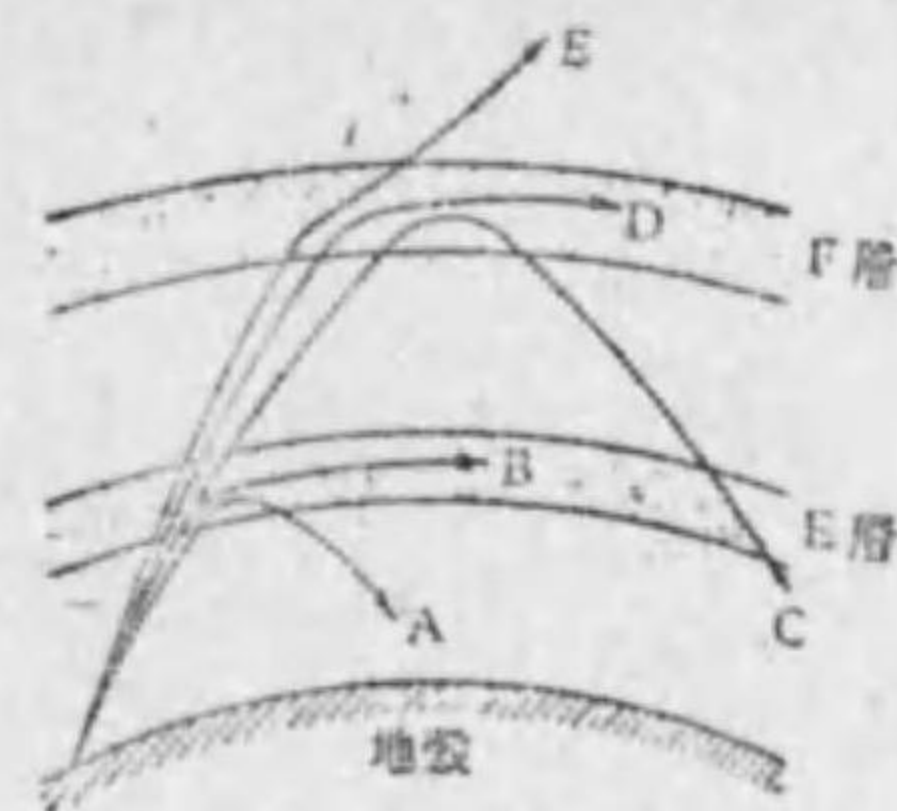
なれば、第 3.13 圖、A 曲線の如く E 層から戻つて来る

$$N_0 = N_{Emax}$$



第 3.12 圖

であれば、同圖 B 曲線の如く、地表と平行に進む。



第 3.13 圖

$$N_{Fmax} > N_0 > N_{Emax}$$

なれば同圖 C 曲線の如く、E 層を突抜け F 層で屈折して戻つて来る。

更に  $N_0$  が増加して

$$N_0 = N_{Fmax}$$

の場合は、D 曲線の如く電波は F 層に沿ふて走り、

$$N_0 > N_{Fmax}$$

なれば、E 曲線の如く F 層を突抜けて地球圏外に逃走してしまふのである。斯くの如く電離層を突抜けんとする如き状態の波長（或は周波數）を臨界波長或は周波數（Critical wave length or critical frequency）と稱してゐる。

### 15. 空間波の傳播

電離層に於ける電子密度は前述の如く、高さと共に徐々に變化してゐるのであつて、不連続的に變化してゐるのではない然し乍ら一般に電波が異なる媒質内へ侵入する現象を取扱ふ場合には電波が一波長に相當する距離だけ進行する間に、媒質の性質が如何に變化するかを考へねばならぬ。即ち換言すれば、高さに對し同一の電子密度の變化を有する電離層でも、短波に對しては媒質の變化が緩慢であるが長波に對しては急激であると考へられる。斯る考へ方に依れば、地表より發射される電波が、大氣中を進行し電離層の下面に到達するときは、光が密度の異なる媒質に於て、反射或は屈折の現象を生ずる如く、電波も同様の現象を呈するのである。今若し電波が電離層の下面に到達する時、長波であれば第 3.13 圖 A 曲線の如く E 層で反射が起るのである。又若し短波であれ

ば E 層は電子密度が充分大でない爲通過し、F 層に於て電離層内に電波は侵入し徐々に其の進路が曲げられ、電子密度が充分大であれば再び地表に向つて戻つて来る。又若し超短波であれば、E 層も F 層も電波の進路を曲げるに充分なる電子密度がない爲、E 層も F 層も通過して地球外に逸脱するのである。而して電波は斯る電離を通過するときに減衰を受ける

上述の如く長波と短波とは傳播の機構が本質的に異つてゐる。即ち長波が電離層に於て反射されるのは、電離層の電離傾度が電波の反射に充分なるか否かによつて決定せられ、短波の場合は、電離層内に電波の進路を屈折させるに足る丈の電子密度が存在するか否かによつて決定されるのである。換言すれば長波の傳播は電離層の電離傾度によつて支配され、短波の傳播は電子密度によつて支配されるのである。

### 第 4 章 電波の種類別傳播

**16. 電波の種類別** 電波長の大小により電波を區別する場合、嚴格なる境界を定むる事は困難であるが、電波の性質及び實用する者の立場から、便宜上、1929年に海牙に開催せられた第一回國際無線電氣通信技術諮問委員會に於て次の如く決定せられ世界各國共之れを採用してゐる。

種 別	周 波 數	電 波 長
長 波	100 kc/秒 以下	3,000 米以上
中 波	100 乃至 1,500 kc/秒	3,000 乃至 200 米
中 短 波	1,500 乃至 6,000 kc/秒	200 乃至 50 米
短 波	6,000 乃至 3,000 kc/秒	50 乃至 10 米
超 短 波	30,000 kc/秒 以上	10 米以下

**17. 長、中波の傳播** 長波の傳播 長波は主として地表波に

依り傳播すると云はれる。それは波長が大なる程減衰を蒙らず、1,000 km 以上にも達するものがあるからである。この場合には晝夜四季 變化による影響は殆んどない。

更に遠距離へ到達する場合には、やはり電離層と地表との間を幾回も反射する空間波によるものと解される。このときは大地及び電離層の吸收作用が現はれる。即ち太陽の高度に依つて電離度は違ふから、電波の傳播状態も亦晝と夜で異なる。一般に夜間は晝間よりも遠距離に行く、同様に冬は夏よりも信號が強勢に受信される。この現象は波長が短くなるに従ひ著しくなつて来る。

電離層に於ける空間波の減衰は波長が長い程小であるから、遠距離通信には長い波長を使用するのがよい譯である。然し長波の指向空中線は建設困難であり、且つ空中線の輻射能率が悪いから、遠距離通信には莫大な電力が要る。

**中波の傳播** この波長帯の傳播は、土地の影響が長波の場合よりも著しい例へば傳播途中に、丘陵や建物等があると吸收を蒙ることが多い。同じ理で山地は平地よりも減衰が大である。3,000km 程度に於ける通常通達距離は、大體次の比である。

$$\text{海上:平地:山地} = 1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3}$$

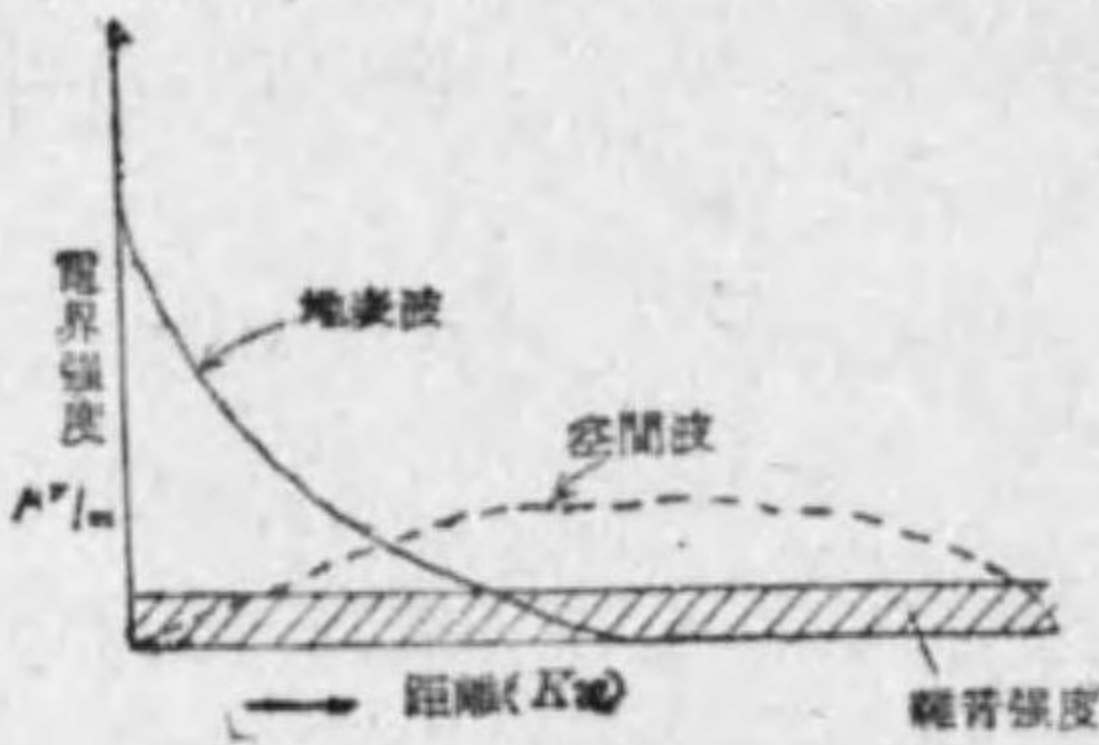
茲に通常通達距離とは、甚しき空電混信等の妨害なき場合に、普通の受信機で商業通信をなし得る距離を意味するのである。

長波から中波へと段々に波長を短くして行くと、E 層の下面で反射してゐた電波は、次第に E 層に侵入して、漸次屈折した通路を畫いて、地表に戻つて来るやうになる。従つて電離層間の減衰が著しくなる爲、晝間は殆ど空間波を利用することが出来ない。然し夜になると減衰は相當に少くな

る結果電波はかなり遠方に達する。波長 600 m 附近では、夜の通信距離は晝の 3 倍以上に達する。晝間全く聞えなかつた無線電信、夜になると強勢に聞える事實は、吾々の日常経験する處である。

次に此の波長帯では一般に冬季に於ける傳播が夏季よりも甚だ良好である。例へば波長 600m 程度の場合には、冬は夏の 2 倍以上に達する。實際に於て通信距離が 1000 km 程度の場合、冬季夜間状態の良好なる時は數 kW の送信機で通信完全なれども、夏の晝間には 100 kW の送信機でも餘裕なき事が往々ある。

第 4.1 圖は或る距離に於ける大電力放送無線電話の地表波及空間波に依る電界強度を示したものである。送信機の近くでは地表波が強勢なれど、遠距離では空間波が強勢となり、相當の距離に亘り一定の電界強度を保つてゐる。これは空中線の輻射方法を適當に工夫したからである。地表波と空間波の電界強度が相等しい區域は兩者の干涉作用によりフェーディング現象を起すため聴取状態は不良である。



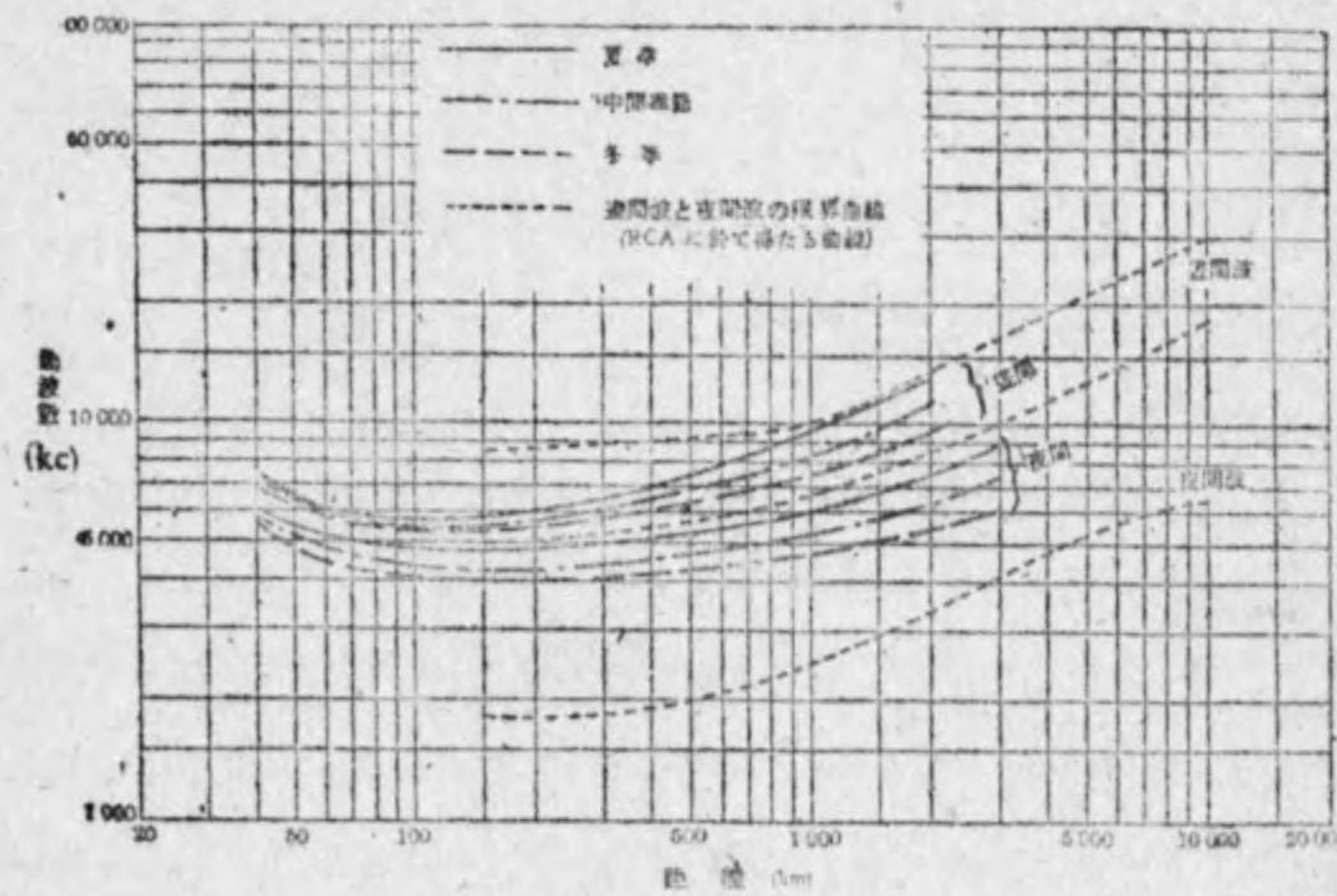
第 41 圖

以上の如く中波の空間波は晝間大なる減衰を受けるから、晝夜を通じて同じ程度の受信電界強度を得る爲には成る可く大なる波長を使用すべきであつて、往年遠距離通信に長波を使用した所以である。

**18. 短波の傳播** 短波の傳播に於ては、地表波は減衰が大なる爲空間波が主體である。而して短波の空間波の傳播は第 3.13 圖 C 曲線の如く波長が短い爲長波の如く E 層の下面で反射する事なく、その部分を突抜けて電子密度の大なる F 層に至り、此處で進路が曲げられて再び地表

に戻つて來るのである。而して E 層に於て、電波が通過する際その電離層に於ける電子やイオン分子の運動は、電界によつて運動が加速され他の分子に衝突し熱となつて勢力が失はれる。これは電波から見れば電波が減衰を受ける事である。即ち E 層は短波の傳播に對し有害無益である。而してこの E 層に於ける減衰量は、大體波長の自乗に比例するから、この減衰を少くする爲には短い波長を使用すべきである。然し餘り短くすると F 層も突抜けて、地球圏外に逸走する恐れがある。

短波の傳播を概念的に云へば晝間は E 層が存在し、その層に於ける減衰があるから波長は短い方が良い。夜になると E 層に於ける電子密度が減衰し減衰は少くなるが、餘り波長を短かくすると、F 層を突抜ける恐れがあるから、長い波長を使用すべきである。然し實際には電離層の状態が種々變化するから、目的地間の通信に使用する波長は適當に選定すべきである

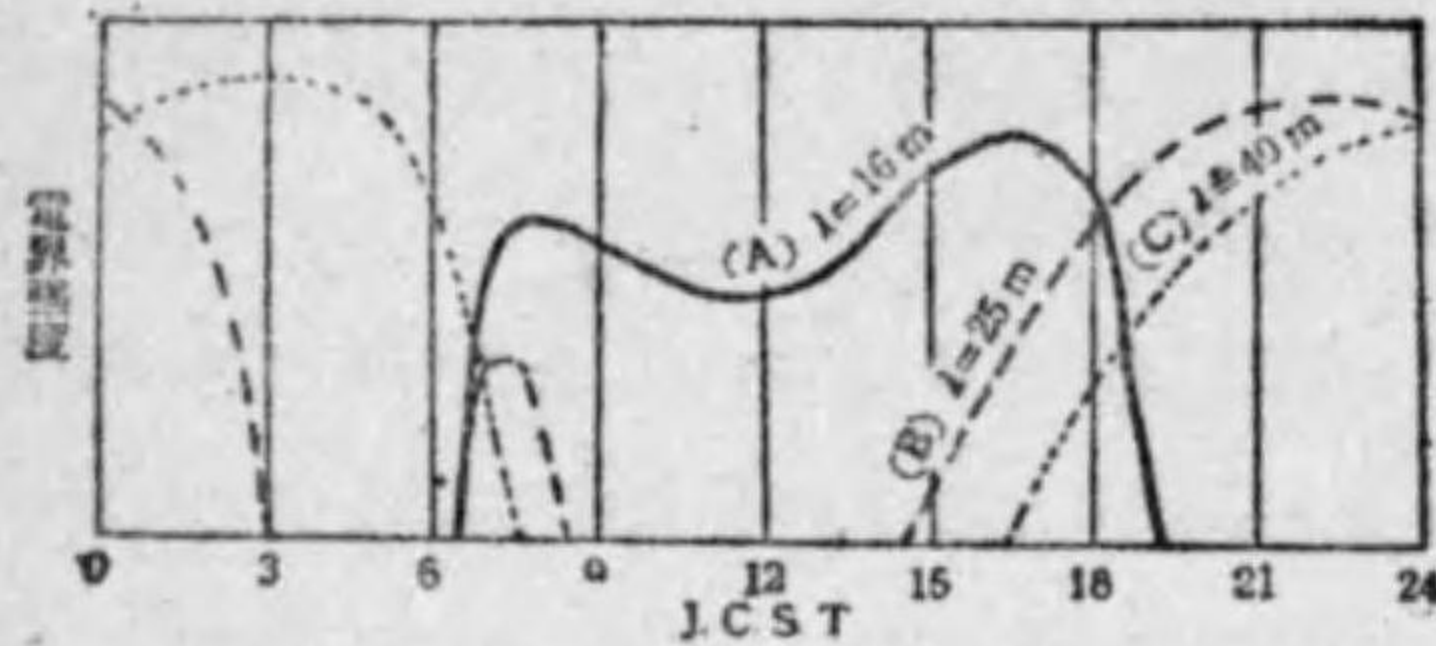


第 42 圖

第 4.2 圖は我國の實驗結果の一例で距離約 100 軒以上では中短波及短波

の最良感度を與ふ可き電波の周波数が距離と共に増加する事及同一距離に於ては夏季の晝間に要する周波数が最大で冬季の夜間に於けるものが最小周波数にてよい事が解る。

又同一地點間の通信に於ても最高感度を與へる周波数が一日中に於て著るしく異なる事實は往々短波通信に於て見受けらるる事で第4.3圖は波長16



第 4.3 圖

米、25米及40米の三波長に就いての一日中の感度曲線で16米の電波は大體晝間通信に適當してゐるが、他の二つの波長は晝間通信

には不適當である。之に反し25米及40米の電波は、夫々薄明時及び夜間に於て感度大なる事が認められる 即ち中短波及び短波通信では晝間用電波、夜間用電波及び薄明時用電波の別が設けられる。而して此等電波の波長は距離、季節及び場所によつて相違するは勿論である。

### 19. 短波傳播の諸現象

#### i) 反響

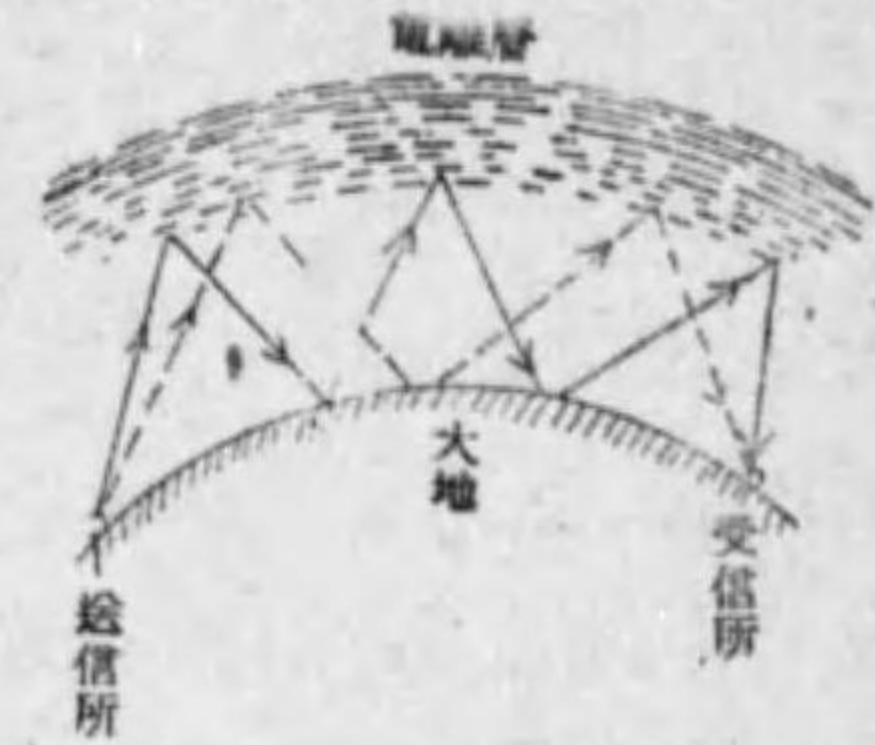
電波は送受信所を含む地球大圓に沿つて傳播するのであるが、短波に於ては季節及時刻によつて表廻りの電波と裏廻りの電波とが存在する。又時として地球を表廻り二回以上廻ることがある。これは送受信所を含む大圓が薄明帯(晝夜の境界線)となる時に生ずる。斯様な裏廻り及地球一回以上表廻りに廻る電波があると、受信の場合に或る信號が受信されて、その直ぐ後で同じ信號が再度乃至數度繰返して受信され、この現象は音の反響に似てゐるから反響(或はエコー)と云はれる。これは多重信號の一種で

ある。この反響があると信號が崩れるから實用通信では送受空中線に反射器を附してこの反響を避けてゐる。

#### ii) 多重信號

第4.4圖に示す如く受信地點へ到達する電波は、一般に單一ではなく、特に遠距離通信に於ては、電離層と地表との間で何回も屈折反射を繰返して

色々の入射角で到達する澤山の電波の集りである。是等箇々の電波は、夫々異なる通路を通つて來るから到達時刻が同一でない。斯様な現象を多重信號と云つてゐる。一般の電信電話では餘り影響はないがテレビジョンや寫真電送の場合には反響と同様受

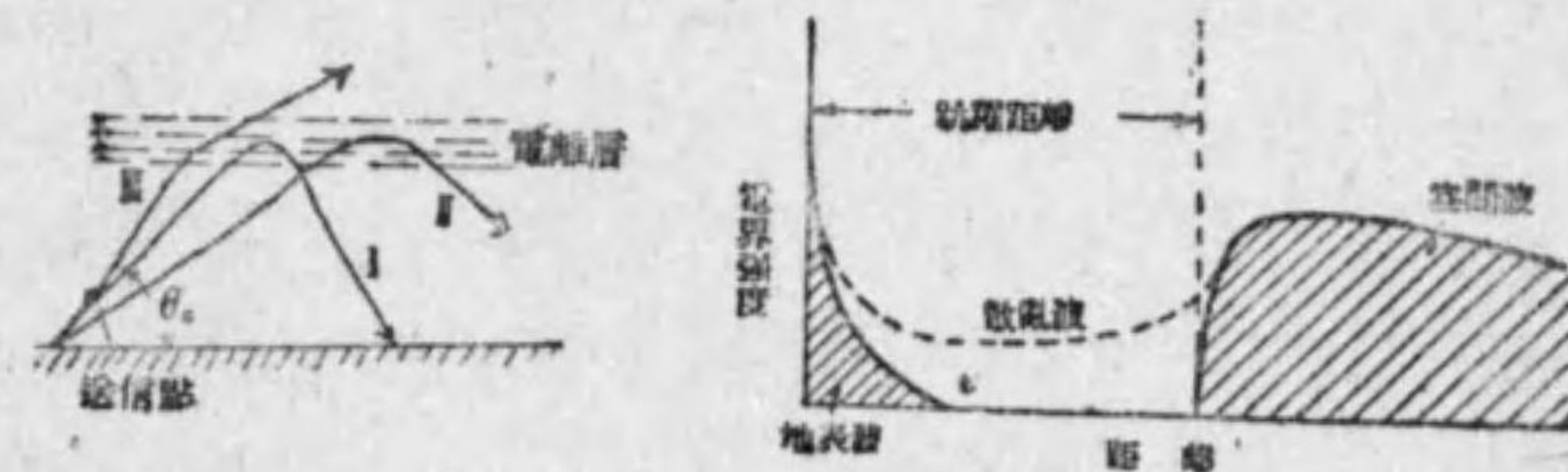


第 4.4 圖

像に妨害を與へる。従つて實際には波長を變へたり、空中線の構造を工夫して、地表と最も小さい角を爲して到來する電波のみを選択受信するやうにしてこの妨害を除いてゐる。

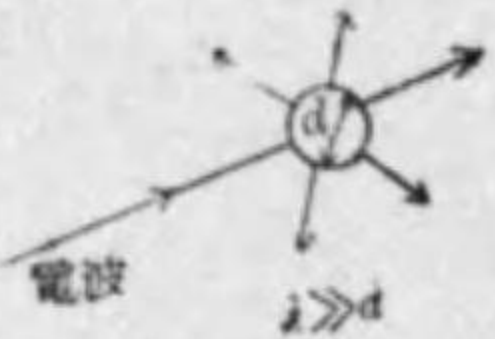
#### iii) 跳躍距離

短波の空間波は電離層で屈折されて地表に戻つて來るのであるが、この場合波長、電波の入射角、電離層の電子密度との間には一定の関係がある例へば一定の波長の電波を地表から上空に向つて發射させる場合を考へて



第 4.5 圖

見ると第4.5圖(I)又は(II)の如く地表に對し或る角度 $\theta$ 。迄は、電波は電離層で屈折し地表に戻つて来るが、それ以上の角度になると(III)の如く電離層を突抜けて歸つて來ない。即ち第4.5圖の如く送信所から或る地點迄は電離層から戻つて来る電波は存在せず、それ以上の距離では空間波が存在する事となる。従つて斯様に送信所から初めて空間波が戻つて来る地點迄の距離を跳躍距離と云つてゐる。又一方短波では地表波が速かに減衰するから、送信所から100 km位の地點では地表波は消失する。故に地表波も空間波も存在しない様な地點が生ずる筈である。然し乍ら實際には斯る地點でも電波が存在する事がある。これは電離層を通過する場合雲に依る電波の亂反射と云はれ、この現象を散亂現象と稱する。即ちこの現象は第4.6圖の如く、電波の波長に比し小さい直径の導體が電波の通路に存在すると、電波は散亂して種々の方向に向ふのである。以上の如く散亂波は各種の方向から到來するからこの散亂波が存在すると、方向探知機を用ひて電波到來方向を測定することが出来ない。



第4.6圖

**20. 超短波の傳播** 超短波は上空電離層で反射、屈折をなし再び地表に戻つて来る性質を有せず、E, F 兩層を突抜けて地球圏外に逸走し去るのが普通である。地球の表面上に於ては一般に反射が認められて居る。即ち、Crawford 及 Mumford の兩氏等が、200 軒距つた二地點間で波長3.7米及び4.7米を使用して實驗した處直接到來する電波の外に更に地球の表面から反射が加つたものとして計算した處、實驗の結果とよく一致する事を見出してゐる。又我國に於て宇田氏は波長2.6米の電波を用ひ地表面の反射に關し實驗をなし、水平ダブレット空中線を地上種々の高さに置いた時の輻射勢力の分布を測定し、反射波の存在する事及地表の

不完全導體なるが爲に起る相違を明らかにした。

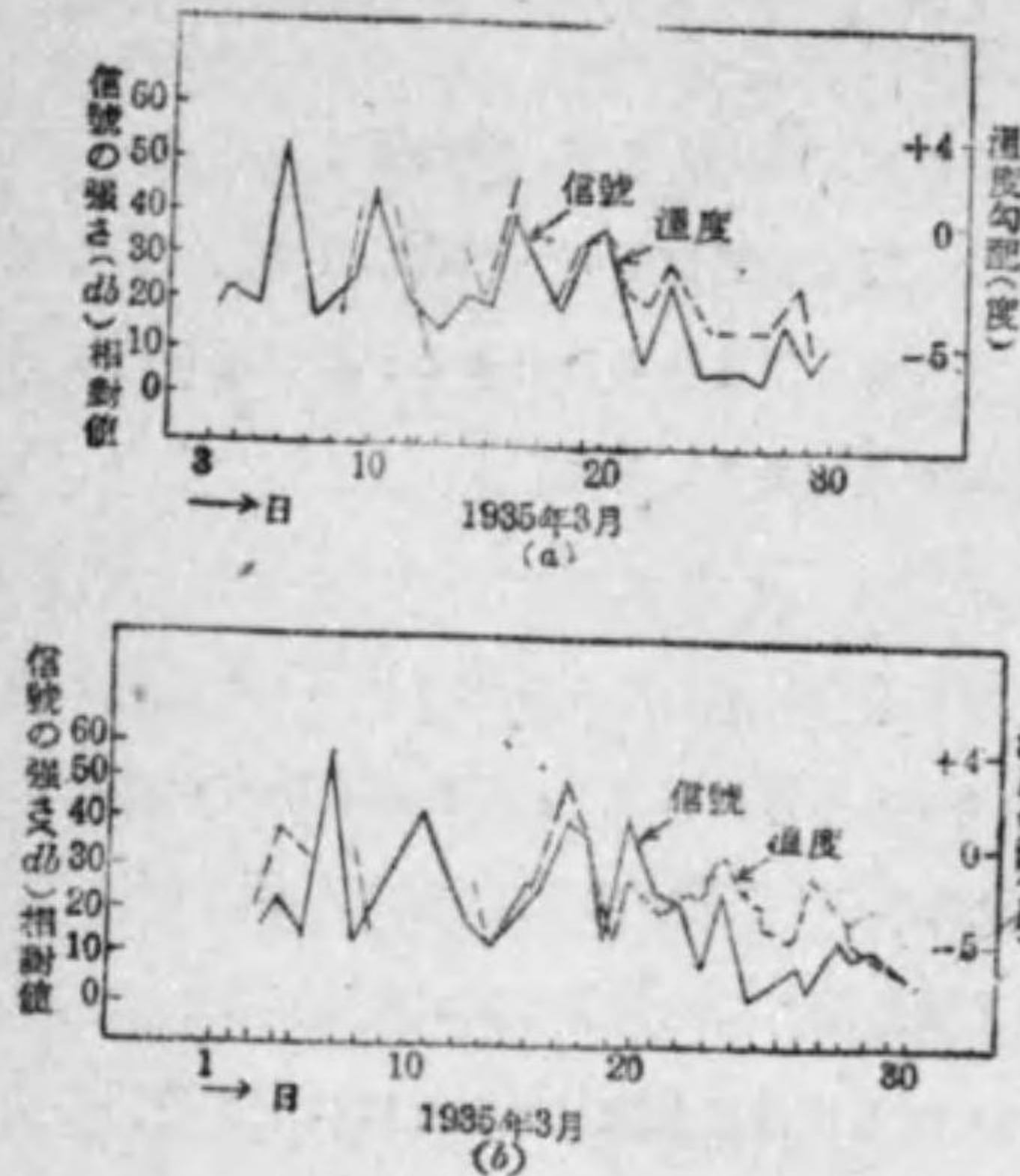
斯の如く超短波は電離層を突抜けて逸走する爲、電離層は其空間波には傳播上何等の役もしない。従つて超短波通信を考へる時は其地表波の傳播を考へればよい。超短波は直接波が利用されるのであるから、その通達距離は大體送信所よりの可視距離範圍である。即ち

$$d(\text{通達距離}) = \sqrt{2R}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \dots \dots \dots (4.1)$$

で求められる。此處に R は地球の半径、 $h_1$  及  $h_2$  は夫々送信所及び受信空中線の地上高さ(海拔)である。d を軒、 $h_1$  及  $h_2$  を米單位で表せば  $\sqrt{2R} \approx 3.55$  となる。尙又波長が非常に短い爲光線の性質に似て居り、(4.1)式で計算して得られた可視距離内に送受信地點があつても、その途中に高い山等があつて直接波を遮る場合は勿論電界強度は減少する。又多少の廻折は認められるが波長が短いから非常に僅かのものである。故に可視距離内に送受信點を選んで通信を行ふ場合は直接波のみを利用するので他の短波長波に認めるが如きフェーディング現象(後述)は殆んど無い。

**21 超短波の傳播と氣象** 超短波の可視距離内に於ける傳播では直接波が強勢であるが、可視距離外に於て地表波を考へる場合は、下層大氣内の電波の反射、屈折が重要になつて来る。例へば大氣が水蒸氣を多く含む場合には超短波の進路は彎曲し、結果的には地球の半径が大きくなつて可視距離に近づいたと同様の事になる。然し乍ら大氣の水蒸氣含有率と超短波の可視距離外の強度とが如何なる程度の關係を有するかに就ては理論的には稍々判明してゐるが、實驗的には未だ不明である。

氣温と超短波との關係に就ては以下に述べる如き興味ある實驗結果がある。即ちアメリカに於て送受信所距離が140~160 軒の範圍にある三種の傳播通路に就て超短波(波長5米)の試験を行ひその受信温度を測定し、



第 4.7 圖

一方に於て一定の上空に於ける温度勾配（或る高さ）に於て高さの差 100 米に對する大氣温度の差を攝氏の度を以て表はしたものを測定し、受信強度と比較した。その結果は第 4.7 圖の如く、相互の間に可成り密接な關係のある事が看取される。即ち上空の温度勾配の値が大なる程受信強度は大

である。特に温度勾配が正なる時（高さが増すに伴つて 温が昇る場合）は強度は甚だ大となり、之に反し温度勾配が負でその絶対値が大となると強度は小となる。之等の實驗では送受信所間は見透の利かない状態にあるので、電波の強度は大氣内の屈折現象に影響されてゐることが分るが量的に解決することは未だ困難である。

超短波を可視距離外で受信すると屢々フェーディングが認められる。そのフェーディングの程度は短波の遠距離傳播に於ける如く甚だしくはないが、屢々約 10 デンベルの範圍に變動する事があつて、見透しの範圍を越して遠さかるほど變動は益々著くなる。此のフェーディングは日により又一日中でも午前と午後とで異り、晴れた日と曇つた日とでも異なるやうである。之等の事實は各所で區々なる状態で經驗されてゐるが、未だフェーディングに就てはつきりした關係は見出されてゐない。

### 第 5 章 電波傳播の諸現象

#### 22. ルクセンブルグ現象(Luxembourg phenomena)

此の現象は最初 Luxembourg 放送局（電力 200 kW, 波長 1190 米）と瑞西の Beromünster 放送局（電力 60 kW, 波長 460 米）との間に起つたものとして有名である。

即ち和蘭の Eindhoven に於て Luxembourg 放送局のプログラムが屢々 Beromünster 放送局を聞いて居る時に容易に聞え特に Beromünster 局のプログラムの間隔時に明らかに聞えたのである。Eindhoven, Luxembourg, Beromünster は大體一直線上にあり之等二、間には上記の如き波長が割當てられて居り Beromünster 局に受信機を同調しなければ Luxembourg 局のプログラムを聞く事が出来ない點より考へ Luxembourg 局の高調波の妨害によるもの或は受信機の選擇度不良によるものであるとは考へられない。目下の處上空電離層に此の干涉の原因があるものとされて居り、其の原理は次に示す如くである。

自由電子の平均衝突回数は嚴密には電界の強さによつても左右されるものである。唯一般には電界の強制振動による電子の運動速度が、電子の自由運動の速度に比し充分に小さい爲前者を無視したに過ぎない。然るに電界の強制振動による速度は電界の強さに正比例するから、今若し極めて強盛な電界がかかつた場合には強制振動の運動速度が可成り大となる結果電子の平均衝突回数  $n$  は、自由運動の速度から求めた値  $n_0$  に更に幾何かが加はる。之を  $d_n$  として表すと

$$n = n_0 + d_n(E) \dots \dots \dots (5.1)$$

となる。 $d_n(E)$  は  $d_n$  が電界の強さ  $E$  に關係する事を示す。そこで今  $E$

が例へば 1,000 サイクルで變調されてゐるとすれば  $n$  は  $d_n(E)$  の爲に僅か乍ら 1,000 サイクルの變動を行ふ管である。かゝる状態の所へ若し他の電波  $E'$  が来ると、 $E'$  の蒙る減衰は  $n$  に比例するから  $E'$  が元々何等變調されて居らなくとも  $n$  の 1,000 サイクルの變動が  $E'$  の減衰量の變動といふ形になつて現れ、 $E'$  を受信する者は  $E$  なる電波の 1,000 サイクルの變調を認めるに至るのである。而して  $E$  が極めて大きいとか  $E$  と  $E'$  との波長の關係その他の好條件が揃つた時には  $E'$  の方に數パーセントの變調度となつて集り移る事となるのである。

最初此の現象が發表された時は上述の如き平均衝突回数の變動によるといふ説明は思ひつかれなかつたが、Bailey 及び M r tyn の二人が最初上述の如き見解の下に理論的説明を試みたのである。その後獨逸では大規模な實驗が再度に亘つて行はれ、現今では理論的にも實驗的にも此の現象は明かとなつたのである。以下獨逸で行つた實驗の結果を綜合して述べる。

#### i) 放送周波數と妨害強度との關係

妨害局が長波を發射し被妨害局が中波の場合に妨害變調が最も顯著且つ確實に認められる。然し兩方共中波の場合と雖も妨害は起る。

#### ii) 妨害變調周波の問題

妨害變調はその變調周波數が高くなる程弱くなる。妨害變調度は多くの場合 1% 以下である。

#### iii) 妨害變調の時刻の關係

夜明け前から夜明け後にかけての實驗では、妨害變調は夜明け前に大きく夜明け共に著しく減退する。

#### iv) 妨害變調度の時間的變動

妨害變調は恰もフェーディングの如く變動する場合が多い。之は被妨害

局が中波の場合にはその電波が通路を異にした二つ以上の線 (ray) として受信點に到來する爲に起ると考へられ、被妨害局が長波の場合には通路の途中減衰自體が變動するものと考へられてゐる。

#### v) 送受信所の相對的位置の問題

一般には受信點が妨害局と被妨害局とを結ぶ線上にあり、且つ妨害局を挟んで受信點と被妨害局とが相對する場合に妨害變調が顯著であり、妨害局と受信點との距離が或る値になると妨害が最大となる。受信點が兩送信局を結ぶ線上より離れるに従つて妨害は弱くなる。受信點が兩送信所の中間に存在する場合には妨害が認められない。

### 23. フェーディング (fading) フェーディングと云ふのは

普通受信々號強度が時間の経過に伴つて大小に變動する事を言ふのであつて、特に短波通信には付きものである。此の現象は通路を異にする二つ以上の電波 (例へば地表波と空間波) が干涉する結果として一應簡単に説明されてゐるが、その深い消息に至つては甚だ複雑である。フェーディングの中にもその變動の周波數特性によつて同期性フェーディング (Synchronous fading) と選擇性フェーディング (Selective fading) とが考へられる。(説明後述)要するに之等のフェーディングは短波通信の質 (quality) を害し、通信確保の上に一大障害となるものであるから、之が對策は次節に述べる如く種々講ぜられる。先づフェーディングの原因と考へられる諸種の現象に述べる事とする。

今第 5.1 圖に示す如く電波が電離層を通過する場合電子密度の分布が何處かの箇所で不規則性を呈してゐるとすると、電離層を出た場所の電波の波面は一部歪む。此の不規則部が移動すれば波面の歪みも移動する。斯くの如くして受信點に到達する電波の波面は局部的に見ると第 5.2 圖に示す

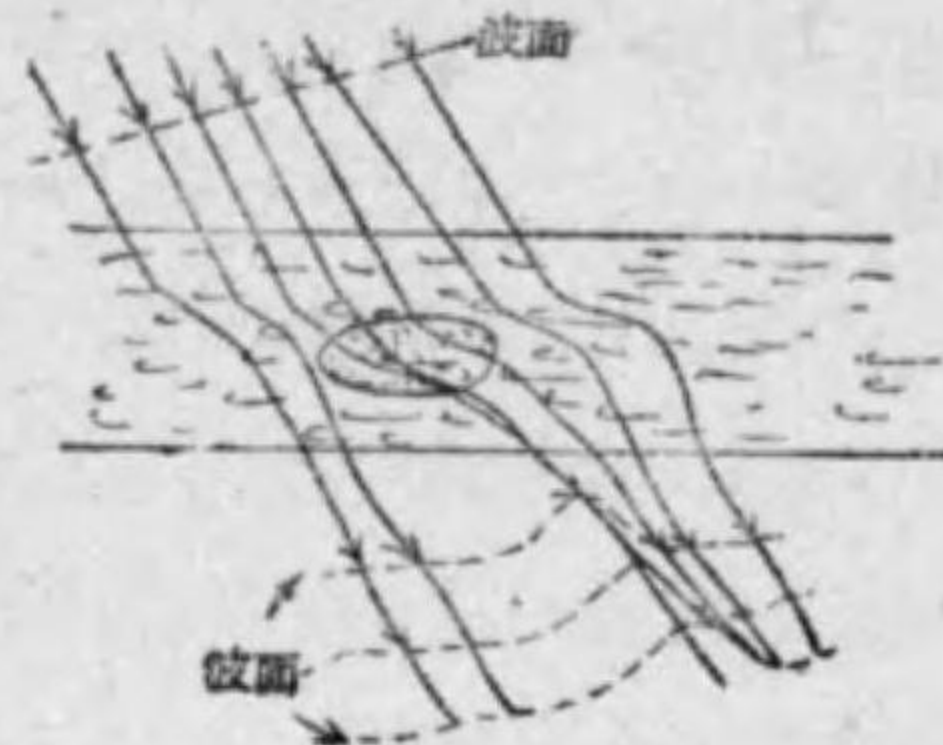
如く、恰も芝居の引き幕の風に揺れる如く、凹凸をなし且つ之が變動してゐるのである。空間的及び時間平均としては波面は水平面内では送受信點を結ぶ大圓に直角であり、垂直面内では或る平均の入射方向に垂直であるが、瞬間的には第5.3圖に示す如く、受信點に來る電波の波面従つて方向は時々刻々變化し、

又二種三種となる事もある。以上の事柄は方向探知機による實驗からして、事實存在するものと認められる。

次に電離層自體が上或は下に向つて運動する場合には、電波の位相乃至周波数は變化する。此の上下運動は實驗的に充分看取される所であつて、例へば最大電子密度は殆んど變

らない儘で、約20~30分間に數十kmの上昇をやる。此の種の上下運動では、1秒間に換算して10m/秒程度或はそれ以上の速さになる事は稀でなく、従つてその場合、電波の全通路の變化も亦毎秒數十m程度になる譯である。又高さが殆んど不變で最大電子密度が増減する事があり、電波の全通路の變化は毎秒1m程度の速さとなり、それ以上の速さとなる事も屢々ある。

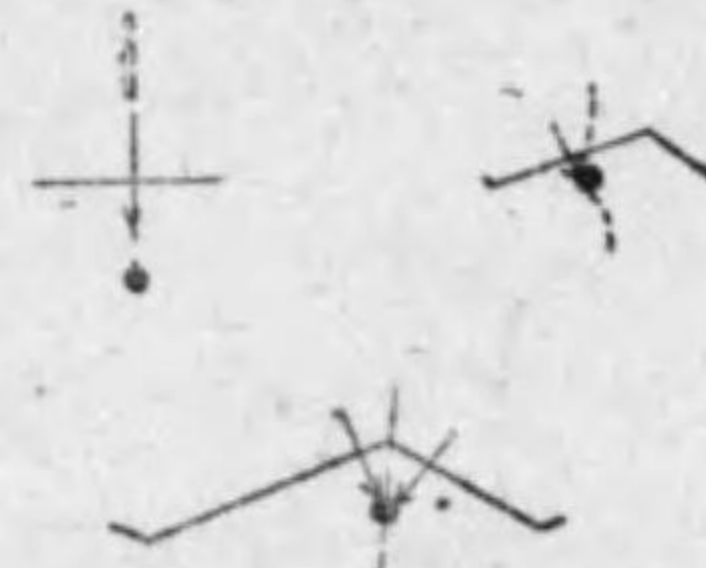
次に二つ以上の異つた通路を通つて來た電波は干涉を起す。電離層が安定であれば、その干涉の結果も變化しないで規則的であるが、一般に之は



第 5.1 圖



第 5.2 圖



第 5.3 圖

到底望み得ない事柄である。即ち電離層の上下運動、不規則性部分の移動によつて干涉の仕方が時々刻々變つて來る筈であるから電波の位相(乃至周波數)及び強度に變動を來す。

又地球磁界の影響を考へる必要がある。簡単な場合として電波の進行方向に直角に磁界が加はり、最初平面偏波(Plane polarization)とする。此の平面偏波は二種の左右兩旋回性圓偏波(Circular polarization)に分けて考へられるが、その兩者は電離層内の進行速度及び減衰定數を異にする爲、電離層を離れる時には、一般に最初は平面偏波であつても楕圓偏波(Elliptical polarization)となる。楕圓の傾きと形狀は電離層内通過の距離によつて變化する。一般通信の場合には傳播通路、最初の偏波状態、地球磁界の關係等は上述の如く簡單で無いから、地上に到達する電波は當然楕圓偏波を呈し、而もその楕圓の變動する状態は極めて複雑でフェーディングの原因となる。更に流星による電離は電離層内に不斷に電子密度の斑を發生せしめてゐると考へられるが、之も亦フェーディングの原因となる。

以上は一定周波數の持續電波が唯一つある場合に考へられる變動の原因である。即ち受信電波は或る立體角の中に含まれる凡ゆる角度から到來し得るもので、夫等各電波の相對強度並に位相差は時々刻々變動する。多重反射が盛になれば上記立體角の垂直面内の範圍は擴がる。變動の速さに就ては詳細なる事は判明しないが、變動の周期は長きは數秒以上の程度(slow fading)から短きは1秒の分數の程度(rapid fading)迄存在する事は既に明かである。更に周期の短い變動に至つては未だ不明な點が多い。

一般變調電波に於ては搬送波の外に側帶波が存在する關係上、上記フェーディングが周波數の輕微な差異に對して如何なる特性を呈するかと問題である。短波程度の高周波に於て可聽周波數程度の差異に對してフェーデ



イングの状態が相當異なる如き事は常に経験する所であつて之を選択性フェーディング (Selective fading) と云ふ。之に反しフェーディングの状態が可聴周波数程度の範囲内で大體同様である場合は、之を同期性フェーディング (Synchronous fading) と呼ぶ。

選択性フェーディングは音質を害し、單側帯波通信以外では自動調整の動作を時々無効ならしむる外、寧ろ悪化せしむる事も屢々ある。之等の點に關しては今より十年以上も前に Potter が大規模な實驗を行つた事がある。彼は更に二三の假定の下にフェーディングの選擇性を計算して圖示してゐる。然し乍ら此の現象は極めて複雑であり寧ろ全く出鱈目なものである爲か、彼の大規模な實驗や面倒な計算を以てしても明瞭な結論を得なかつた様である。

**24. フェーディング防止策** 同期性フェーディングは通信の全周波数帯に亘つて強度の變動が一樣に起るものであるから、之に對しては A. V. C. (Automatic volume control) が有効に動作する。所が選擇性フェーディングにあつては、或る通信周波数帯の範囲内でフェーディングの起り方が周波数によつて異なるから、一般に A. V. C. は満足な効果を發揮し難い。そこで之に對してはダイバーシティー (diversity) の方法 (合成の方法) が一般に行はれてゐる。此のダイバーシティーの方法には色々あつて、スペース・ダイバーシティー (Space diversity, 空間合成)、周波数ダイバーシティー (Frequency diversity) 偏波ダイバーシティー (Polarization diversity) 等がある。

### 1. 空間ダイバーシティー

短波の同期性及び選擇性フェーディングは、200~300m を距てた二地點では、そのフェーディングの状態が異なる。そこで例へば 200m 距つた二地

點に於て夫々同様の空中線によつて受信し、之を別々の受信器に導いて増幅檢波し、之等二つの出力を加へ合せる。斯くして得た合成出力の變動は一個所の空中線によつて得た出力の變動よりも甚しくない。これは 200m も離れた地點では短波のフェーディングの起り具合は相互に全く出鱈目であるから確率論的な考へ方により、兩者を合成したものはフェーディングの谷の部分の深さが輕減される事となる。此の考へ方による方法が空間ダイバーシティーと呼ばれてゐる。一般には三つの同様の空中線を、一邊約 200~300m の正三角形の夫々の頂點に置く事が實施されてゐる。之は一般通信に於てもその効果が著しく認められるが、特に寫眞電送の受信に於ては缺くべからざるものとされてゐる。

### 2. 周波数ダイバーシティー

空間ダイバーシティーの考へを周波数に適用したものが周波数ダイバーシティーである。之は一つの信號を送るのに、互に異つた若干の周波数を用ひるので、各周波数の電波のフェーディングは夫々同様には起らないから、可聴周波出力に於て合成すると結局フェーディングの深さを輕減する事が出来て信號が安定に受信し得る。然し此の方法は一つの通信の爲に廣い周波数帯を必要とする缺點がある。

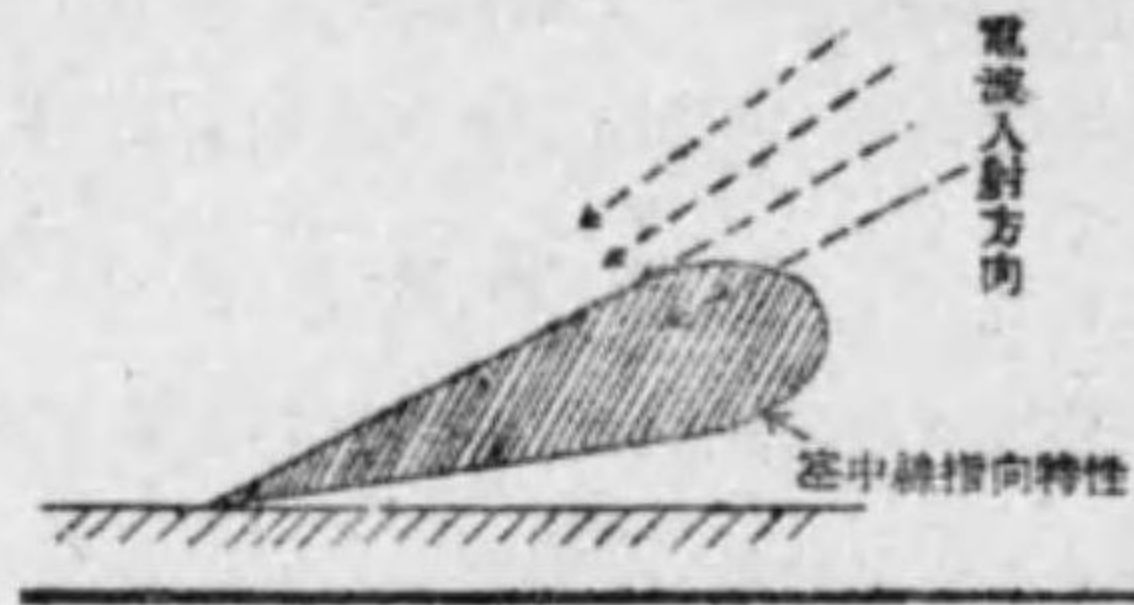
### 3. 偏波ダイバーシティー

電波が下降して空中線に達する場合、その偏波状態は一般に楕圓偏波であり、その楕圓の長軸の方向は時間的に變動し、又楕圓の形も變る。それ故例へば垂直空中線で受信するのと水平空中線で受信するのではフェーディングの状態が異なる。そこで一本の垂直空中線で受信するよりも、垂直と水平の二本の空中線で受信し、之を別々に檢波増幅して後合成する方が、出力の變動を輕減し得る事となる。之を偏波ダイバーシティーと呼ん

である。

#### 4. 菱形空中線

短波通信に於て受信所には第 6.4 圖に示す如く種々の角度を以て電波が下降して来るが、地表に対して最も低角度のものは傳播距離が一番短く且つ強度は最も大きく、角度が大きくなる程傳播距離は長く強度は弱くなる入射角の相違した電波が幾本到来し、その強度は相互に如何程宛相違するかと云ふ事は時と場合によつて一定してゐないが、兎も角之等電波が一地點に集中合成する結果フェーディングが生ずる事、容易に首肯される所である。そこで垂直面内の指向特性が極めて尖鋭なる受信装置を用ひて第 5.4 圖に示す如く最も低角度を以て到来する電波のみを受信すれば、干渉によるフェーディングを除去する事が出来る筈である。



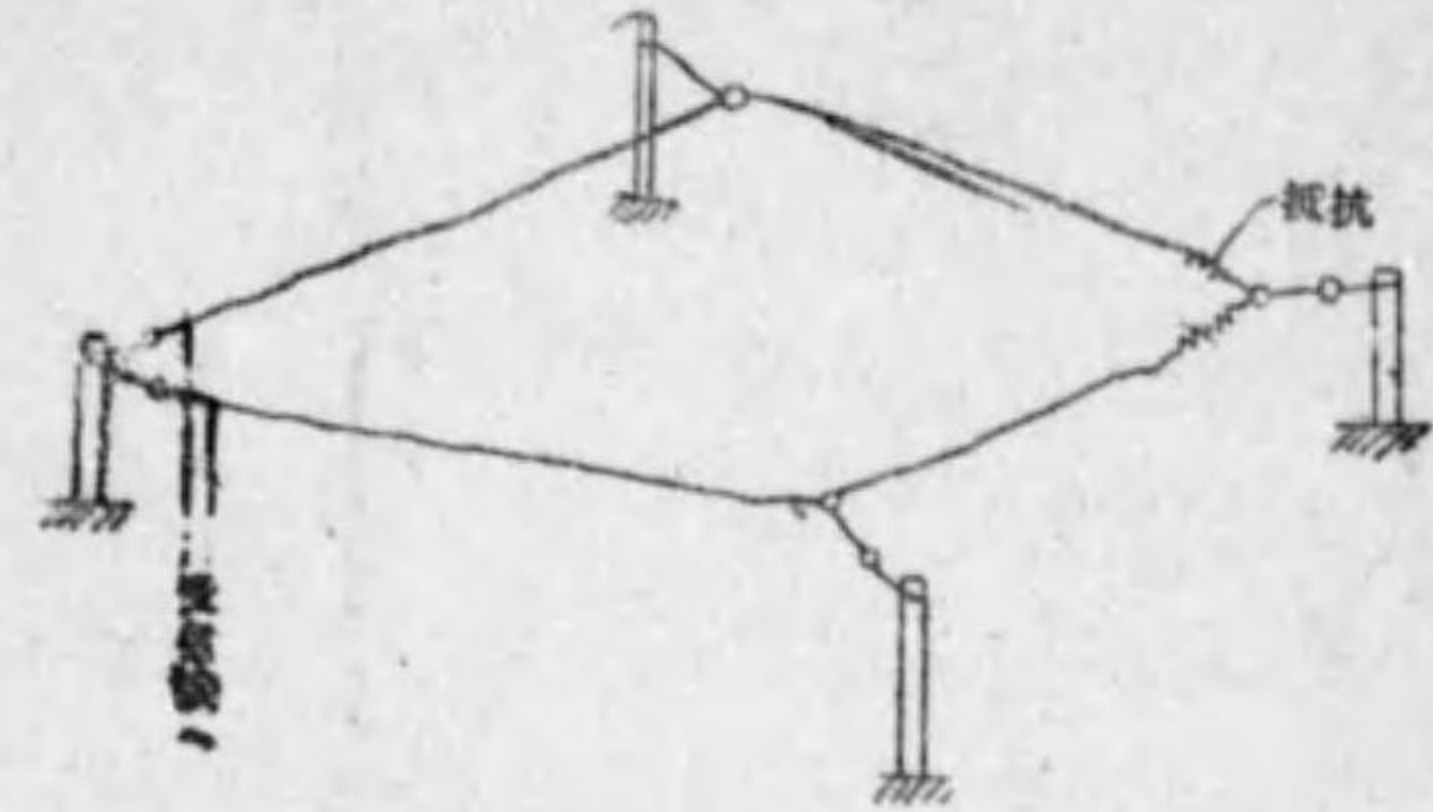
第 5.4 圖

アメリカのベル電話研究所 (Bell Telephone Laboratory) では此の目的の爲に最初菱形空中線 (Rhombic antenna) を用ひて實驗した。之は第 5.5 圖の如く銅線を菱形に張つたもので、之によつて垂直面内指向特性をかなり尖鋭にする事が出来るのである。

此の方法の實施に當つてはベル研究所では菱形空中線それ自身の傾斜を僅かの範囲に加減し得る如き構造にし、之によつて到来電波の最低角度の變化 (此の最低角度は例へば一日中の晝と夜とで異なるといふ如きものである) に追隨し得る如くしてゐる。之によつてフェーディングは或る程度迄軽減された事は實驗結果によつて明かとなつたが、指向性が充分尖鋭でないから、最低角度よりも高い角度の電波も多少は混入するし、又最低角

度一本の電波自體でも種々の原因の爲にフェーディングを起す事があるから、完全な効果を期待する事は無理である

上記の菱形空中線を用ひる方法は最低角度の電波一本のみを受けものであるが、此の考へ方を更に進めて、



第 5.5 圖

一地點に到来すると考へられる入射角の異つた數本の電波を一本一本別々に受け之を別々に増幅檢波して合成すると更によい結果が得られるではないかとも考へられる。そこでベル研究所では六箇の菱形空中線を縦に一直線に (電波の到来方向に) 配列し、それ等空中線の出力の位相を適當に調整して二つの入射角の方向に極めて尖鋭な垂直面指向特性を持たしめ、その二つの出力を同一位相で更に合成する様にした。而して最も適當な入射方向は時と場合によつて變るから、最適の二つの入射方向を自動的に選び出す工夫が講ぜられてゐる。之は一種の入射角ダイバーシティーといふべきものである。之は MUSA (Multiple unit steerable antenna) と呼ばれてゐる。此の方法によつてフェーディングは更に或る程度迄は軽減されたけれども未だ満足であると云へない。此の方法でも尙かなりのフェーディングがあるが、此の方法は信號對外來雜音比を良好ならしめるといふ利點も有してゐる。

#### 5. 短波空中線指向性の實際的限度

短波空中線の指向特性を計算する場合には、到来電波の波面を一つの平面と假定する。此の假定で行けば空中線素 (antenna element) を無限に

數多く増して適當に配列すれば、如何程でも望み通りの尖鋭な指向特性を得る事が出来る筈である。然し乍ら空中線素が多くなると之等を配列した場合の空中線群の占める面積は甚だ大きくなる。處が此の面積が廣くなると、到來電波の波面は空中線群の全面積に亘つて一つの平面と考へる事が實際上不可能となる。前節で述べた如く短波の下降空間波の波面は芝居の引き幕の様に多少の凹凸があつて之が同時に刻々揺れ動いてゐる様なものであつて、一地點に就て観測すれば電波の到來方、や入射角は或る小さい角度の範圍に變動してゐる事となる。而して到來方向に於ては遠距離通信の場合實測結果から推論して眞方向の左右に $\pm 3^\circ$ 乃至 $\pm 5^\circ$ の範圍内で變動してゐるから、水平面内指向性の實際上の尖鋭度は到來方向の變動の爲に如何に空中線素の數を増しても $6^\circ$ 乃至 $10^\circ$ 以下にする事は不可能と云ふ事になる。垂直面内指向性に於ても同様の事が云へるのであつて、その限度は今の所不明であるが、水平面内指向性の限度よりも良好であらうと思はれる。

前に述べた MUSA に於てはベル研究所では菱形空中線を多數連結してその長さは一哩程度に達してゐるが、かゝる空中線は理論計算通りの尖鋭な指向性を實際上は有しないであらう事が以上の説明から容易に首肯されるであらう。

**25. 夜間誤差** 棒形空中線の指向性を利用して到來電波の方向を測定し、送信所の方向を探知する場合、長波及中波では晝間は概ね其の目的を達成し得るが、夜間になると棒形空中線を用ひ測定した方位と眞方位とが一致しなくなり、且その測定した方位の値が時刻と共に變動する短波に於ては晝間でもこの現象がある。斯様な現象は主として夜間に起つた爲に夜間誤差と云はれ、この様な現象は夜間効果と云はれる。これは長波

中波の夜間或は短波に於ては空間波が存在し、この空間波は電離層に於て地球磁氣の作用により橢圓偏波となり、水平電氣力を生ずる。斯様な水平電氣力があると棒形空中線を用ひて測定した方位に狂ひを生ずるに至るのである。この現象の對策として水平電氣力では動作しない様なアドコック空中線が専ら使用されてゐる。

**26. 對蹠點効果** 吾々が今、對蹠點(antipodes)と云ふのは地球の一地點に對して之と全く正反對の位置にある地球上の點を指すのである。それで地球を完全なる球と考へると、或地點と其の對蹠點とを結ぶ大圓は無數に存在する事となる。普通地球上の二地點間の通信に於ては、其の二地點を結ぶ大圓は二つ存在し、その一方は最短距離に相當し、他方は最長距離に相當し、兩者の長さの和は地球一周の長さに等しい。又この關係にある二地點間の通信に於ては、大圓は無數に存在する譯である斯の如き状態に於ては次に述べる如く電波特に短波傳播には興味ある現象が觀察せらるゝものであつて、此の事を對蹠點効果(Antipode effect)と呼んでゐる。

今此兩點間にある二地點間で送受信を行ふ場合は、大圓通路が無數に存在するから、受信點には電波はあらゆる方向から到來し、又電界強度は距離が大なるにも拘らず甚だ大となる事が想像される。然し實際には傳播途中の減衰が大圓通路によつて相違し、その結果として電波の主なる勢力の到來する方向は無數である或る範圍内に限られる結果となる。従つて電界強度も亦甚だしく大とはならない。それでも猶電界強度は距離の割合には大となり、到來方向は一方向の時もあれば、二方向以上の時もある。方向探知の結果一般に音方向が廣いか又は無方向性を呈する。

**27. 電波傳播方向の狂ひと散亂現象** 地球上に於ける

電波は地殻の影響を受けて地表面に沿ふて前進するか、又は上空電離層により反射屈折等の爲め彎曲し前進するが大體地球の大圓に沿ふて進行するのが普通である。

然し此の電波の通路に電氣的に不連続性の所があれば、當然電波の通路に変化を生じ従つて進行方向に狂ひを生じて来る。此の狂ひには

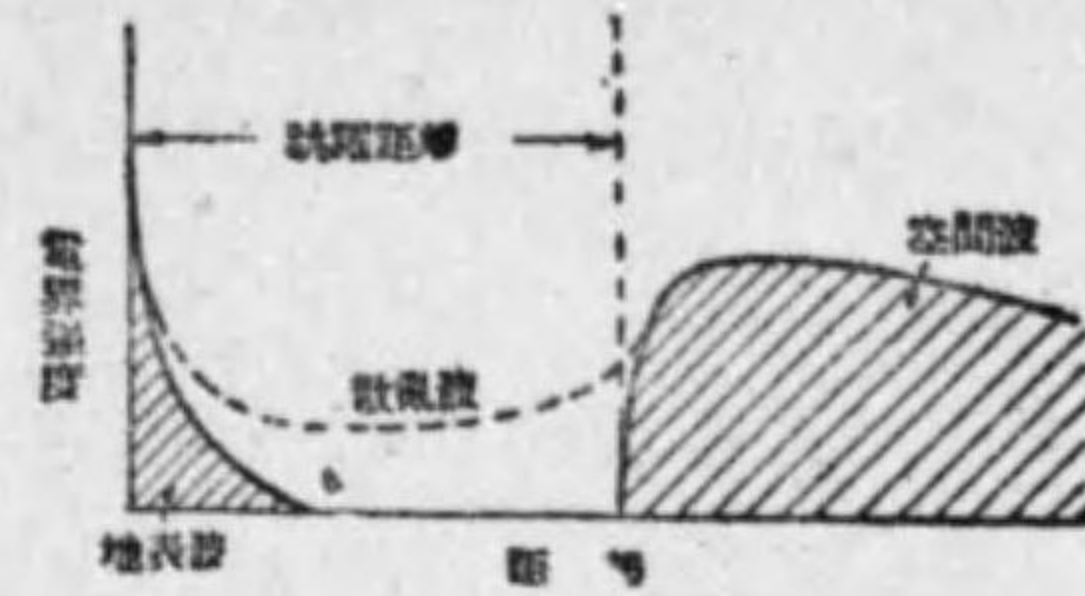
- (イ) 固定的の狂ひ
- (ロ) 週期的或は突發的狂ひ

の二種類がある。

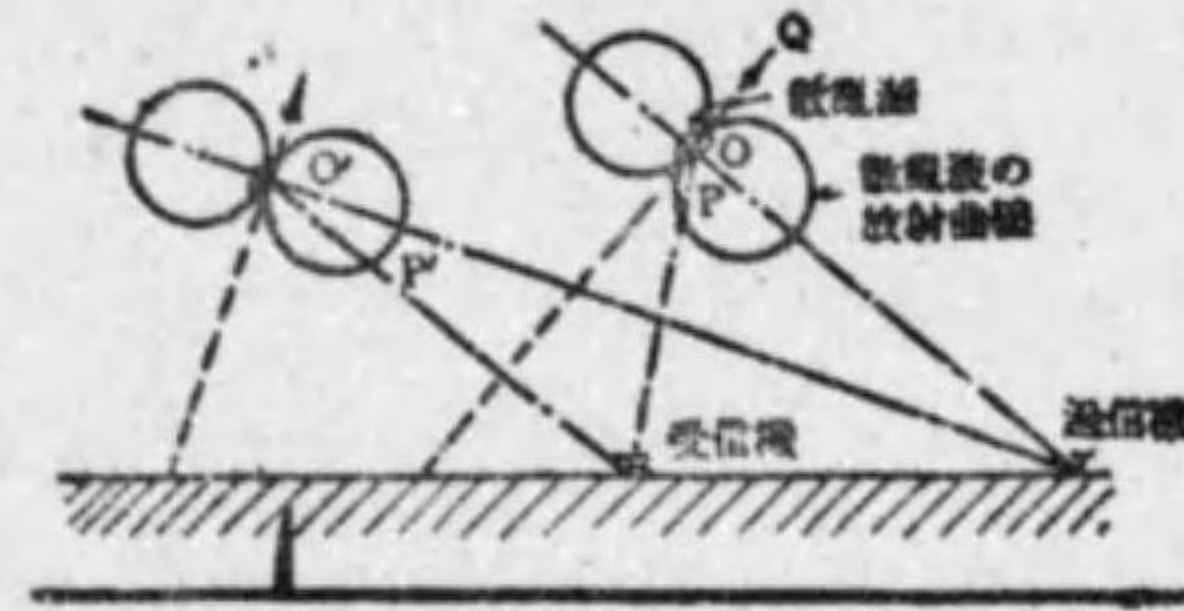
(イ) は受信局附近に電波の周波數に同調した空中線、鐵塔、電力線、或は電信電話線等の存在する場合に、之等のものが電波の反射體或は吸收體として働いて狂ひを生ずるものである。又船舶等では煙突、マスト等がある爲方向の狂ひが生じ、尙鐵筋コンクリート建ての大建 物、鐵脈の豊富なトンネルの内部等も方向の狂ひが生ずる。又山岳等も相等の狂ひを起す原因となり、山岳地帯では平地よりも、陸上では海上よりも狂ひが生じ易い。此等の影響は長波は少く、中波、中短波、短波と周波數の高い電波程狂ひが多くなる。

(ロ) に屬する狂ひは或る局より發射した電波に就き或る一定の場所で電波の到來方向を測定しても其の方向は時間的に異つて来る。

然るに短波に於ては第5.6圖に示す如き 跳躍距離に相當する範圍では電波の方向は定め得られない。此の現象に關して Eckersley 氏は次の如く説明してゐる。即ち此の範圍に對しては第5.7圖に示す如く電離層の下面に電波長に比し相當小さい幾多の電子雲(散亂源)があつて、之れが電波の一部のエネルギーを奪ひ、氣象ダブレットとして働らき再輻射をなすため電波は總ゆる方向から到來する事となり、方向の決定が困難なものであ



第 5.6 圖



第 5.7 圖

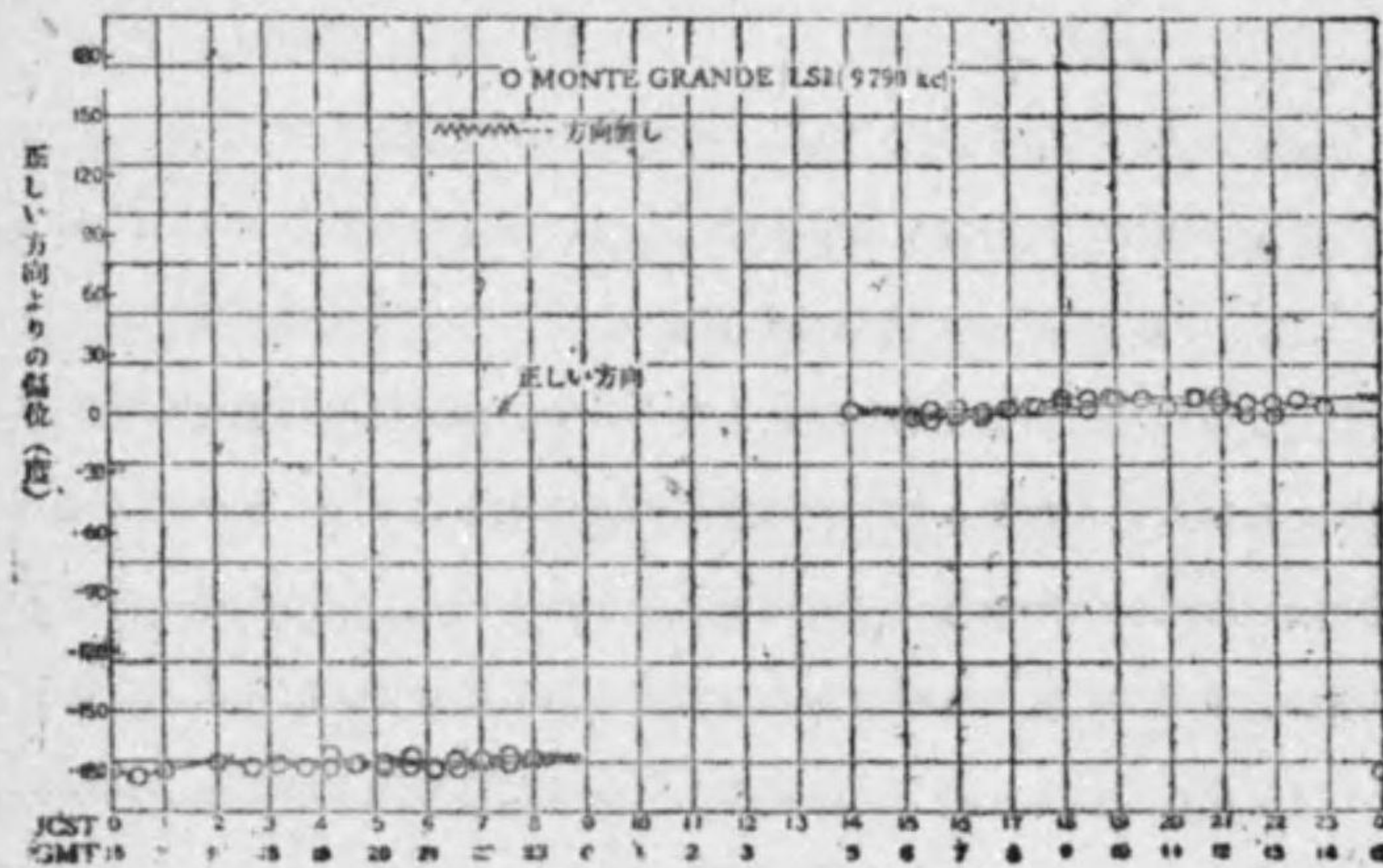
ると稱してゐる。此の現象を散亂現象 (Scattering effect) と呼んで居る。散亂現象は跳躍距離内で發生するを通例として居るが夜間に於ては、1,500k.c 乃至 3,000 k.c 程度の比較的低い周波數にても著るしく散亂し冬季に於ては夏季に比して著るしい。

以上近距離に於ける散亂現象であるが、傳播距離が大であつて、其の通路が磁極附近を通過

する場合に散亂現象が發生する。之れは短波が電離層にて屈折する際には或る程度の電子密度を要するも冬季に於ては地球の極地方では日照が不充分で、従つて電離層も充分ならず、此のため、大圓に沿ふて傳播する電波の主勢力は電離層に於て充分な屈折をなし得ず、地球圏外に逸走し受信點に到達しないこととなる。然し大圓通路が磁極地方より遠くない時は電波は磁極附近の特殊電離地域(此の地域を極光帯と稱し、太陽光線以外の電離作用によりて生じたる電離状態の地域である)に於て反射屈折或は散亂をなし、受信點には規定の方向と甚だしく異りたる方向より電波が到來する此の際は方向探知機の消音點は一般に不鮮明で且つ信號の波形も著るしく崩れるのが常である。此の現象をポーラーエコー (Polar echo) と稱して居る。

### 28. 傳播方位による相違 南北方向では時差が少ない爲電

波通路は全部が晝間となるか又は全部が夜間のみとなるに對し東西方向の遠距離通信では其時差が大なるため、電波通路上の晝夜の分布状態が常に變動してゐる。即ち一般に南北通信では晝間状態より夜間状態への移轉が早く短波通信に於ては大體晝間波と夜間波の二種類あれば充分であるが、東西遠距離通信では其の通信路が、晝間及夜間に亙る事が多い爲め晝間波夜間波の外に更に薄明時波が必要となつて来る。又磁氣嵐の影響も東西通信と南北通信とでは其の受ける程度が後者の方が大である。而して東西遠距離通信では晝夜の分布状態によつて電波が東廻りと西廻りが生じ、短波では屢々經驗される事である。即ち第5.8圖は我國とブエノスアイレス間の通信路に於ける電波の水平面内の電波を測定したもので、大體日本時間の午後2時頃より午後11時頃迄は東の方向より電波が來り(東廻り)午前



第 5.8 圖

零時より午前8時頃迄は西の方向より電波が來り(西廻り)午前と午後とは電波の到來方向が完全に反對となる事を示して居る。尙同圖に於て東廻りより西廻りへ變化する時間(大體午後11時より午前零時の間)及西廻

りより東廻りへ變化する時間(大體午前8時より午後2時の間)に於ては電波の到來方向性が消失してしまふものである。

### 第 6 章 電波傳播と宇宙現象

#### 29. デリンヂヤ現象 (Dellinger phenomena)

之は短波通信に於て 10 分間乃至 1 時間位の間急激に受信感度の減退する現象であつて H. Mögel 氏及び J. H. Dellinger 氏等が觀測した現象である。

同氏の説によれば此の現象は太陽の自轉週期の二倍即ち 54 日を略週期として地球の太陽に照されて居る側に短時間の間急激に現はれる異常のフェーディング現象であつて短波のみが減衰を蒙り長波には殆んど影響を及ぼさないものである。

我國に於ても 1936 年 2 月 8 日午前 8 時 30 分頃より短波通信全般に亙り感度低下し此の現象が生じ通信不能或は困難となつたのである。從來の短波通信の不能となつたのは磁氣嵐によつて生じたものと考へられて居つたが、此の日の現象は之れと趣を異にし、磁氣嵐に依つては見られない様な急激な感度の降下を生じ此の感度降下が近距離通信に於ても著しかつた事、又低緯度地方に於て影響が著しかつたこと等である。此の日の通信障礙現象は東京北米、東京マニラ、東京瓜哇等の遠距離通信は勿論の事、東京新京、東京大連、東京臺北、東京パラオ等の近距離通信等に現はれ、早きものは數分にして、遅きものは十數分にして最頂點に達し午前 11 時 20 分頃より恢復し初め正午に於て大體平常状態に復したものであるが對外通信の如く遠距離通信では、午前 11 時前後に急激に感度低下し、後、正午頃迄に徐々に恢復して居る。此の現象の生じた範圍は東京ブエノスアイレ

ス間の通信の如きは割合に影響が少なく、又東京北米間の通信の如く電波が北方を通過するものに對する影響が東京南洋方面のものに比して少なかった事及落石ベテロ、落石幌筵間等の北方の短波通信が殆んど影響を受けて居ない點等より考へれば大體に於て東京、新京、上海、マニラ、バンドン（瓜哇）等我國より低緯度の太平洋西海岸に甚だしかつたのである。

尙此時、マニラ KAY 14,930 k.c 及上海 XOA 12,110k.c が非常に減衰を蒙つて居るに拘らず、KAY の第二高調波 29,960k.c 及上海 XOL9 330 k.c の第三高調波 27,990k.c 等 30 m.c (10 米) 前後の電波に影響が非常に少なかった。

此の現象は短波に於て認められる現象であつて、その後多くの人々によつて研究され、次の如き事柄で判明してゐる。

i) 出現周期

必ずしもデリンチアが指摘した様に 54 日を周期とするものではない。時には 27 日を周期する事もあり、一般には所謂周期といふが如き考へをあてはめる事が困難である。或は人によると大體 27 日周期のものが數系統あつて夫々が日を異にして繰返してゐると見る向もある。尙此の現象は一度現はれると接近して數回反復する傾がある。

ii) 周波數との關係

此の現象の際には短波は異常に大きい減衰を蒙るが、その減衰の増加は周波數が高い程少い。仲上氏の實驗によると 14 m.c より 30 m.c 迄の範圍では減衰の増加は周波數の自乗に逆比例する。

iii) 地理的影響

太陽に照らされた地球の半面に起るものであり、太陽高度の大なる程減衰の増加も大である。従つて磁嵐とは反對に減衰の増加は高緯度地方よ

りも中緯度地方が大きい。又出現の時刻は各地方共に殆ど同時であるが、高緯度地方では恢復が早い。

iv) 電離層電子密度の變化

此の現象の時には E 層及びそれ以下の各部分の電子密度が増大するに反し、F<sub>2</sub> 層の電子密度には變化が認められない。但し F<sub>2</sub> 層の高度は少しく増す。

v) 太陽面に於ける變化

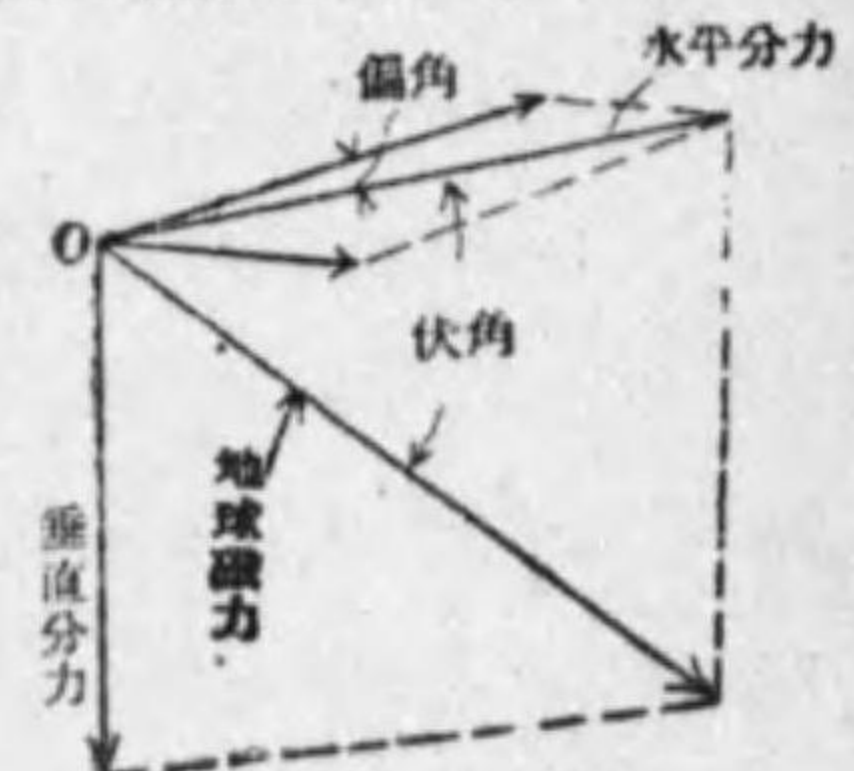
デリンチア現象と殆んど同時に太陽彩層に於て水素が爆發する事が屢々認められてゐる。然し水素の爆發のない時にもデリンチア現象の起る事があるので、此の現象の直接の原因に就ては未だ確かな事は判明しない。

以上を要するにデリンチア現象は、太陽から突發的に輻射線が増大し、その爲に E 層又はその下部の電離が増加して短波の減衰を異常に増大せしめるものと云ふ事が出来る。

30. 磁氣嵐の影響 普通地球磁界を表はすのに三つの要素

を以てする。即ち磁界の水平分力 (Horizontal Intensity)、伏角 (Dip. Inclination) 及び偏角 (Declination) の三要素がそれで之等は第 6.1 圖に示す如き關係にある。之等の要素は日々規則正しい變化を行ふものであるが

時としては之等が變動して正規の變化曲線から外れる事がある。正規の變化を行ふ時は之を磁氣的に靜穩 (Magnetically calm) と云ひ、變動する時は之を磁氣的に擾亂される (Magnetically disturbed) と云ふ。かゝる磁氣擾亂 (Magnetic disturbance)



第 6-1 圖

は程度の差こそあれ月に一二回乃至數回は必ず起るもので、その繼續時間

も亦區々である。而して一般に磁氣擾亂の可成り烈しいものを磁氣嵐 (Magnetic storm) と呼んでゐる。

實際の無線通信の経験からすると、長波通信にあつては磁氣嵐が起る時には、それが夜間ならば受信強度を少くし害し、晝間ならば受信強度が少く増大する。又短波通信にあつては磁氣嵐の際は晝夜を問はず受信強度が著しく低下するのである。

又一般に磁氣嵐は極地に近づく程その起る頻度も強さも増大するのであるが、短波通信に於てはその傳播通路が極地に近い程磁氣嵐の影響を受け易く又その程度も大きいのである。

磁氣嵐の起つた際に一方電離層の測定結果が如何なるものであるかといふと、之に對しては米國のワシントン州に於ける實驗がある。之によると磁氣嵐が起る時  $F_2$  層では見掛の高さが上昇して臨界周波數従つて電子密度は大いに減少する。 $F_1$  層では電子密度が少々減少するが高さは餘り變らない。 $E$  層でも亦  $F_1$  層と同様の結果を呈する。之よりして磁氣嵐の際に呼應して電離層内に起る著しい異變は  $F_2$  層の電子密度の減少と層高の上昇とであると云ふ事が出来る。尤もかかる事柄は百發百中ではなく又異變の程度も大少様々である事は云ふ迄もない。

**31. 磁氣嵐とデリンヂア現象** 磁氣嵐もデリンヂア現象も共に短波通信を妨害する事は同一であるが、その中にも差異がある。それはデリンヂア現象では短波通信が變化するけれども周波數を更に増すと妨害の程度が減少し、例へば波長 10m 前後の短波では之によつて通信してゐる場合にデリンヂア現象が起つても餘り影響されないのである。即ちデリンヂア現象では同じ短波の範圍に於ても比較的高い周波數は妨害される程度が少く周波數が低い程甚だしい。然るに磁氣嵐では周波數を増しても

通信状態の好轉は不可能である。之は兩者の一大差異である。

電離層の状態から見ると、 $F_2$  は磁氣嵐では減少するがデリンヂア現象では必ずしも左様な事はない。唯  $F_2$  層の層高が上昇する事は兩者共に同一である。 $E$  層に於てはデリンヂア現象では最大電子密度及びその下方の電子密度が増大するに反し、磁氣嵐ではその傾向が顯著ではない。

更にデリンヂア現象は常に地球上の晝間の部分に起るに反し、磁氣嵐は晝夜の差別なく起る點も亦差異の一つと言ふ事が出来る。

尙デリンヂア現象も磁氣嵐も太陽の活動性が旺盛な時に起り易い事は一般に認められてゐる所であるが、その直接原因に就ては未だ不明な點が多い。

唯稍々明瞭な差異と目される點は磁氣嵐とデリンヂア現象とは必ずしも同一原動力によつて起るものではないといふ事である。寧ろ磁氣嵐は太陽から飛來する微粒子によつて起り、デリンヂア現象は光線と同程度の速度を以て太陽から到來するもの（微粒子の速度は光線のそれよりも遙かに遅い）によつて起るらしいといふ事が屢々認められてゐる。

**32. 地球磁界と電離層** ガウス (Gaus) が彼の有名な地磁氣の理論を樹ててから地球磁界の大部分は地球自體に基因すると考へられてゐる。然し一方地磁氣の測定結果より考へると、ガウスの理論に言ふ如き地球自體に基因する部分の外に約 2~3 % の程度は地球自體以外に原因がある事が看取される。ガウスの理論では地球を數多くの磁氣的素片の集合と考へるのであるから、之による磁界はポテンシャルを有するものでなければならず、従つて地球外の任意の閉回路に沿つて磁界を積分するとその積分値は零とならねばならぬ。然るに地磁氣測定の結果では此の値が零とならないのである。即ちポテンシャルを持たない磁場も混在してゐるの

である。此のポテンシャル無しの磁場の原因に對する推論として一種の電流の存在を想像せしめる。實驗的には所謂地電流の存在が確められ、之が地磁氣と關係してゐる事は勿論の事であるが、地電流の實測値だけでは地磁氣のポテンシャル無しの場を説明する事は數値の點で不可能なのであるかくして地磁氣及び地電流の學者等は夫々の立場からして、上空大氣の電離に着眼し、上空に於けるイオンや電子の動きを様々に假定し又考へた。即ち上空にイオン又は電子が存在するとして、之等が如何なる徑路に沿つて動くか即ち電流の道筋を地磁氣の實測値から導出したり、上空の全導電率が幾何でなければならぬかを算出したり、又地磁氣や地電流の一日中の變化を上空大氣の電離が太陽の輻射によつて起る爲に晝夜の差による電離の大小と地磁氣の一日中の變化との關係等を考へたのである。

上空にイオンや電子がある事は、それがどんな原因で動くかといふこと(之も一つの重要な問題であるが)は別として、地磁氣や地電流の學問にとつて重大關心事でなければならぬ。處が一方從來の電離層の研究から知られた事は電子が如何なる高さの所に幾何あるかといふ事であつて、イオンの數は不明であるし、又凡ての高さに於ける電子の數を全部知る事は不可能である。地磁氣や地電流の方面では電子の外にイオンの事も同様に重要なのであつて、場合によつてはイオンの方が遙かに重要な事も多い。尤も今日では電離層の研究によれば電子の數からイオンの數を大體推知し得る場合もあるのであるが之は實測ではなくて種々の假定に基く推論に過ぎないのである。

以上によつて地磁氣と電離層との關聯がどんなものであるかが大體想像されるのであるが、之よりして磁氣嵐と電離層の異變とが常に呼應して起る事も當然想像される譯であるが、その間の深い消息は今後の研究に待つ

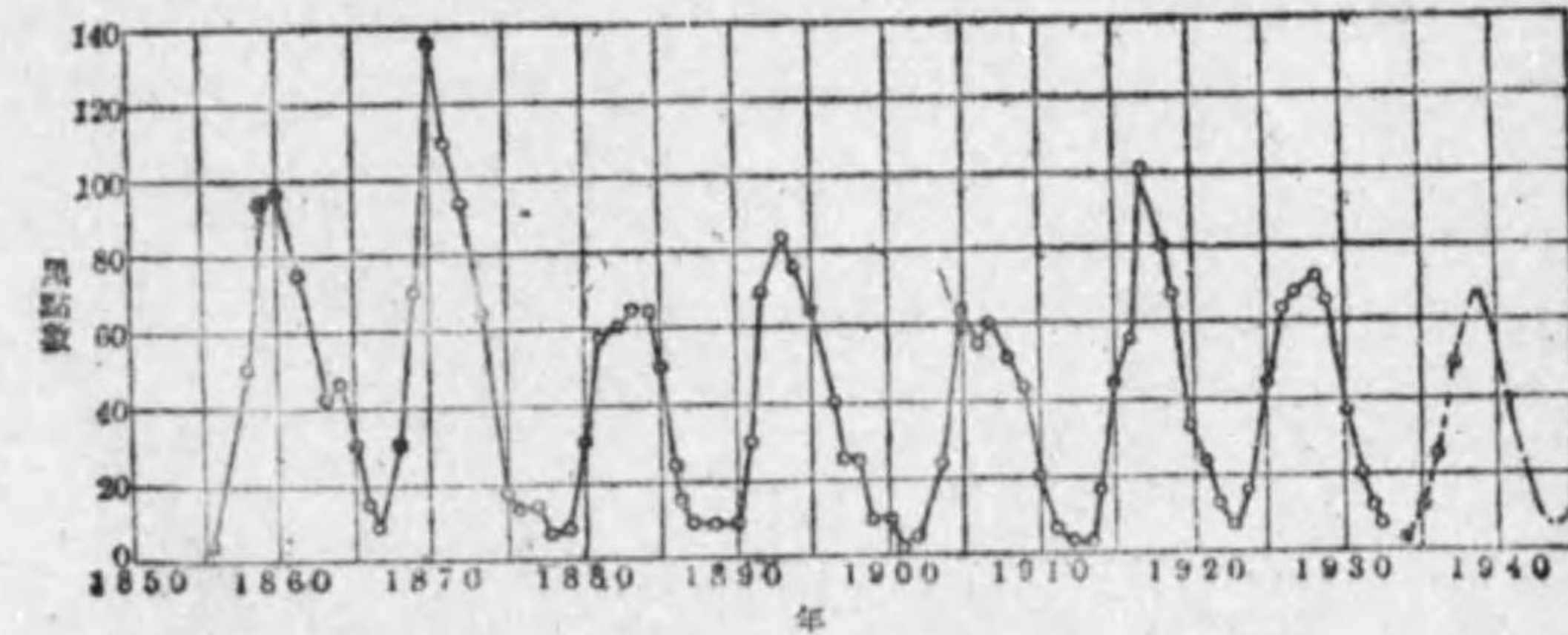
外はない。

### 33. 電界強度の變動

電波傳播は既に述べた如く、地表面の導電率及地表面の形狀の不規則なるに基く遮蔽、反射、屈折及廻折作用並に KH 層等により、左右せられるのであるが、此等の事項に直接又は間接に關係ある以下各項の原因のため電界強度は變動する。

#### i) 太陽黒點の影響

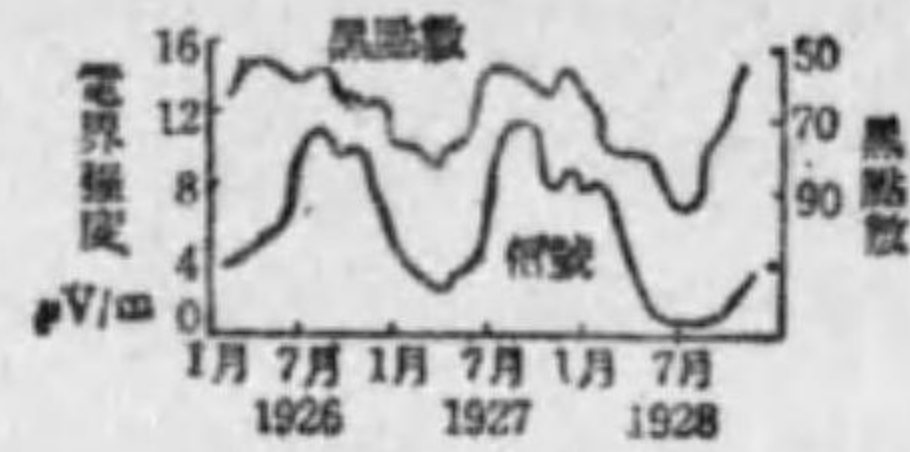
太陽の黒點は大氣中の微粒子の衝突を増大せしむるものと考へられ電波の傳播に大なる影響を及ぼすものと考へられてゐる。太陽の黒點は略々一定の個處に發生して居り、之が自轉をなし、地球上の日時で平均 27 日の週期を有して居る爲め、電界強度も之れと同一週期で變化を起し、又第 6.2 圖に示す如く太陽黒點は約 11 年を週期として増減して居る故に電界強度も之と同一週期で變化する。第 6.3 圖は Stetson 氏及び Pickard 兩氏が放送波長に付き實驗した結果で、大體黒點數と電界強度とは反對の位相で變化して居る事が判る。



實線は米國 Carnegie 測候所にて測定せるものなり。點線は我國茨城縣神戶測候所測定のものにして 1937 年度の分は 5 月迄の平均値なり。破線は將來の豫想なり。

第 6.2 圖

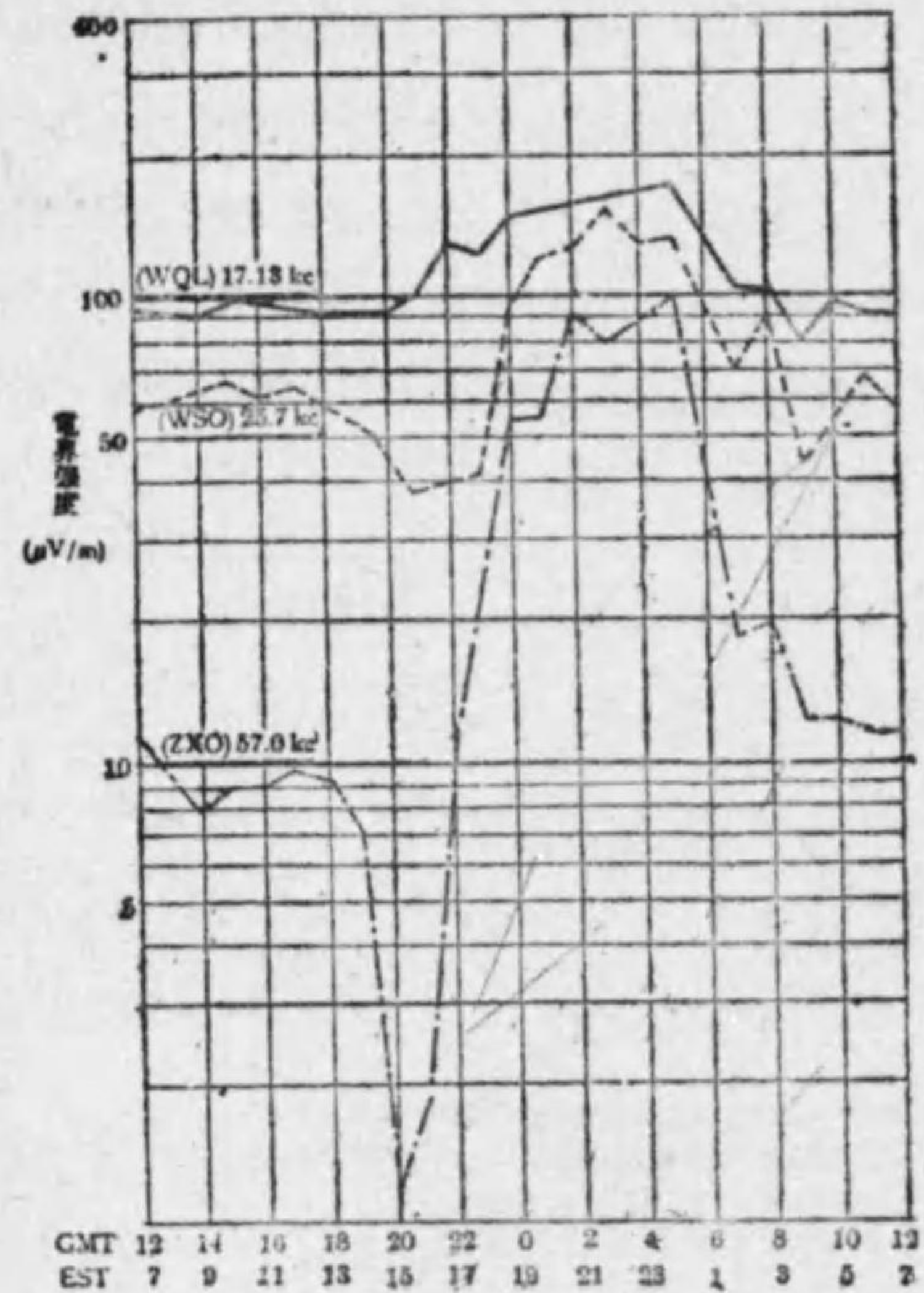




第 63 圖

ii) 晝夜の影響

上空電離層の太陽による電離作用は太陽の高度により変化をして居るため、電界強度もそれに従つて変化し、晝夜によつて電界強度の變化は甚だしい。殊に空間波を使用する短波通信では變化が著るしい。従つて短波通

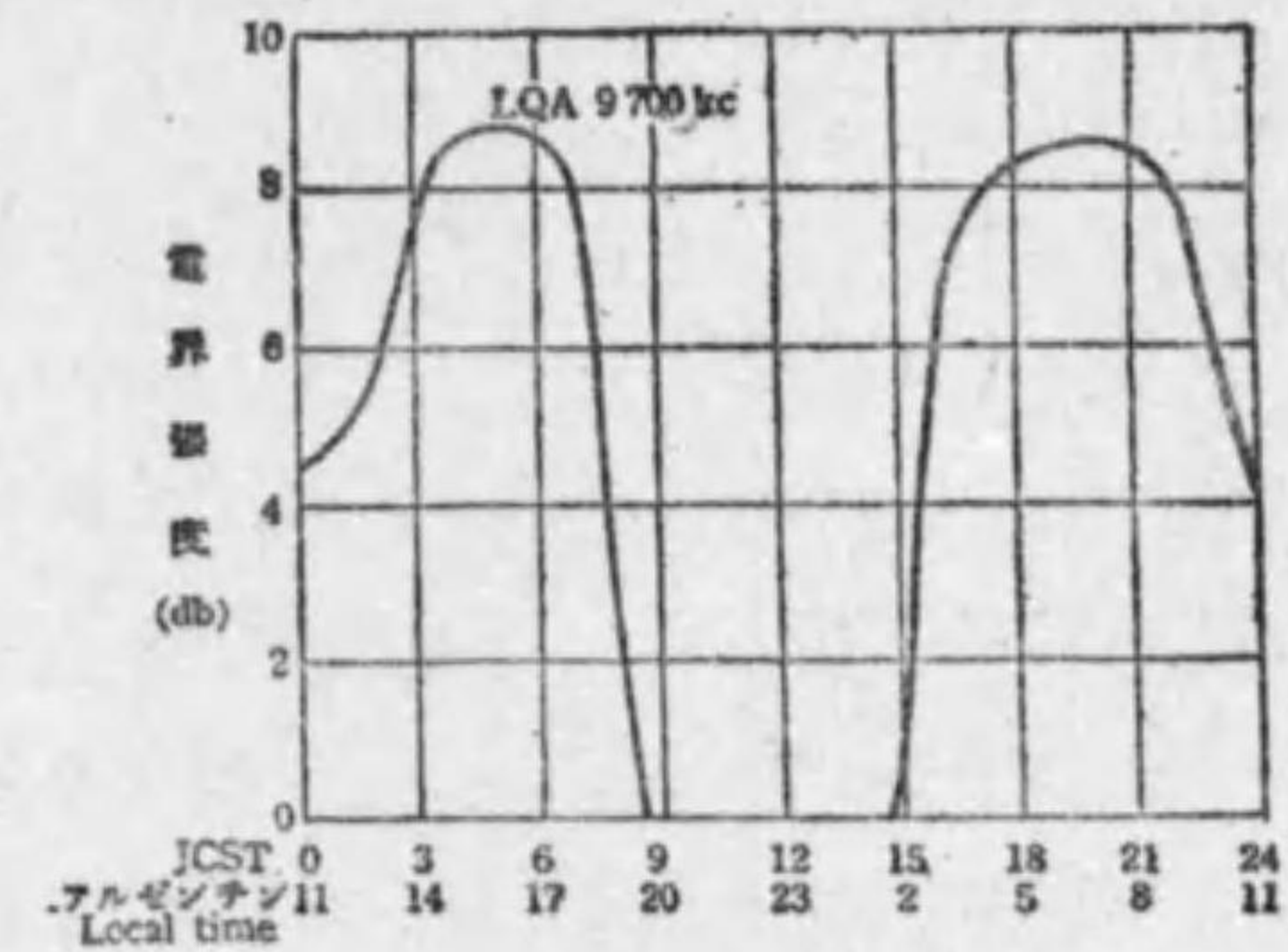


第 64 圖

信では晝間に良好な電波(晝間波)と夜間に良好な電波(夜間波)と、更に薄明時に適する電波(薄明時波)の別を生ぜしむる必要あり。又中短波以上の波長の長い電波では一般に夜間は晝間より電界強度が大となるが其の變動が激しくなり、午前は午後よりも、陸上は海上よりも變化が著るしい第6.4圖は Espenshied, Anderson 及 Bailey の三氏が測定した長波局の代表的なもので第6.5圖は短波局の感度曲線で短波は長波に比して傳播上非常に異なる性質を有する事が判る。

iii) 日出及日没時の影響

一日の中で日出及日没時に於ては一般に電界強度は異常な變化を伴ふものである。即ち晝間の小さい電界強度の値から夜間の大きな値に變化する場合には急激に電界強度が増加し、そして此の變化に先立つて日没時には可成り目立つた極小値が現はれるものである。日出時に夜間の大きな値か



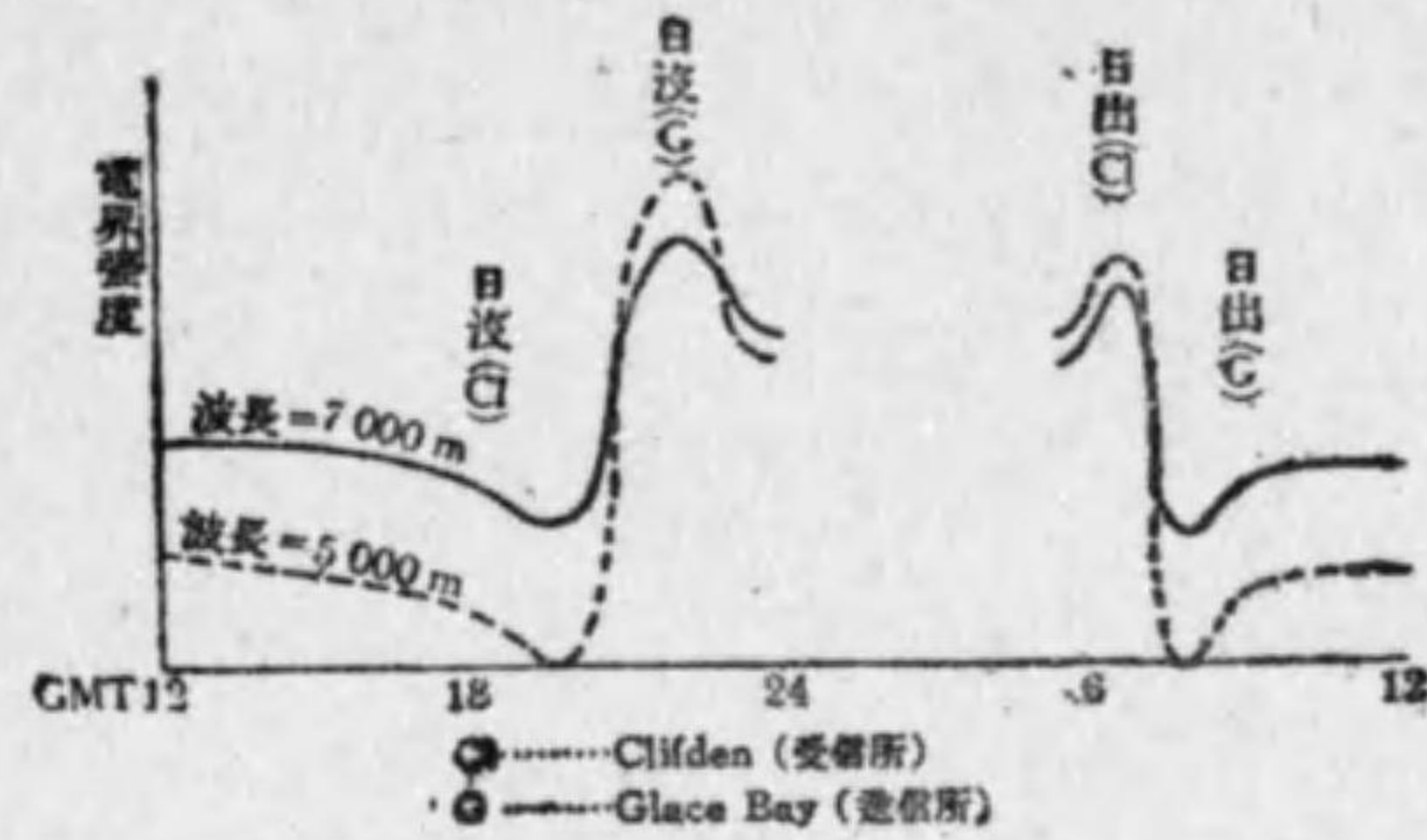
第 65 圖

ら晝間の小さな値に移る時の變化も同様であつて、此の時は電界強度が減少してから時々小さな極小の値が現はれる。

此處で晝間、夜間と云ふのは送信局と受信局との間の區間が全部明るい

時又は暗黒な時を云ふのである。

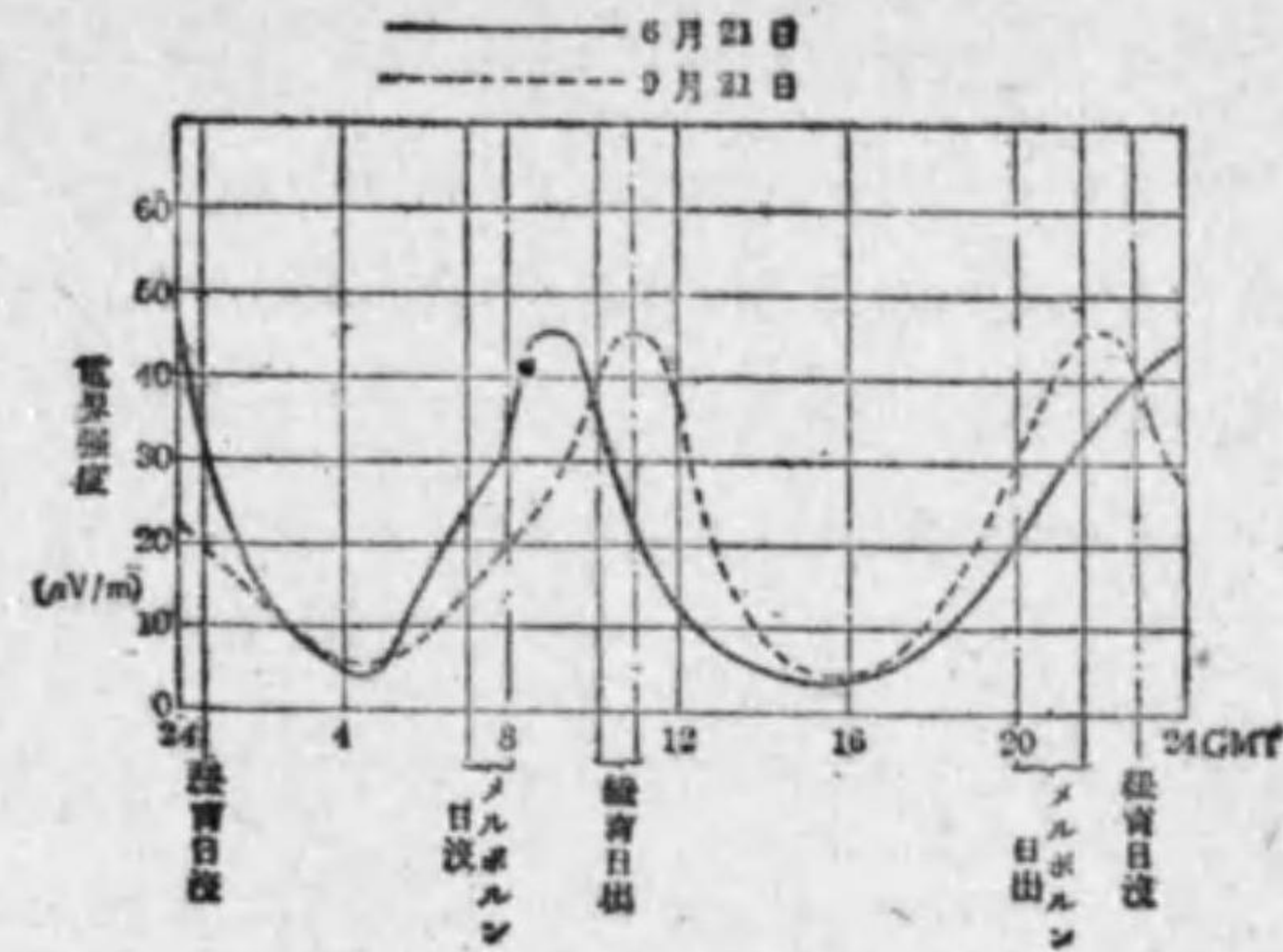
第 6.6 圖は愛蘭の Clifden 受信所と加奈陀の Glace Bay 送信所間の一



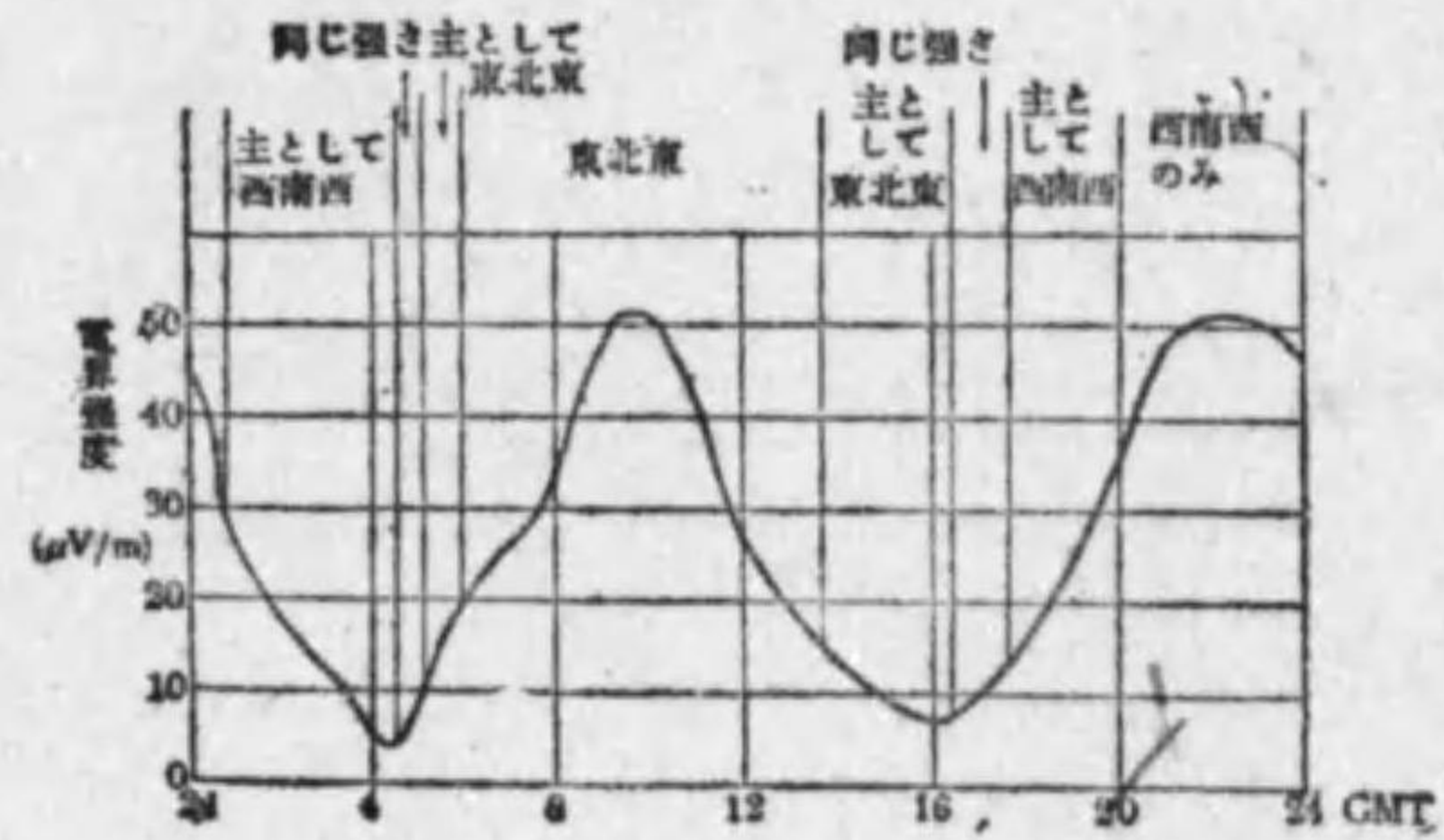
第 6.6 圖

例で受信所の日没時には先づ電界強度が一度低下し後送信所の日没時に急激に上昇し、兩局間の空間が夜間である間は高い電界強度を保ち、次いで送信所の日出時には先づ電界強度が一度低下し次に晝間の電界強度に復した一例である。

傳播距離が非常に大で送信局と受信局との時差が大きい時に電界強度が如何に變動するかは Bound, Eckersley, Tremellen 及 Lunnon の諸氏が研究して居る。第 6.7 圖は一日中に於ける電界強度の變動を表はして居るもので、送信局は紐育の近傍、受信局はメルボルの近傍にある場合で使用波長は WQK 16,480米である。圖に於ては二つの極大値があるが、之は送信局と受信局の途中が完全に暗黒なる場合に生ずるものであり、又二つの極小値は中間が完全に明るい時に生ずるものである。尙此の場合常に地球の半分は暗黒であつて傳播に都合が良いから、電波は二つの反對の方向の内何れかより到來する。第 6.8 圖は第 6.7 圖と同一の場合に到來する電波の方向が一日中に如何に變化するかを示したものである。



第 6.7 圖



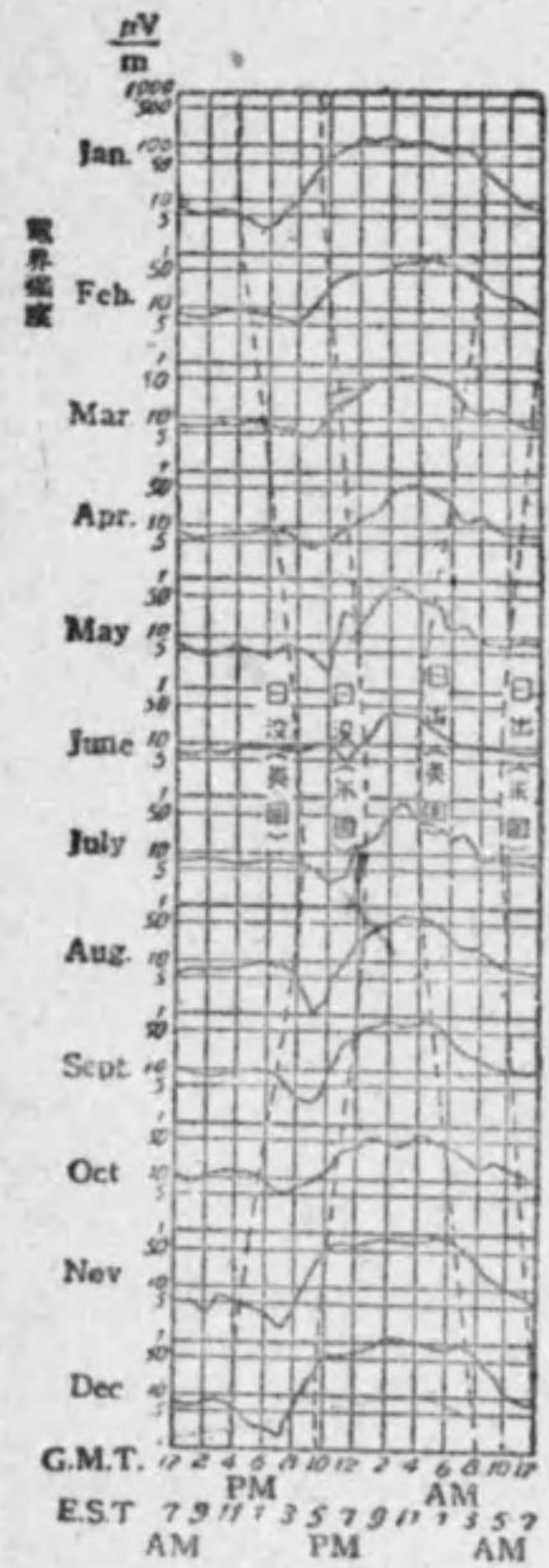
第 6.8 圖

以上は何れも長波の場合で日没時の減衰が日没時に於けるよりも顯著であるが、短波に於ては寧ろ日出前後の方が減衰が大で且つ變動も急激且つ大なるのみならず、如何なる短波にても此の時刻にては充分な成績をあげ得ない事がある。我國に於ては從來の經驗により短波による通信は米國に對しては我國の夜明け前、歐洲に對しては我國の正午過ぎに通信困難となり冬季に於ては殊に著しい傾向がある。

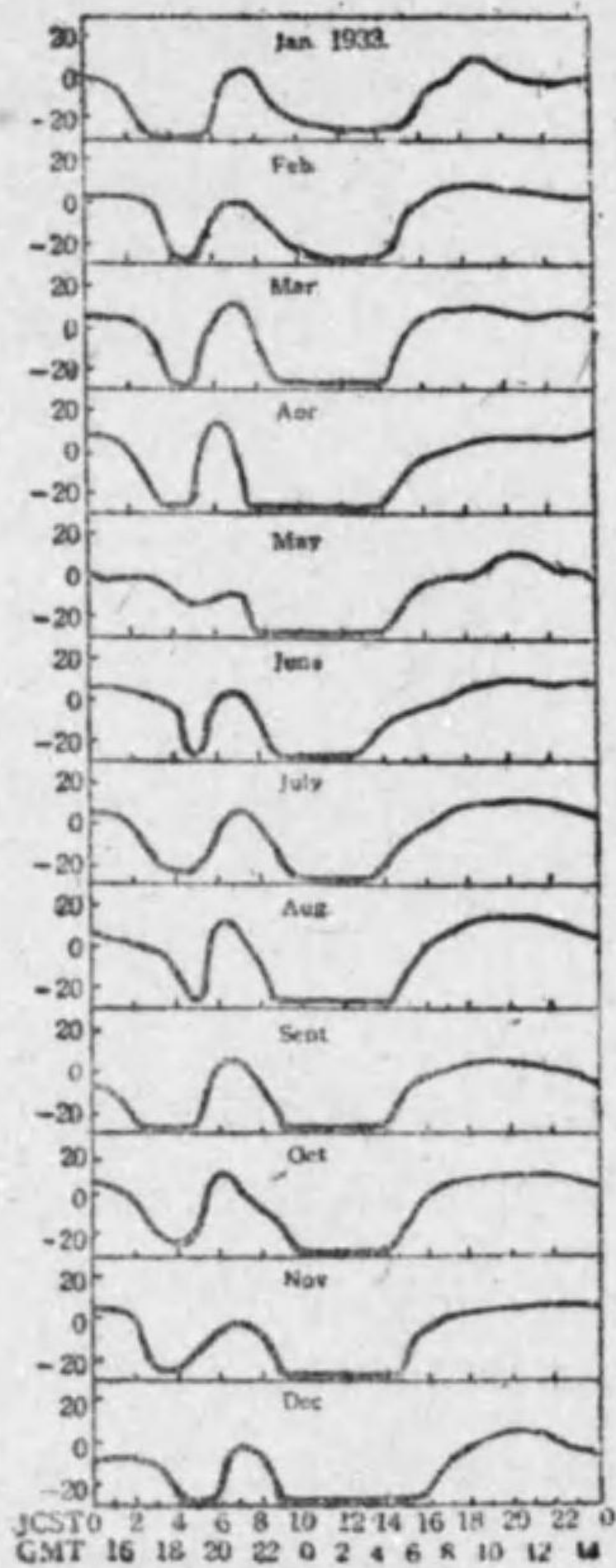
iv) 季節的影響

電離層の電離作用は季節的にも變化するため、電界強度も變化する。近距離では、晝間は海上、陸上何れに於ても大して變化はないが、遠距離では相當の變化をなし、殊に短波に於ては此の作用が著るしくなる。

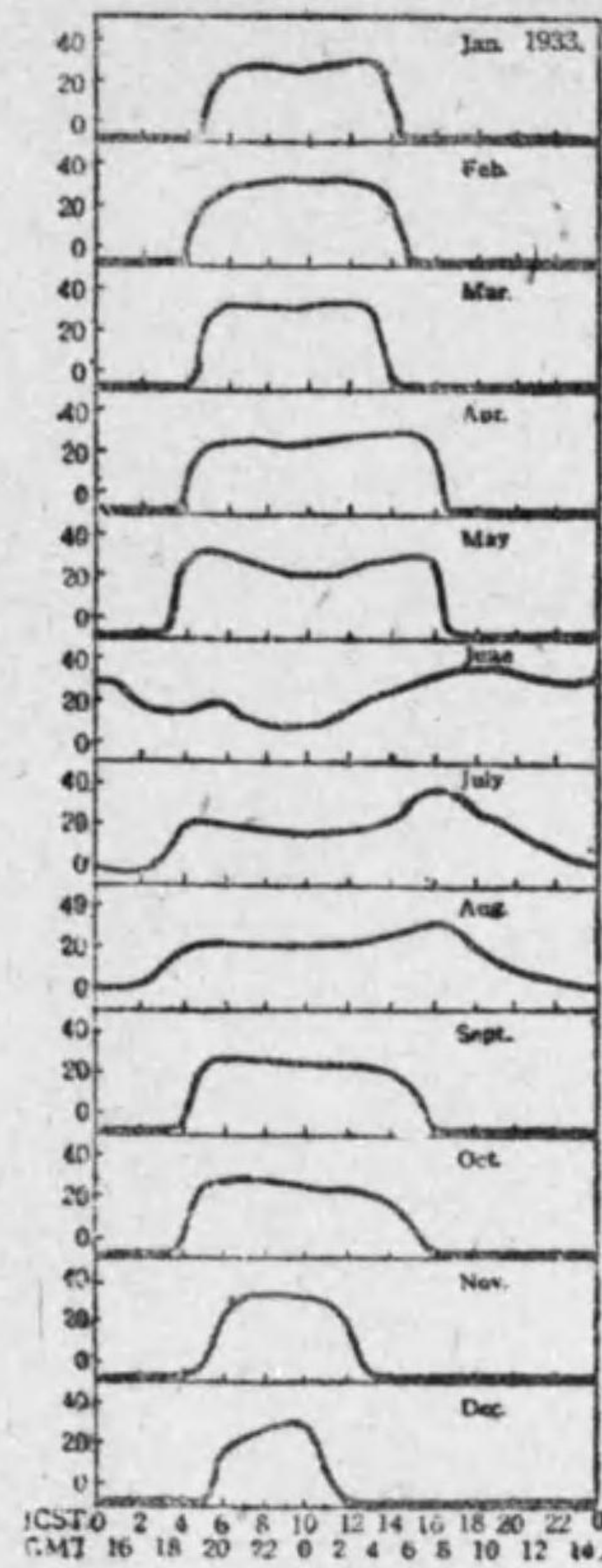
第 6.9 圖は長波の一年中の變化を示したものであり、第 6.10 圖乃至第 6.12 圖は短波の一年中の變化を示したものである。



(紐約—倫敦 (ZXS, 67 kc))  
第 6.9 圖

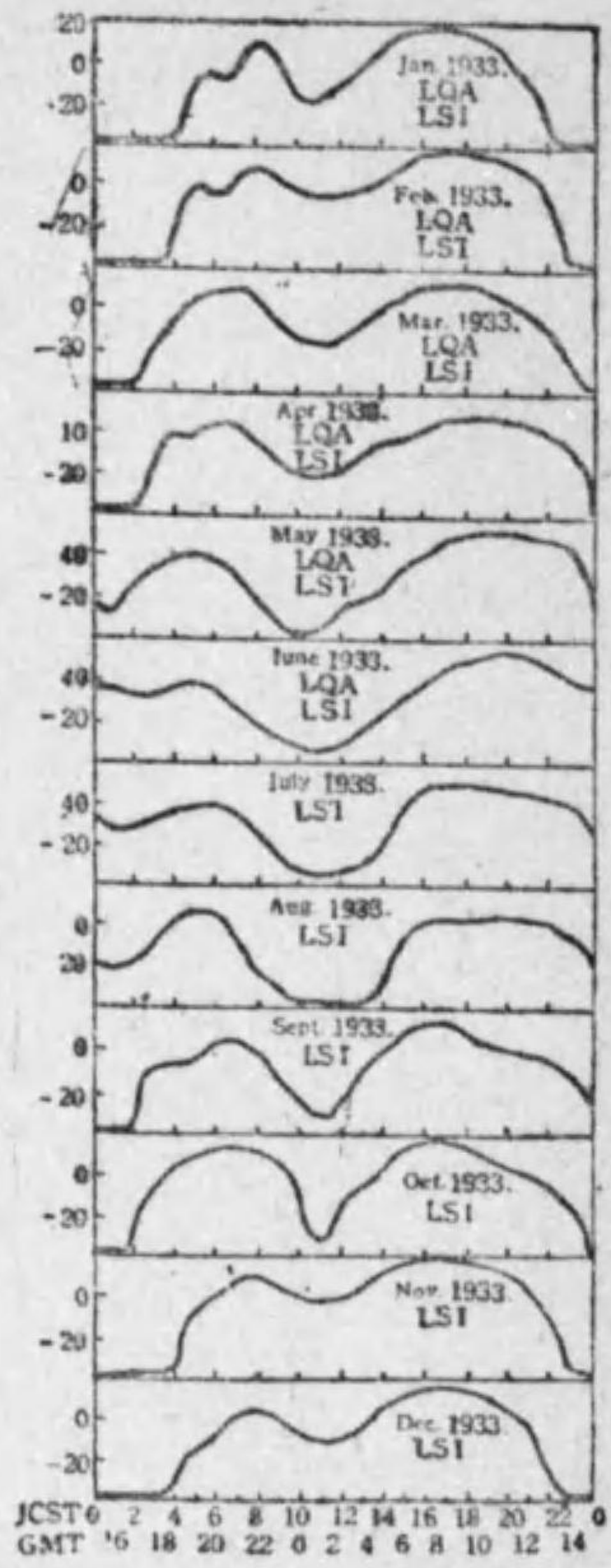


東京—メルボルン (VIZ 11600kc)  
第 6.10 圖



東京—香港 (KLL 13750kc)

第 6.11 圖



東京—プエノスアイレス (LOA 9760kc)  
(LSI 9760kc)

第 6.12 圖

9144

昭和十九年六月十一日 印刷 納本  
昭和十九年六月十二日 初版發行  
昭和廿二年十二月十五日 第三版發行

不	電波傳播理論	復
許	定價八十圓	製

著者 東京都中央區銀座西八丁目八番地  
遞試社編集部

發行人 東京都中央區銀座西八丁目八番地  
吉田寬一

印刷所 東京都中央區銀座西八丁目八番地  
遞試社印刷所  
印番・東京1312

東京都中央區銀座西八丁目八番地  
發行所 遞試社

振替東京73672番 電話銀座5471番  
日本出版協會會員番號 A第120010號

東京都千代田區神田淡路町二ノ九  
配給元 日本出版配給株式會社