

De betekenis van de toestand der ionosfeer voor radioverbindingen op lange afstand.

door H. J. Groenewold

K. N. M. I., De Bilt.

Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap op 15 April 1948

SUMMARY

Some well known elementary principles of the normal ionosphere and its role in short wave radio communication have been reviewed in the following sections:

1. Wave propagation in the ionosphere. 2. Structure of the ionosphere. 3. Formation of the layers. 4. Predictions. 5. Frequency choice on a radio circuit.

Toen Marconi in 1901 de eerste lange-afstandsverbinding tot stand bracht, dacht men aanvankelijk aan buiging van de radiogolven om het gekromde aardoppervlak. Uit berekeningen bleek echter al spoedig, dat de gebogen golf, de zogenaamde grondgolf, onder de horizon van de zender zo snel in intensiteit afneemt, dat hij alleen op korte afstand waarneembaar kan zijn. Kennelly en Heaviside veronderstelden daarop elk een electrisch geleidende laag op grote hoogte, waartegen de radiogolven op hun weg om de aarde worden teruggekaatst. Deze laag zou ontstaan door ionisatie van de hogere atmosfeer onder invloed van de zonnestraling. Vrije electrische ladingen op grote hoogte waren overigens reeds een kwart eeuw eerder door Balfour Stewart verondersteld om de dagelijkse variaties van het magneetveld van de aarde te verklaren. Eerst een kwart eeuw later werden geioniseerde lagen door metingen met radioreflecties nader aangetoond en onderzocht. Hieraan is vooral de naam van Appleton verbonden, die in Engeland een uitgebreid ionosfeeronderzoek opbouwde en daarvoor onlangs de Nobelprijs voor natuurkunde verwierf. Ook in Nederland werden van het begin af onderzoekingen verricht door Elias.

Gedurende de laatste kwart eeuw en vooral in de laatste 10 jaar is door vele onderzoeken over de hele aarde de kennis van de ionosfeer sterk vermeerderd. De gegevens zijn nog geheel onvoldoende om de processen, die aan de vorming en het gedrag van de ionosfeer ten grondslag liggen, te begrijpen. Toch leidt de tegenwoordige kennis reeds tot routinetoepassingen, die in het radioverkeer op lange afstand in ruime mate worden gebruikt. We zullen enkele van de belangrijkste punten van de grondslagen en toepassingen bespreken. Daarbij beperken we ons tot het normale gedrag van de ionosfeer en tot het *HF* gebied van de radiogolven.

1. Golfvoortplanting in de ionosfeer.

Stralengang. Bij de Kennelly-Heavisidelaag stelde men zich de terugkaatsing aanvankelijk voor als tegen het oppervlak van een geleider. We nemen eens een electromagnetische golf (radio of licht), die valt op de vlakke begrenzing van een homogeen medium met brekingsindex n . De golfvergelijking heeft de vorm

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi = 0, \quad (1)$$

waar φ een electromagnetische veldgrootte voorstelt. Een monochromatische vlakke golf met frequentie f en invalshoek α wordt in het algemeen gedeeltelijk teruggekaatst, gedeeltelijk gebroken. De gebroken golf verloopt volgens

$$\varphi = \varphi_0 e^{2\pi i f \left(t - \frac{x}{c} \sin \alpha - \frac{z}{c} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \right)}. \quad (2)$$

Voor $n^2 > \sin^2 \alpha$ is de golf zuiver periodiek $\lambda = \left(\frac{c}{nf} \right)$ en de energie loopt ongehinderd door. Voor $n^2 < \sin^2 \alpha$ neemt φ in de z -richting zuiver exponentieel af en loopt geen energie in deze richting. We hebben dan totale reflectie. In een optisch medium is n gegeven door de dispersieformule

$$n^2 - 1 = \sum_k \frac{N_k e^2}{\pi m} \frac{1}{f_k^2 - f^2}. \quad (3)$$

Per cm^3 zijn effectief N_k electronen met eigenfrequentie f_k . Hun lading en massa zijn e en m . In een elektrische geleider

noemen we het effectieve aantal geleidingselectronen per cm^3 N_e . Ze worden als vrij beschouwd, dwz. hun eigenfrequentie is 0. Zolang f ver genoeg beneden de overige f_k 's blijft, kunnen de bijdragen van de laatste verwaarloosd worden. Dan krijgen we voor de brekingindex

$$n^2 - 1 = - \frac{N_e e^2}{\pi m f^2} \quad (*) \quad (4)$$

n^2 wordt negatief voor frequenties beneden de kritieke frequentie

$$f^0 = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m}} = 0,90 \cdot 10^4 \sqrt{N_e}. \quad (5)$$

Dan treedt voor elke invalshoek totale reflectie op. Bij een metaal ligt de kritieke frequentie in het algemeen in het ultraviolet. Voor bijv. $3 \cdot 10^{15}$ c/s ($\lambda = 1000 \text{ \AA}$) is het aantal geleidingselectronen $10^{23}/\text{cm}^3$. Als we voor een geïoniseerde laag een kritieke frequentie van $3 \cdot 10^6$ c/s ($\lambda = 100 \text{ m}$) vinden, is de electronendichtheid $10^5/\text{cm}^3$. Dit geeft voorlopig een idee van de grootteorde.

We zullen zien dat een geïoniseerde laag niet scherp begrensd is. De electronendichtheid neemt naar boven geleidelijk toe tot een maximum N_{em} en dan weer af. Is de relatieve verandering van N_e , dus ook van n , klein over de afstand van een golflengte, dan kan de golftheorie worden benaderd door de stralentheorie. Evenals in de optica (surface coating) zal de straal nu of geheel doorgelaten of geheel teruggekaatst worden. De stralengang kan uit de brekingswetten worden berekend of nog aanschouwelijker uit een mechanisch model worden afgeleid. Voor een monochromatische golf met frequentie f kunnen we (1) met (4) schrijven als

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{4\pi N_e e^2}{m} + \frac{4\pi^2 f^2}{c^2} \right) \varphi = 0. \quad (6)$$

*) Door in (3) voor de f_k 's niet de eigenfrequenties van de electronen in de afzonderlijke atomen of molekulen te nemen, maar die in het dichte medium, is de zgn. Lorentz-Lorenz correctie impliciet al in rekening gebracht. Voor een geleider verliest deze correctie zijn oorspronkelijke zin. Hij kan passend worden uitgebreid. Onafhankelijk daarvan geldt (4) onder de hier gemaakte veronderstellingen streng. Bij verdere complicaties zoals magnetische dubbelbreking moeten echter in het algemeen nog wel correcties worden aangebracht.

Voor een deeltje met massa m' , dat zich met een totale energie E' beweegt in een potentiaalveld V' , geldt de Schrödinger golfvergelijking

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2m'} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V' - E' \right\} \psi = 0 \quad (7)$$

($\hbar =$ constante van Planck/ 2π). Kiezen we

$$V' = N_e \frac{\hbar^2 e^2}{2\pi m m' c^2}; E' = \frac{\hbar^2 f^2}{2m' c^2}, \quad (8)$$

dan is (7) geheel analoog met (6). Analoog met de stralen-

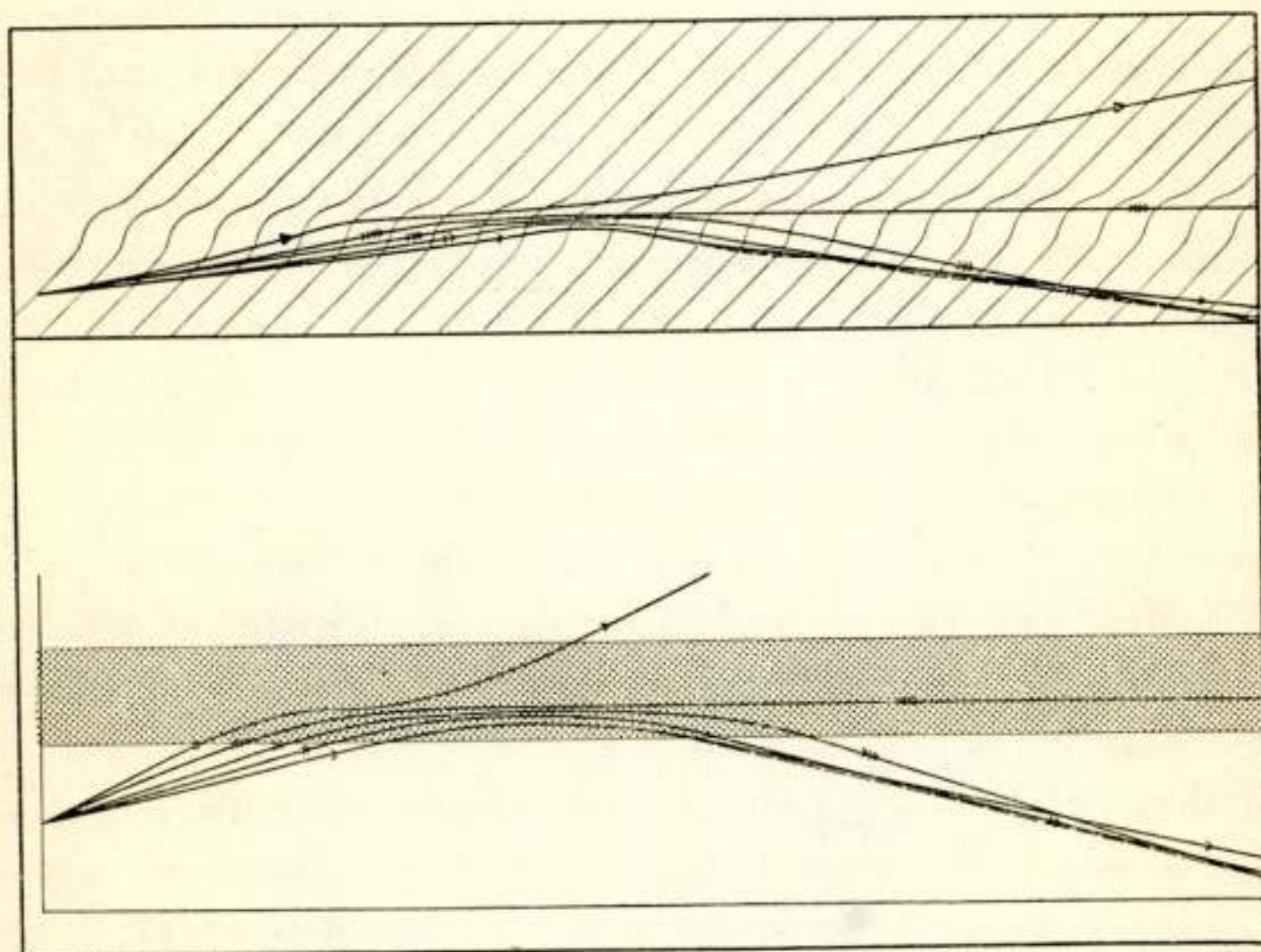


Fig. 1.

Model van een vlakke laag met schema voor stralengang.

optische benadering van (6) krijgen we de klassiek mechanische benadering van (7). De baan van het deeltje in het model volgt de straal van het signaal in het origineel. De snelheid van het

deeltje is $\frac{\hbar n f}{m' c}$, de groepssnelheid van het signaal is $n c$; de

verhouding $\frac{\hbar f}{m' c^2}$ is over de hele baan constant. De frequentie f

van het signaal bepaalt de beginsnelheid $\frac{\hbar f}{m' c}$ van het deeltje.

We kunnen elke straal door een baan in het model $\left(\frac{\hbar f}{m c^2} \times\right.$ vertraagd) reproduceren. Beschouwen we in het bijzonder de radiostralen in een verticaal vlak, dan nemen we als model een bolletje, dat rolt over een horizontaal vlak, waarop een ribbel is aangebracht met een hoogte evenredig met de electronendichtheid op de overeenkomstige plaats in de ionosfeer.*)

Voor een vlakke geïoniseerde laag krijgt het model een rechte ribbel (fig. 1). Het bolletje heeft een constante snelheid $\frac{\hbar f \sin a}{m' c}$ evenwijdig aan de ribbel en een beginsnelheid $\frac{\hbar f \cos a}{m' c}$ loodrecht erop. Het bolletje komt wel of niet over de ribbel al naar $f \cos a >$ of $< f^\circ$, waarbij de kritieke frequentie f° nu bepaald is door

$$f^\circ = \sqrt{\frac{N_{em} e^2}{\pi m}} = 0,90 \cdot 10^4 \sqrt{N_{em}}. \quad (5')$$

Bij vaste $f < f^\circ$ en variabele a kan het (dan steeds) terugkerende bolletje elk punt voor de ribbel bereiken en slechts op één manier. Laten we bij vaste beginsnelheid met $f > f^\circ$ de invalshoek a langzamerhand toenemen, dan ontsnapt het bolletje over de ribbel zolang $\cos a > \frac{f^\circ}{f}$. Voor $\cos a = \frac{f^\circ}{f}$ nadert zijn baan asymptotisch tot de kam van de ribbel. Wordt a nog steeds groter, dan komt het bolletje voor de ribbel terug eerst ver weg, dan dicht bij en voor bijna rechte invalshoek weer ver weg. De terugkerende banen omhullen een caustica, die een dode zone begrenst, waarin het bolletje bij de gegeven beginsnelheid niet kan binnendringen. Elk punt voor de ribbel buiten de dode zone kan op twee manieren bereikt worden: met grote a (vlakke straal) of met kleine a (steile of Pederson straal). De laatste baan loopt het verst tegen de ribbel op en heeft het langste oponthoud.

Voor een om de aarde gebogen laag verandert er kwalitatief

*) Het laatste model is niet geheel juist doordat het bolletje op de ribbel ook een verticale beweging krijgt. Deze storing kan willekeurig klein gemaakt worden door m' groot genoeg te kiezen (of in een model op schaal de ribbel laag genoeg).

maar weinig aan het verloop van de banen (fig. 2). De reflectie van het radiosignaal tegen het aardoppervlak wordt in het model voorgesteld door een elastische botsing van het bolletje tegen een verticale wand. Het bolletje wordt nu in een goot om de aarde heen geleid. Inplaats van de hoeveelheid van beweging evenwijdig aan de laag is nu het moment van hoeveelheid van beweging om het middelpunt constant, dwz. de

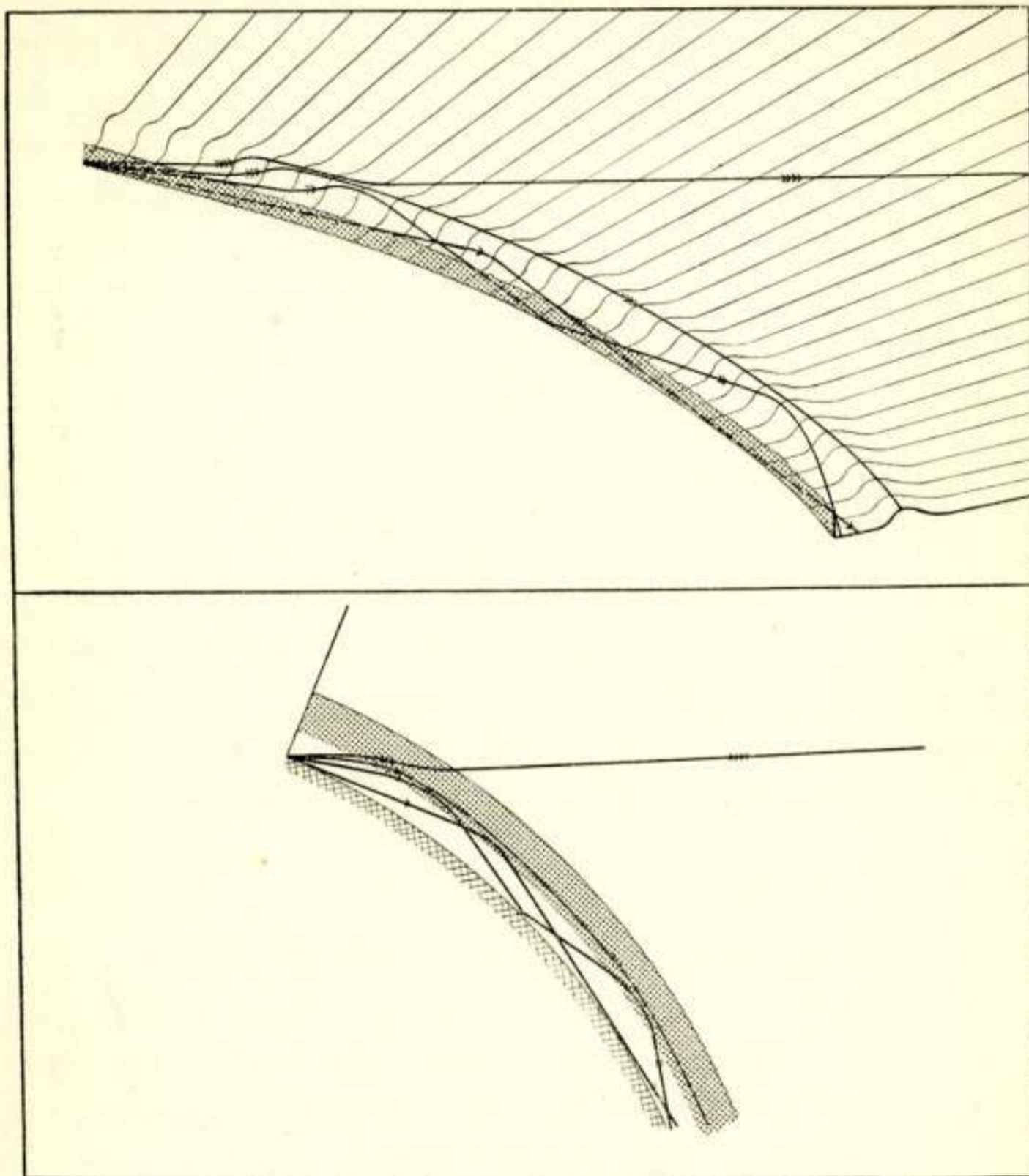


Fig. 2.

Model van een om de aarde gebogen laag met schema voor stralengang.

voerstraal bestrijkt in gelijke tijden gelijke oppervlakken (perkenwet van Kepler). De maximale invalshoek wordt nu bepaald door de raakstraal aan de aarde (opstraalhoek 0). De terugkerende baan wordt in het algemeen tegen het aardoppervlak gereflecteerd, alleen voor opstraalhoek 0 gaat hij er rakelings langs. Het snijpunt van de caustica met het aardoppervlak bepaalt de skipafstand. Een punt binnen de skipafstand kan met de gegeven f niet worden bereikt. Laten we voor vaste

f de opstraalhoek toenemen van 0° tot 90° , dan krijgen we eerst de vlakke banen. Het punt waar het aardoppervlak voor het eerst weer getroffen wordt komt steeds dichterbij, tot (voor $f < f^\circ$) het uitgangspunt of (voor $f > f^\circ$) de skipafstand is bereikt. In het laatste geval komen daarna nog de steile banen en het punt verwijderd zich weer onbeperkt. Tenslotte komen dan de banen, die naar buiten ontsnappen. Volgens de regels van dit „hemelbiljard” kan elk punt op aarde buiten de skipafstand op meerdere manieren (vlak en steil en in een verschillend aantal sprongen) worden bereikt.

Verticale peiling en MUF bepaling. a) 1 laag. De standaardmetingen aan de geïoniseerde lagen geschieden door radiopeilingen. Korte stoten worden verticaal uitgezonden en na

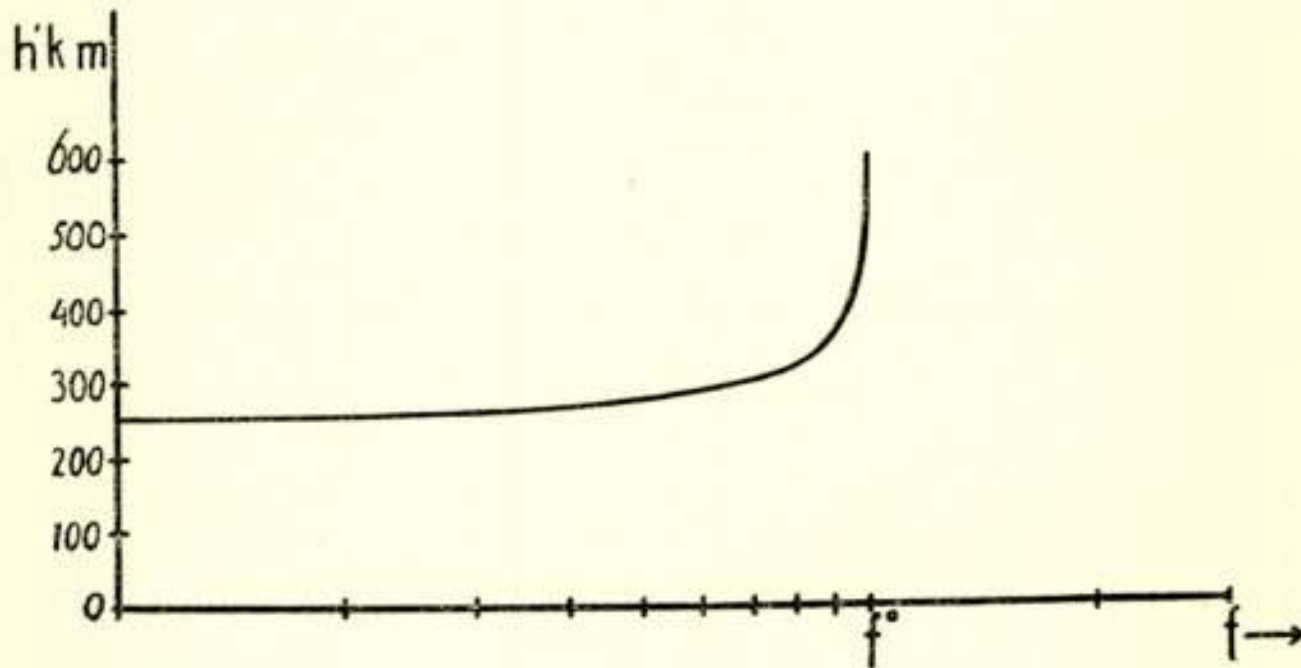


Fig. 3a.

h' ($\log f$) voor één laag bij verticale reflectie.

reflectie weer opgevangen. Het intussen verlopen tijdsinterval wordt met een oscillograaf geregistreerd. Het wordt uitgedrukt

in de schijnbare hoogte $h' = \frac{ct}{2}$, d.i. de hoogte, die we voor een

scherp begrensde laag zouden afleiden. We hebben hier het principe waaruit later de radar is voortgekomen. De frequentie van de achtereenvolgende stoten wordt geleidelijk verhoogd. De signalen dringen dan steeds dieper en met meer vertraging in de laag door totdat de kritieke frequentie f° wordt bereikt. Bij nog hogere frequentie dringen ze door de laag heen. Het verloop van de h' - f kromme is uit het model gemakkelijk af te leiden. h' neemt met toenemende f toe en gaat bij f° naar ∞ (fig. 3a).

Uit de $h'(f)$ kromme kunnen we nu ook het verloop van de gereflecteerde straal bij scheve inval bepalen. We beschouwen eerst weer een vlakke laag. De verticale bewegingscomponent bij invalshoek a en frequentie f is dezelfde als bij loodrechte inval en frequentie $f \cos a$ (Martyn). De straal komt dus uit de laag terug alsof hij was gereflecteerd tegen een scherp begrensde laag op hoogte $h'(f \cos a)$ (Breit en Tuve). Komt hij op een afstand D weer op de grond, dan is $\cos a = \frac{2h'}{\sqrt{4h'^2 + D^2}}$.

We tekenen nu voor verschillende afstanden D de krommen voor $h'(\log \cos a)$ (fig. 3b) en leggen deze over de $h'(\log f)$ krommen voor verticale reflectie met de horizontale assen op

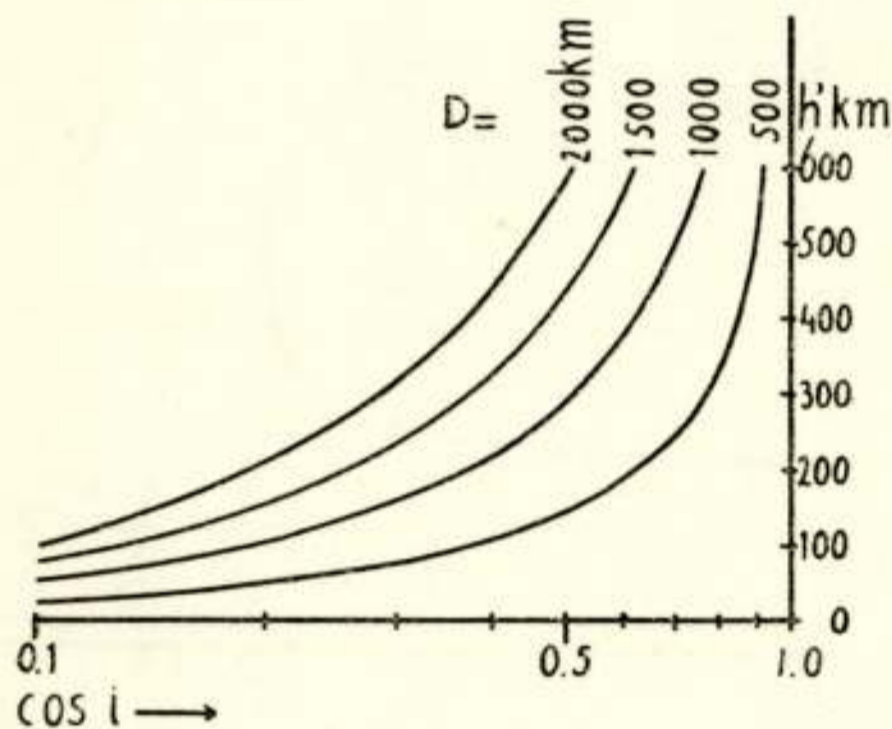


Fig. 3b.

$h'(\log \cos a)$ voor verschillende afstanden D .

elkaar. Leggen we de verticale assen op een afstand $\log f$, dan lezen we uit het snijpunt van de beide krommen de schijnbare hoogte h' (en de invalshoek a) af. Door h' over te brengen van $\log(f \cos a)$ naar $\log f$ krijgen we de $h'(\log f)$ krommen voor de verschillende afstanden D (fig. 3c). Voor $f < f^\circ$ is er één straal, die de afstand D overbrugt, voor $f > f^\circ$ zijn er eerst twee (vlakke en steile straal) tot aan de skipfrequentie waarboven geen verbinding mogelijk is. Voor gegeven D kan de skipfrequentie of MUF (maximum usable frequency) direct worden bepaald door de geconstrueerde $h'(\log \cos a)$ kromme te laten raken aan de voor verticale inval gemeten $h'(\log f)$ kromme. Daarvoor zou een heel stuk van de $h'-f$ kromme beschikbaar moeten zijn, dus eigenlijk oneindig veel parameters.

Gelukkig kan men in de practijk met slechts twee (voor de F_2 laag) of één (voor de E laag) parameters volstaan. Dit kan als volgt worden gemotiveerd. Beneden de hoogte h_m van maximale electronendichtheid N_{em} kan men N_e vrij goed benaderen door een parabolische functie

$$N_e = N_{em} \left\{ 1 - \left(\frac{h - h_m}{y_m} \right)^2 \right\} \text{ voor } h_m - y_m \leq h \leq h_m. \quad (9)$$

We hebben dan 3 parameters: N_{em} of f° (bepaald door (5')), h_m en de „halve laagdikte” y_m . Uit het mechanisch model zien we dat als in een willekeurige laag N_e overal in dezelfde ver-

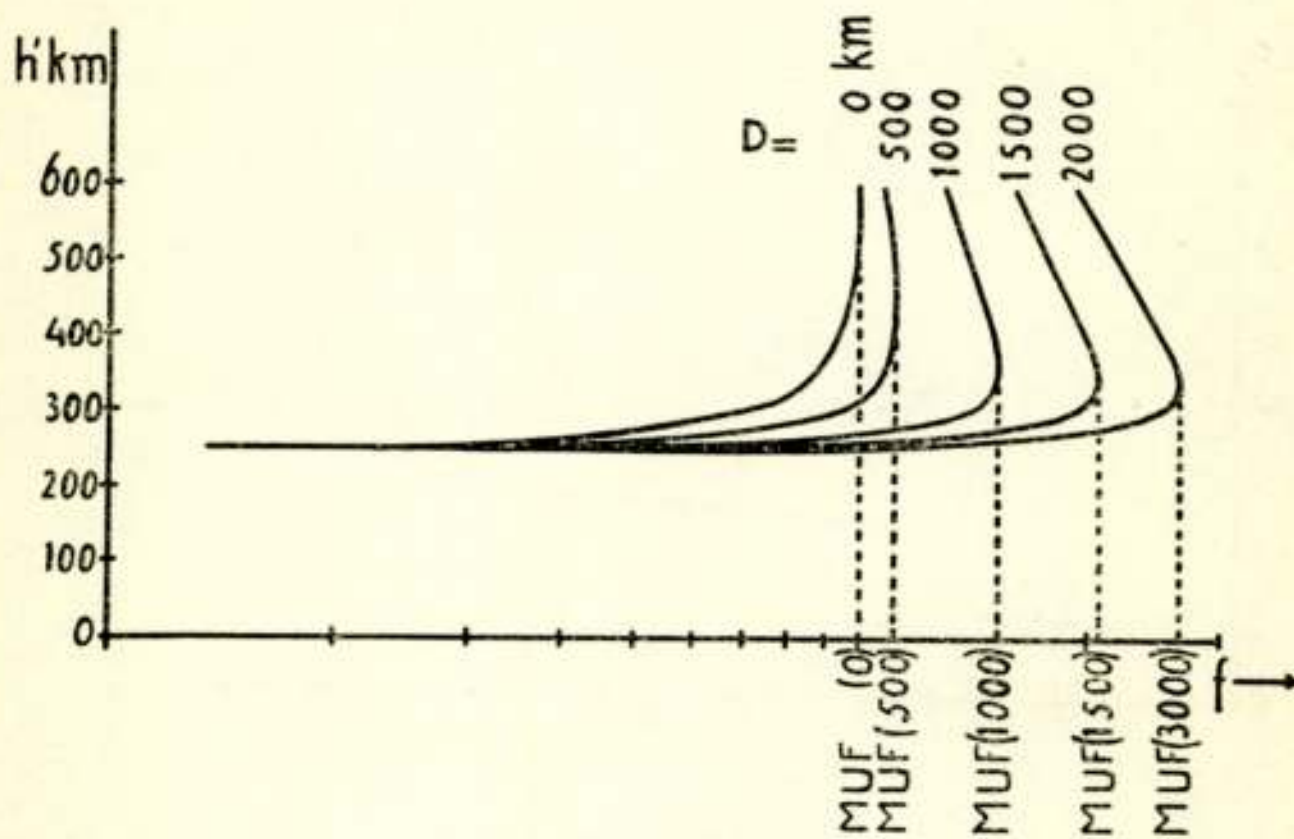


Fig. 3c.

h' ($\log f$) voor één laag bij scheve reflectie voor verschillende afstanden D .

houding verandert, de functie $h' \left(\frac{f}{f^\circ} \right)$ gelijk blijft. In een „parabolische laag” hangt $h' \left(\frac{f}{f^\circ} \right)$ dus alleen af van h_m en y_m . Het-

zelfde geldt dan voor de zgn. MUF factor $M = \frac{MUF}{f^\circ}$, d.i. de verhouding van MUF voor afstand D en afstand 0. Zelfs blijkt $M(D)$ maar weinig van y_m af te hangen, zodat we met slechts één parameter h_m behoeven te rekenen. Voor een laag waarin h_m maar weinig varieert (zoals de E laag) is $M(D)$ bij benadering zelfs een vaste functie van D . In de practijk geeft men nu meestal de waarden van f° en van $M(D)$ voor een standaard afstand D (3000 km voor F_2 en F_1 , 1500 km voor E). Door

middel van standaard transmissiekrommen of nomogrammen kan dan de MUF voor de gewenste afstanden worden bepaald.

Bij een om de aarde gebogen laag kan het deel waarin de gekromde straal verloopt in het algemeen als vlak worden benaderd. Er moeten dan nog enige meetkundige correcties voor D (gemeten langs het aardoppervlak) en h' worden aangebracht, die in de in gebruik zijnde transmissiekrommen of nomogrammen zijn verwerkt. Dat de laatsten voor zover ze uit verschillende bronnen voortkomen onderling afwijkingen vertonen, ligt aan de verschillende manieren waarop ze zijn ontstaan en de vereenvoudigingen en benaderingen die daarbij zijn toegepast.

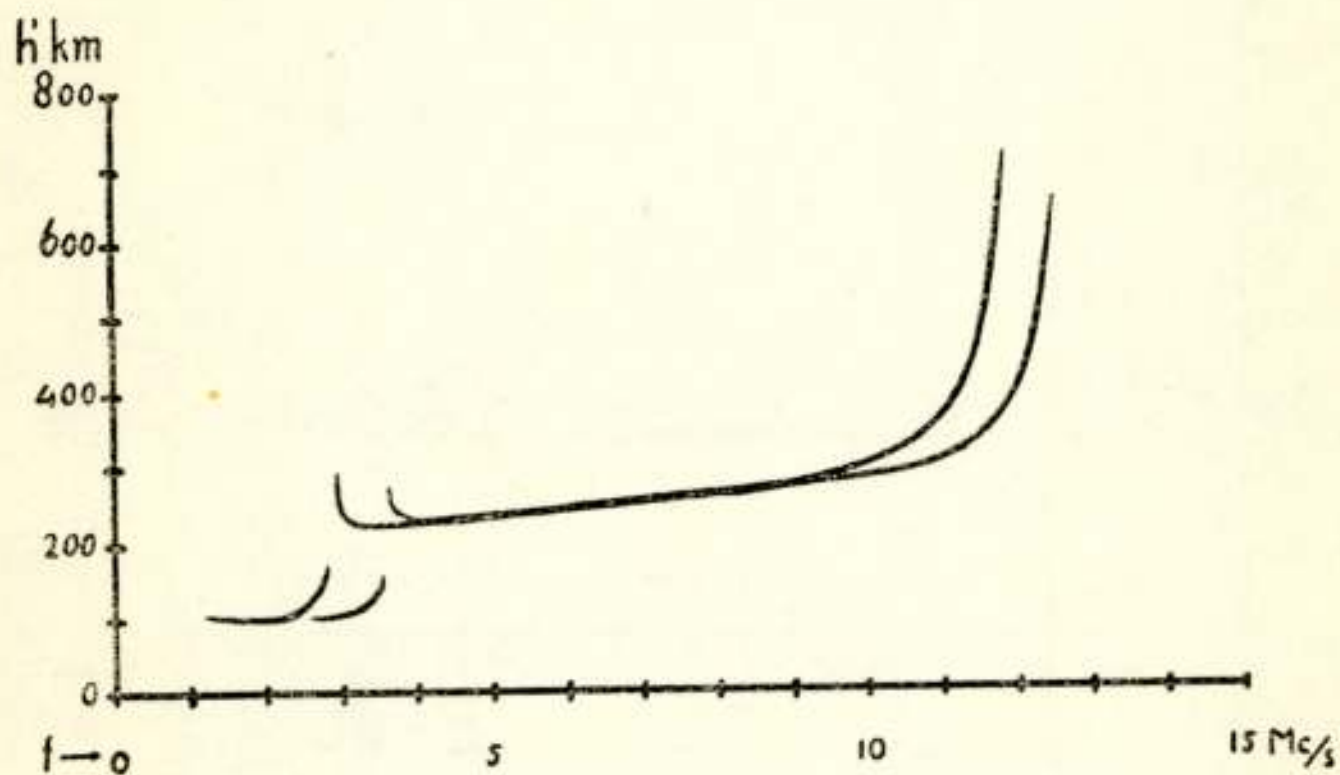


Fig. 4.

h - f registrering (schematisch) van E en F_2 laag (winterdag op gematigde breedte). Horizontale verdubbeling door magnetische dubbelbreking.

Zonder dergelijke vereenvoudigingen zouden ze echter hun zin verliezen.

b) meer lagen. Bevindt zich boven de eerste laag een tweede met kleinere maximale ionisatie, dan kan die signalen, die door de eerste zijn heengedrongen, niet meer reflecteren. Is echter zijn N_{em} groter, dan kunnen ook uit de tweede laag signalen terugkomen. Bij verticale peiling vinden we dan twee kritieke frequenties. Bij reflectie tegen de bovenste laag geeft de onderste een extra vertraging, die kleiner wordt naarmate zijn kritieke frequentie meer wordt overschreden. Tussen de twee kritieke frequenties zal h' daardoor eerst afnemen, dan weer toenemen (fig. 4). Terwijl uit het verloop van de ionisatiedichtheid de h' - f kromme eenduidig is bepaald, kan men uit de laatste alleen

zo lang de ionisatieverdeling eenduidig afleiden als deze monotoon met de hoogte toeneemt (de Groot). Is eenmaal een maximum gepasseerd, dan kunnen de vertragingen in het bovenste deel van de onderste laag en in het onderste deel van de volgende laag niet meer eenduidig van elkaar worden gescheiden. Men kan uit de gepeilde $h'-f$ kromme de lagen wel kwalitatief oplossen, maar in het gedetailleerde verloop van de ionisatie boven het eerste maximum blijven onzekerheden. Bovendien heeft de onnauwkeurigheid in de $h'-f$ metingen, die in de regel minstens enige % bedraagt, een grote invloed op de bepaling van het ionisatie verloop.

De volledige normale $h'-f$ kromme vertoont 3 kritieke fre-

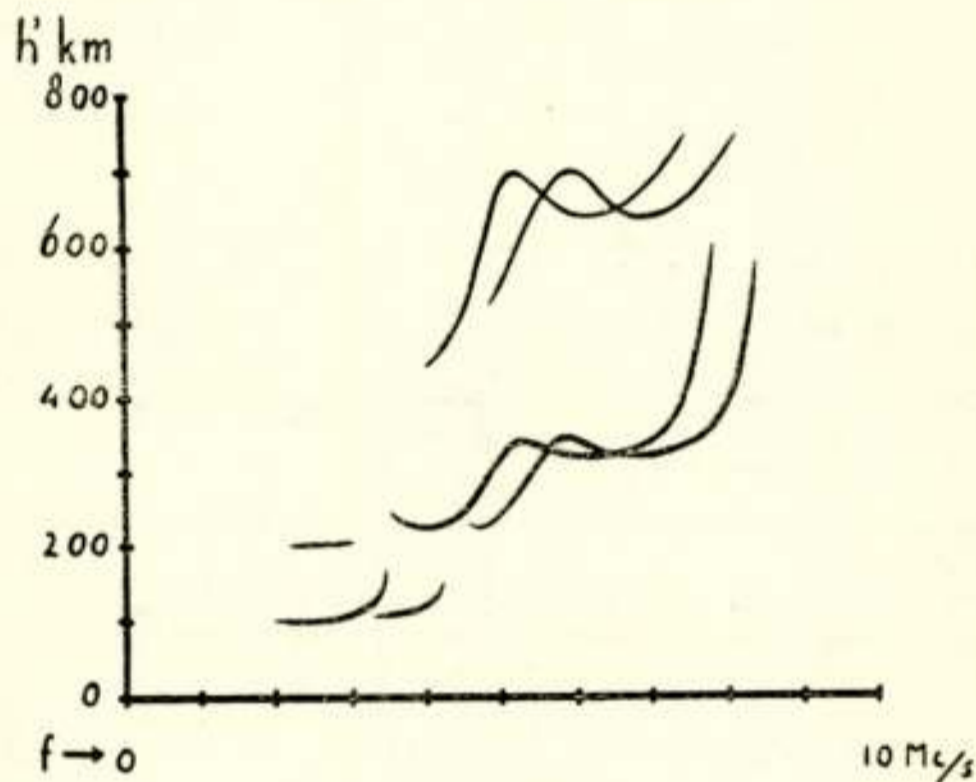


Fig. 5.

$h'-f$ registrering (schematisch) van E , F_1 en F_2 laag (zomerdag op gematigde breedte) Verticale verdubbeling door 2-voudige reflecties

quenties (fig. 5). De laagste wordt toegeschreven aan de E laag (de oude Kennelly-Heaviside laag), de hoogste aan de F_2 laag (de Appleton laag). Beide hebben een steil toenemende h' . Daartussen is een laag maximum van h' , toegeschreven aan de F_1 laag, onder de F_2 laag en daarvan niet scherp gescheiden. Door het over elkaar vallen van de beiden F lagen blijft er in de totale ionisatiedichtheid van het maximum van de F_1 laag slechts een onregelmatigheid over. Op het gedrag van de lagen komen we nog terug. Van enkele numerieke gegevens zijn de grootteorden vermeld in tabel 1.

Absorptie. Zolang men van absorptie afziet, wordt alle energie, die de electronen uit het electromagnetische veld opnemen, weer volledig uitgestraald. Door botsingen zullen de electronen echter

een deel van deze energie aan de gasmoleculen overdragen. De straling wordt dan gedeeltelijk geabsorbeerd. Bij gemiddeld ν botsingen/sec krijgen we inplaats van (4)

$$n^2 - 1 = - \frac{N_e e^2}{\pi m} \frac{1}{f^2 + i f \nu}. \quad (4')$$

n is dan complex en (2) geeft een in de z -richting exponentieel afnemende periodieke golf. Er is in het medium nu steeds een (grote of kleine) stationaire energiestroom, die naar binnen door absorptie afneemt. Het scherpe onderscheid tussen totale doorlating en totale terugkaatsing vervaagt nu enigzins. Zolang echter de absorptie niet al te groot wordt, kan men bij benadering de boven afgeleide stralengang handhaven en volstaan met de intensiteitsafname in rekening te brengen.

Tabel 1

(De getallen geven slechts grootteorden van sterk variabele of onnauwkeurig bekende grootheden)

laag	D	E	F_1	F_2
h_m hoogte max electronendichtheid	70 km	120 km	220 km	300 km
y_m „halve dikte”		10 km	30 km	100 km
N_{em} max electronendichtheid	$10^4/\text{cm}^3$	$10^5/\text{cm}^3$	$3 \cdot 10^5/\text{cm}^3$	$10^6/\text{cm}^3$
ν botsingsfrequentie	$10^6/\text{sec}$	$10^5/\text{sec}$	$10^3/\text{sec}$	$3 \cdot 10^2/\text{sec}$

Voor afnemende frequentie van de radiogolf neemt de absorptie toe doordat de electronen grotere amplituden krijgen, dus bij de botsingen gemiddeld meer energie verliezen. Een grote absorptiecoëfficiënt treedt in normale omstandigheden alleen op in de D laag. Deze bevindt zich overdag onder de E laag. De ionisatie is zo klein, dat de kritieke frequentie in het omroepgebied valt en daardoor moeilijk gemeten kan worden. De gasdichtheid is echter wegens de betrekkelijke geringe hoogte zo groot, dat de botsingsfrequentie aanzienlijk wordt. De lagere frequenties worden daardoor overdag in de D laag sterk geabsorbeerd. Bij kleinere absorptiecoëfficiënt kan de totale absorptie toch nog groot zijn doordat het signaal lang in een laag blijft. Dit treedt op bij een signaal, dat met een grote frequentie maar onder een vlakke hoek door de D laag gaat, of dat met grote vertraging door een hogere laag wordt doorgelaten of

teruggekaatst. Grote vertraging treedt o.a. op bij verticale peiling in de buurt van een kritieke frequentie. Van de pieken in de $h'-f$ kromme worden de hoogste stukken dan ook niet waargenomen. Ook steile stralen (Pederson stralen), die in één sprong een zeer grote afstand overbruggen, kunnen door de sterke absorptie niet worden waargenomen.

Magnetische dubbelbreking. De laatste complicatie, die we nog zullen bespreken, is het effect van het magnetisch veld van de aarde. Zetten we een optisch medium in een magnetisch veld H , dan worden de spectraallijnen met frequentie f_k gesplitst volgens het Zeeman effect, met polarisatietoestanden, die afhangen van de onderlinge richting van waarneming en van magnetisch veld. Laten we nu een lichtstraal door een medium gaan, dan ondergaat deze een dubbelbreking, die ook weer afhankelijk is van de hoek tussen de lichtstraal en het magnetische veld. Bij 0° (longitudinaal veld) krijgen wij het Faraday effect, bij 90° (transversaal veld) het Cotton-Mouton effect. Wanneer we ons in een laag met geleidelijk veranderende electronendichtheid weer beperken tot de bijdrage van wat zonder veld de nul frequentie van de vrije electronen was, dan kan de brekingsindex n voor de gewone en voor de buitengewone straal direct worden afgeleid als functie van de longitudinale en transversale componenten L en T van H . Het mechanisch model is nu niet meer bruikbaar. Bij verticale peiling dringt een signaal met frequentie f door tot een hoogte waarvoor

$$N_e \text{ bepaald is door } f^2 = \frac{N_e e^2}{m c} \text{ voor de gewone, } f(f \mp f_H) = \frac{N_e e^2}{m c}$$

$$\text{(als } f \geq f_H) \text{ voor de buitengewone straal, waarbij } f_H = \frac{e H}{2 \pi m c}$$

de dubbele Larmor frequentie voorstelt. De doordringingsdiepte is dus onafhankelijk van de richting van het magneetveld. De vertraging en dus ook h' echter niet. De kritieke frequentie bij verticale peiling blijft voor de gewone straal gegeven door (5'), voor de buitengewone straal wordt hij f^x , waarbij

$$f^x (f^x \mp f_H) = f^{o^2} \quad , \quad f^x = \sqrt{\frac{1}{4} f_H^2 + f^{o^2}} \pm \frac{1}{2} f_H. \quad (10)$$

Wanneer f^o aanmerkelijk boven $\frac{1}{2} f_H$ ligt, ligt f^x nog ongeveer $\frac{1}{2} f_H$ hoger. Op de $h'-f$ registreringen ziet men de kromme voor de buitengewone straal naar hogere frequenties verschoven

(fig. 5). De verschuiving $\frac{1}{2}f_H$, d.i. de Lamor frequentie ter hoogte van de ionosfeer, bedraagt op onze breedte ongeveer 0,7 Mc/s.

De beweging van een scheef invallend signaal kan ten gevolge van de richtingsafhankelijkheid ten opzichte van het magnetisch veld niet meer zoals vroeger in een onafhankelijke horizontale en verticale (of tangentiële en radiale) componente worden ontbonden. De transmissiekrommen voor $M(D)$ moeten worden gecorrigeerd. De buitengewone straal zal een grotere MUF geven dan de gewone. Beschouwt men de absorptiecoëfficiënt, dan wordt die van de buitengewone straal groter dan die van de gewone. Men neemt daarom veelal aan dat de MUF op kleine afstand door de buitengewone, op grote afstand door de gewone straal wordt bepaald. De transmissiekrommen worden dan ook in deze zin gecorrigeerd.

Hiermee zijn dan de belangrijkste factoren vermeld met behulp waarvan bij gegeven structuur van de ionosfeer de voortplanting van de radiogolven schematisch kan worden afgeleid. De afwijkingen, die in de praktijk optreden, moeten ongetwijfeld voor een groot deel aan de gemaakte sterke vereenvoudigingen, maar misschien voor een nog groter deel aan onregelmatigheden in de ionosfeer worden toegeschreven. We zullen nu in het kort de structuur en het gedrag van de normale lagen bespreken.

2. *Structuur van de ionosfeer.*

Verticale structuur. Het verloop van de ionisatiedichtheid wordt bepaald uit de verticale radiopeilingen, die regelmatig op de verschillende ionosfeerstations worden verricht. Verdere gegevens over de ionosfeer worden verkregen uit andere radiowaarnemingen, uit gegevens over aardmagnetisme, poollicht, meteoren, eclipsen, verschijnselen op de zon, radiatoris van buitenaardse bronnen, enz. Over de samenstelling van de atmosfeer en de aard en intensiteit van ultraviolette en corpusculaire straling op grote hoogte is nog uiterst weinig bekend. Misschien zullen in de toekomst metingen met raketten waardevolle gegevens verschaffen.

De normale geïoniseerde lagen zijn van beneden naar boven de D , E , F_1 en F_2 laag. Verder vindt men dicht onder de E laag, een enkele maal ook er boven, vaak nog een abnormale of sporadische E laag E_s , die de radiogolven gedeeltelijk terugkaatst, gedeeltelijk doorlaat. We kunnen hier te doen hebben met een sterk geïoniseerde dunne laag, waarin onder de om-

standigheden van totale reflectie de exponentiele afname over de totale laagdikte nog zo klein is, dat er een belangrijk gedeelte doorlekt (tunnel effect). Het komt ook wel voor dat de laag uit kleine ionenwolken bestaat, waar de radiogolven nog gedeeltelijk tussen door kunnen ontsnappen. Men vindt geen kritieke frequentie met sterk oplopende $h'-f$ kromme. Bij voldoende grote doorlating worden de reflecties tegen de hogere normale lagen tegelijkertijd waargenomen (fig. 6). De E_s reflecties komen vaker voor naarmate de frequentie lager is, maar zeer onregelmatig en met een waarschijnlijkheid, die sterk afhangt van plaats en tijd. De verdeling is wel enigszins bekend, maar

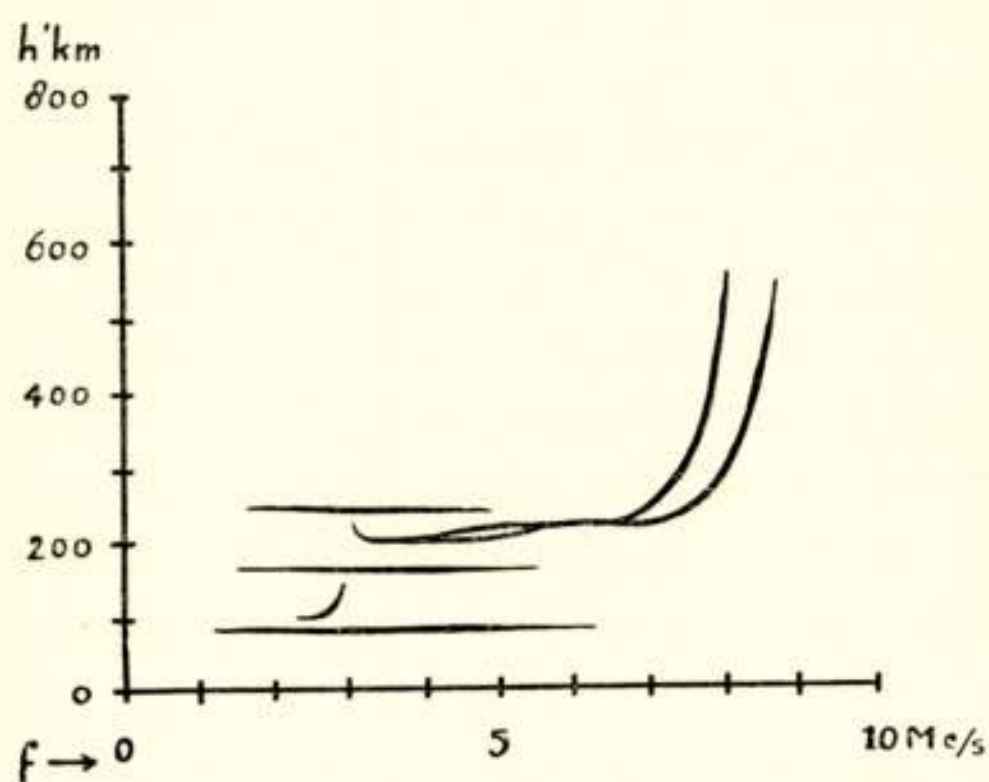


Fig. 6.

$h'-f$ registrering (schematisch) van E_s , E , F_1 (weinig uitgesproken) en F_2 laag. E_s onder E ; 1, 2 en 3-voudige E_s reflecties; gedeeltelijke doorlating van de hogere reflecties.

het gedrag is in het algemeen te grillig om er mee te rekenen voor het onderhouden van vaste verbindingen. Onder gunstige omstandigheden kan de E_s laag tot zeer hoge MUF 's aanleiding geven, waardoor zeer goede accidentele verbindingen tot stand kunnen komen.

Verloop in de tijd. De D , E en F_1 laag gedragen zich in vele opzichten sterk analoog, het gedrag van de F_2 laag wijkt daar geheel van af. De eerstgenoemde lagen zijn 's nachts zwak of in het geheel niet aanwezig. Overdag neemt de ionisatie voor de middag toe, daarna weer af (fig. 7). De kritieke frequenties f° zijn ongeveer evenredig met $\cos^{\frac{1}{4}} \chi$, waarin χ de hoek tussen de richtingen naar zon en zenith is. Van de F_2 ionisatie van

overdag blijft 's nachts een belangrijk gedeelte over. In de zomer is de dagionisatie kleiner, de nachtionisatie groter dan in de winter. Er treedt in de zomer midden overdag zelfs een klein minimum (dip) op. De afname in de avond gaat vrij langzaam, vooral in de zomer. Men rekent gewoonlijk met maandgemiddelden van f° (fig. 7). De strooiing om het gemiddelde

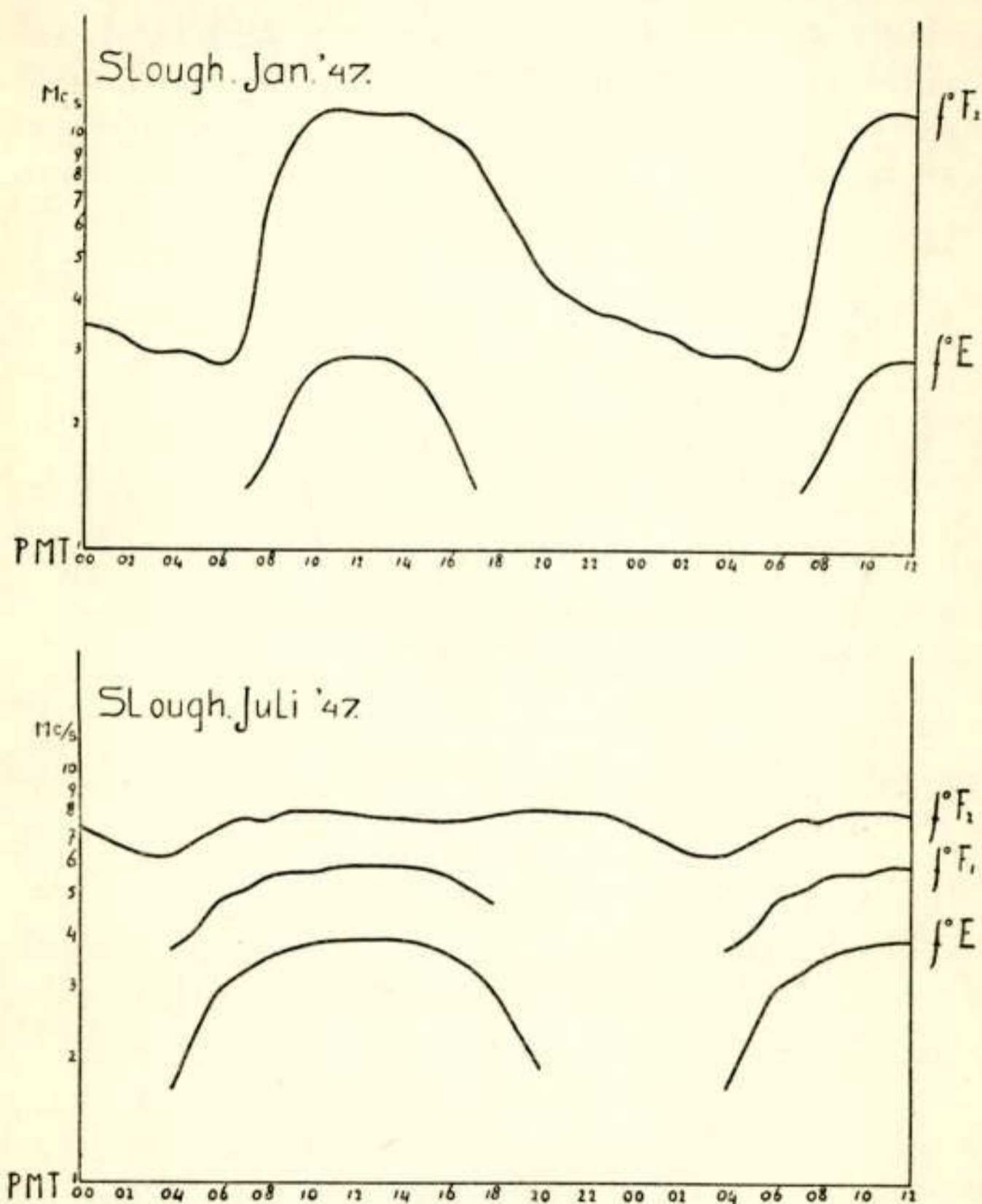


Fig. 7a, 7b.

Dagelijks verloop van de kritieke frequenties.

bedraagt voor de F_2 laag ongeveer 15%, voor de andere lagen slechts enkele %.

Zet men voor een bepaald uur de achtereenvolgende maandgemiddelden uit (fig. 8), dan ziet men behalve de reeds aangeduide seizoenafhankelijkheid (E en F_1 max. ionisatie in de zomer, F_2 in de winter) een 11-jaarlijkse periode analoog aan die van het zonnevlekkengetal S . Wanneer men de seizoenaf-

hankelijkheid enigszins elimineert door 12-maandelijke gemiddelden te nemen, dan blijkt voor de E en F_1 laag f° ongeveer evenredig met $(A + S)^{\frac{1}{4}}$, waar A een geschikte verschuiving van het nulpunt van S voorstelt. Voor F_2 ligt de exponent dichter bij $\frac{1}{2}$.

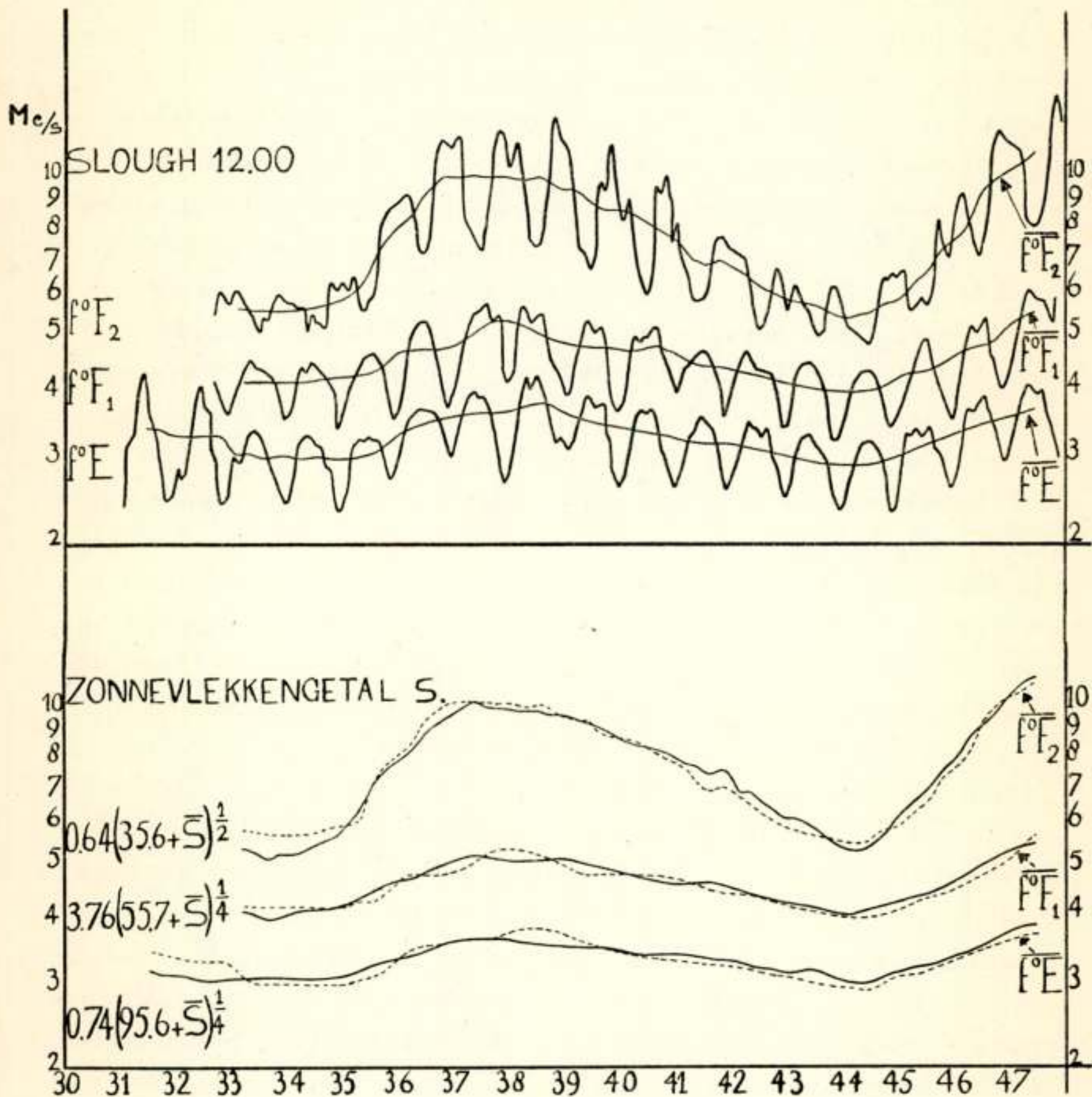


Fig. 8.

Jaarlijks verloop van de kritieke frequenties op middag en middernacht en van het zonnevlekkengetal.
(een dwarsstreep duidt aan gemiddelde over 12 maanden)

Horizontale verdeling. De horizontale verdeling van de ionisatie over de aarde kan worden nagegaan uit de resultaten van de verschillende stations. Het totale aantal stations is wisselend en klein. Er hebben nooit veel meer dan een 50 tegelijk ge-

werkt en er zijn maar weinig, die al een groot aantal jaren hebben dienst gedaan. De D , E en F_1 laag gedragen zich vrij behoorlijk. De ionisatie hangt voornamelijk af van $\cos \chi$. De ionisatietoestand (niet de atmosfeer, waarin moleculen in ionen overgaan en omgekeerd) gedraagt zich alsof hij vast in de ruimte staat en de aarde er onderdoor draait zonder hem te hinderen. Vanuit de aarde gezien verplaatst de ionisatietoestand zich per uur 15 lengtegraden naar het westen. Teken en we de ionisatietoestand van een der lagen op een gegeven tijd door contourlijnen voor constante f° te trekken op een transparant, die op een Mercatorkaart of op een equidistante cilindrische projectie van de aarde is gelegd, dan vinden we de toestanden op andere tijden van de dag door de transparant horizontaal te verschuiven. Teken en we de contourlijnen niet voor vaste GMT (Greenwich middelbare tijd), maar voor vaste PMT (plaatselijke middelbare tijd), bijv. voor 12 uur 's middags, dan krijgen we horizontale rechte lijnen (parallelcirkels), die van uur tot uur PMT en van maand tot maand verticaal verschuiven.

Teken en we nu ook voor de F_2 laag contourlijnen voor vaste PMT , dan krijgen we geen rechte lijnen meer (fig. 9). De contourkaart voor vaste GMT schuift daarom niet enkel naar het westen op in verloop van tijd, maar verandert intussen ook van vorm (lengte effect). De F_2 laag verandert dus wel in de ruimte terwijl de aarde er onderdoor draait. Bij nader onderzoek blijkt het magnetisch veld van de aarde hierbij een grote rol te spelen. Terwijl voor vaste PMT de contourlijnen voor D , E en F_1 zich overal richten naar de lijnen van gelijke geografische breedte, hebben die voor F_2 een dergelijke neiging alleen in de buurt van de polen, in de buurt van de equator hebben zij meer de neiging zich naar de lijnen van gelijke magnetische breedte te richten (fig. 10). Afgezien van de gebieden binnen de poollichtgordels neemt de ionisatie naar de equator toe. Soms treedt in de buurt van de equator nog een klein minimum op, dat te vergelijken is met dat wat we in het dagelijks verloop midden op een zomerdag tegenkwamen. Er is een sterke invloed van de seizoenen, die op het noordelijk en zuidelijk halfrond niet symmetrisch is en daarbuiten zijn er talloze plaatselijke details, die soms met en soms zonder enige regelmaat optreden. De dichtheidsverdeling van de stations speelt hierbij ook een rol.

Zone indeling. Soortgelijke beschouwingen als hier gegeven zijn voor de f° gelden ook voor de MUF factor (bijv. $M 1500$ voor

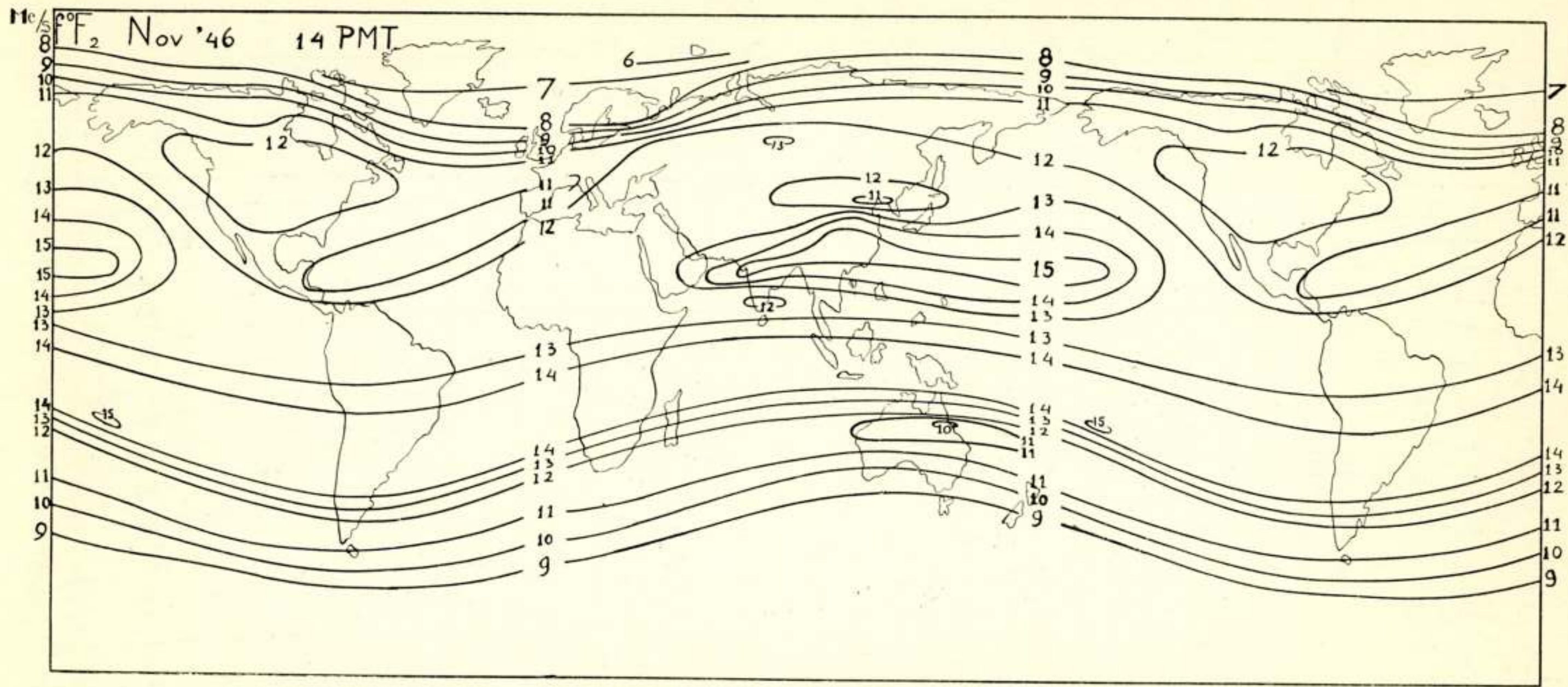


Fig. 9.
 Contourkaart voor $f^0 F_2$ op vaste *PMT*.

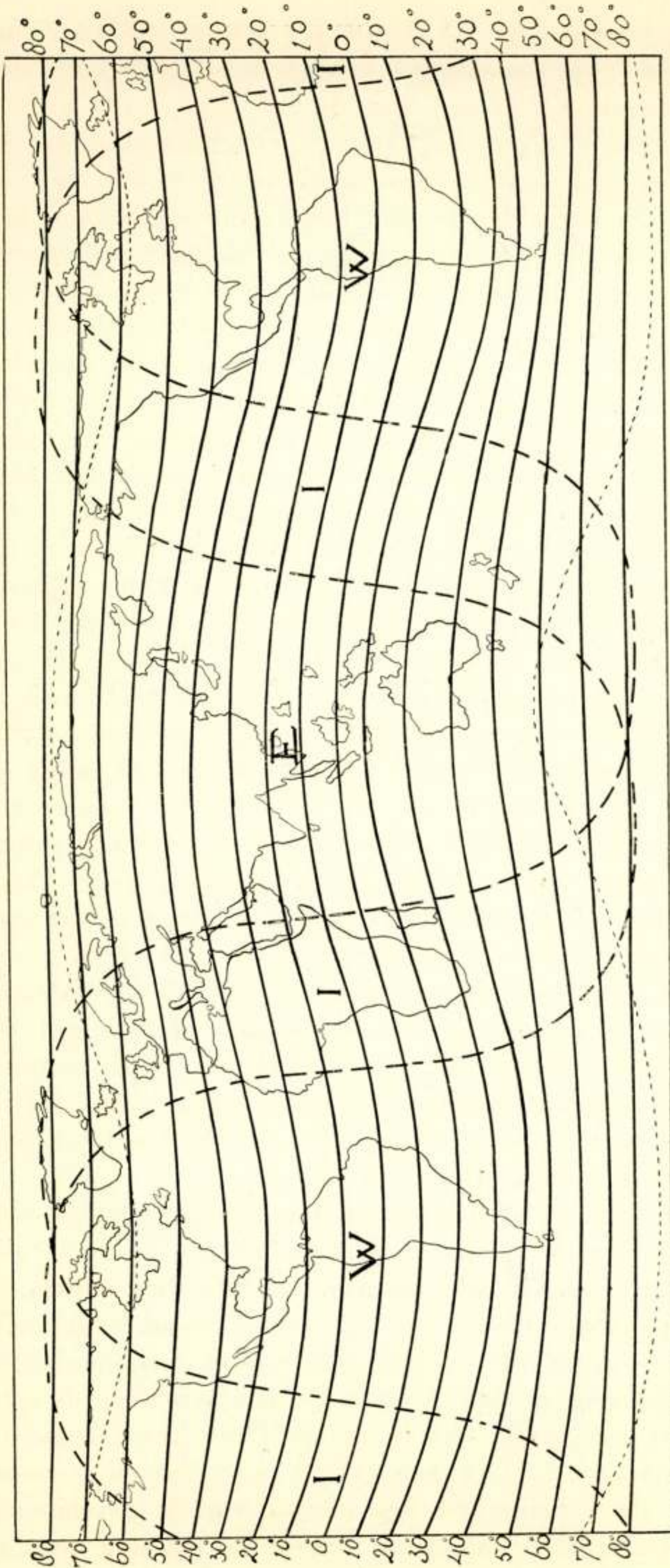


Fig. 10.
Verloop van geografische naar geomagnetische breedte;
3-zone indeling; poollichtgordel.

E en M_{3000} voor F_1 en F_2). Hebben we voor beide volledige contourkaarten, dan kunnen we hieruit in elk gewenst reflectiepunt het dagelijks verloop van de MUF voor een gegeven afstand D bepalen. Voor de E en F_1 reflecties gaat dat vrij eenvoudig door een contourkaart voor vaste GMT voor elk volgend uur 15° over de wereldkaart te verschuiven. Voor F_2 gaat deze methode niet meer op tengevolge van het lengteeffect. Men tracht hem nog gedeeltelijk te redden door de zone indeling. De aarde wordt om de magnetische as verdeeld in 3 sectoren van 120° (fig. 10): een westelijke zone W (West), een oostelijke zone E (East) en aan weerskanten daartussen de twee helften van de tussenzone I (intermediate). De contourlijnen voor vaste PMT , die de neiging hebben enigszins te verlopen als de lijnen in fig. 10, worden nu in elke zone vervangen door horizontale rechte lijnen. Het lengteeffect wordt dus binnen elke zone verwaarloosd en alleen van zone tot zone in aanmerking genomen. Voor elke zone kan dan een contourkaart voor vaste GMT worden getekend, die voor elk volgend uur 15° over de zone moet worden verschoven. We hebben hier een heel ruwe benadering, die echter nog snel en gemakkelijk te hanteren is. Men zou kunnen proberen het aantal zones te vergroten, maar het gebruik wordt dan omslachtiger. Bij 12 zones bijv. zou men al beter de hele zone indeling kunnen laten varen en 12 contourkaarten voor vaste GMT met 2 uur tussenruimte voor directe aflezing gebruiken. Intussen wordt bij vergroting van het aantal zones de nauwkeurigheid alleen zolang overeenkomstig groter, als er nog in elke zone een voldoende aantal ionosfeerstations liggen om de nodige gegevens te verstrekken. Het aantal stations is niet alleen klein, maar de verdeling over de aarde is bovendien om overigens begrijpelijke redenen ondoelmatig. Dit is wel de voornaamste rechtvaardiging van het vasthouden aan het uiteraard ruwe 3 zone systeem.

De kaarten van de waargenomen toestand in een bepaalde maand kunnen pas achteraf na het verzamelen en verwerken van de gemeten waarden worden gemaakt. De frequenties, die voor een bepaalde radioverbinding zullen worden gebruikt, moeten al van te voren worden vastgesteld. Men verlangt daarom de kaarten een of meer maanden (voor sommige scheepsdiensten zelfs meer dan een jaar) van te voren. Deze kaarten moeten dus voorspeld worden. Voor een geheel bevredigende voorspelling zou men de vorming en het gedrag van de geïoniseerde lagen volkomen moeten begrijpen. Zover is het nog niet, we

kunnen er eigenlijk nog minder van begrijpen dan voorspellen.

3. Vorming van de lagen.

De vorming van een laag door ionisatie door ultraviolet zonlicht wordt kwalitatief als volgt verklaard. We beschouwen een bepaalde soort moleculen, waarvan het aantal per cm^3 N naar boven exponentieel afneemt volgens de barometrische hoogteformule

$$N = N_0 e^{-\frac{h}{H}}. \quad (11)$$

We veronderstellen dat de moleculen kunnen worden geïoniseerd door ultraviolet licht in een bepaald spectraalgebied. Als de stralingsintensiteit in dit gebied I is, is het aantal per cm^3 en per sec gevormde electronen

$$q = q_0 N I. \quad (12)$$

Door de ionisatie wordt een deel van de straling verbruikt. Als de straling onder een hoek χ met de verticale richting invalt, neemt I naar beneden af volgens

$$\frac{dI}{dh} = \frac{\kappa q}{\cos \chi} = \frac{\kappa q_0 N I}{\cos \chi}. \quad (13)$$

Hieruit volgt

$$I = I_\infty e^{-\frac{\kappa q_0 H}{\cos \chi} N}, \quad (14)$$

waarin I_∞ de intensiteit buiten de atmosfeer voorstelt. N neemt van boven af, I neemt van boven toe, het product (12) heeft een maximum q_m op een hoogte h_m , waarvoor

$$e^{-\frac{h_m}{H}} = \frac{\cos \chi}{\kappa q_0 N_0 H}; \quad q_m = \frac{I_\infty \cos \chi}{\kappa H} e^{-1} \quad (15)$$

(e met oneigenlijke exponent is steeds het grondtal van de nat log), zodat

$$q = q_m e^{1 - \frac{h-h_m}{H}} = e^{-\frac{h-h_m}{H}}. \quad (16)$$

Wanneer de gevormde electronen weer verdwijnen door recombinate met de gevormde positieve ionen, dan zijn er van beide

evenveel, nl. N_e per cm^3 , en hun aantal verandert volgens

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha N_e^2, \quad (17)$$

waarin α de recombinatiecoëfficiënt voorstelt. Bij evenwicht is

$$\frac{dN_e}{dt} = 0,$$

dus

$$N_e = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}, \quad N_{em} = \sqrt{\frac{q_m}{\alpha}} \quad (18)$$

en volgens (5')

$$f^o = \frac{e}{\sqrt{\pi m}} \sqrt[4]{\frac{I_\infty \cos \chi}{\alpha \chi H}} e^{-1}. \quad (19)$$

De afhankelijkheid van χ komt wel ongeveer overeen met wat voor de D , E en F_1 laag experimenteel wordt gevonden. Ook de afhankelijkheid van I_∞ , wanneer we deze grootte gemiddeld ongeveer evenredig stellen met het gemiddelde zonnevlekkengetal met verschoven nulpunt ($A + S$). Eigenlijk is het zonnevlekkengetal geen erg goede maat voor de zonneactiviteit, maar het is voor ons doel de meest bruikbare, omdat het de best voorspelbare is. Misschien zal na een lange reeks jaren van ionosfeerwaarnemingen juist de ionisatie van de lagen een bruikbaarere maat voor de zonneactiviteit opleveren.

Het gedrag van de F_2 laag wordt door (19) in het geheel niet beschreven. Nu berust (19) ook op een sterk vereenvoudigd model. De dichtheidsverdeling (11) zal door temperatuurverloop, dissociatieprocessen e.d. sterk gewijzigd worden. Behalve recombinatie (die in de F_2 laag heel langzaam is) zijn er nog allerlei andere processen waarbij electronen verdwijnen. Ze kunnen bijvoorbeeld door neutrale moleculen worden ingevangen. Daardoor zal N_e vooral op kleinere hoogte kleiner worden, zodat het maximum van N_e omhoog schuift en boven dat van q komt te liggen. Door al dergelijke processen zal (17) veel ingewikkelder worden. Bovendien is het niet zeker of de F_2 ionisatie geheel door ultraviolet licht of gedeeltelijk ook door beschieting met geladen deeltjes wordt veroorzaakt. Daarbij komt nog dat in tegenstelling tot de lagere lagen de F_2 laag een gecompliceerde horizontale verdeling vertoont, die voor een deel door

het magnetische veld van de aarde schijnt te worden beïnvloed. Een enigszins bevredigende theorie van de F_2 laag is nog niet gegeven.

Het optreden van verschillende lagen zal samenhangen met het voorkomen van verschillende soorten moleculen in de atmosfeer, die door verschillende spectraalgebieden worden geïoniseerd (en gedissocieerd). De kennis van de samenstelling van de hogere atmosfeer (moleculaire en atomaire zuurstof en stikstof en andere verbindingen of elementen) en van zijn bewegingen, van de ionisatieprocessen (spectraalgebied, inelastische botsingen, enz.) en van allerlei soorten recombinatieverschijnselen is nog vele te gering om tot een definitieve theorie te komen.

Van de E_s ionisatie is gebleken, dat hij op gematigde geografische breedte voornamelijk veroorzaakt wordt door meteorstof, binnen de poollichtgordel meer door geladen deeltjes, terwijl hij in equatoriale streken nog weer een ander karakter vertoont.

4. *Voorspellingen.*

De voorspellingen van de toestand van de normale ionosfeer worden maandelijks verstrekt o.a. door het Nat. Bur. of Standards te Washington D.C. en door het Nat. Phys. Lab. te Teddington (G.B.) 3 maanden van te voren in de vorm van contourkaarten voor constante *GMT* voor de 3 zones. Ze zijn gebaseerd op voorspellingen van het zonnevlekkental. Het verband tussen ionisatie en zonnevlekkental geldt alleen voor de gemiddelden en is dan nog niet eens eenduidig. Het is bijvoorbeeld in het stijgende deel van de periode anders dan in het dalende. De D , E en F_1 laag gedragen zich verder vrij regelmatig en het belangrijkste verloop over de aarde kan al uit een betrekkelijk klein aantal stations worden afgeleid. Anders is het met de F_2 , die gewoonlijk juist beslissend is voor de *MUF* bepaling. De voorspelling geschiedt hier gedeeltelijk door extrapolatie en gladstrijken van het dagelijks, jaarlijks en 11-jaarlijks verloop en de horizontale verdeling over de aarde. Dit moet dan worden aangevuld deels door ervaringsregels, deels door een zij het gebrekkig inzicht in het mechanisme van de laag.

Voor de E_s laag kan alleen de kans worden voorspeld waarmee bepaalde frequenties zullen worden gereflecteerd.

5. *Frequentiekeuze op een radiotraject.*

In de verbinding tussen zender en ontvanger vormt de ionosfeer een schakel, die werkt als een in de loop van de dag

varierend bandfilter. De doorgelaten frequentieband wordt aan de bovenkant vrij scherp begrensd door de skip, aan de onderkant enigszins vaag door de absorptie. Het is een gelukkige omstandigheid dat er in de regel wel een opening overblijft. Alleen op ongunstige trajecten zit het filter gedurende een deel van de dag geheel dicht. De doorgelaten bandbreedte is echter in het algemeen toch wel zo smal, dat men zorgvuldig met de beschikbare frequenties moet manouvreren om er binnen te blijven. Voorspellingen van de bandgrenzen zouden waardeloos zijn als de onnauwkeurigheid voor beide grenzen groter zou zijn dan de bandbreedte. Afgezien van storingstoestanden, die afzonderlijk voorspeld moeten en gedeeltelijk ook kunnen worden, kan men voor de bovengrens in het algemeen een bruikbare nauwkeurigheid bereiken. De ondergrens is niet alleen minder scherp gedefinieerd, maar ook minder nauwkeurig te voorspellen. Men kiest daarom zijn frequentie liefst hoog binnen de band.

Bovengrens: OWF. Voor een gegeven traject bepaalt men met daarvoor geschikt gemaakte kaarten de grote cirkel door zenden en ontvangstation. De grootste afstand, die door één reflectie kan worden overbrugd, is ongeveer 4000 km voor de F laag en ongeveer 2000 km voor de E laag. Wordt het traject met één reflectie genomen, dan ligt het reflectiepunt op het midden. Voor dit punt wordt de MUF voor verschillende uren van de dag uit de voorspellingskaarten afgelezen. Omdat voor F_2 de MUF een strooiing om het maandgemiddelde heeft van ongeveer 15%, neemt men als OWF (optimum working frequency) voor F_2 reflecties 85% van de MUF . Voor E en F_1 is de strooiing zoveel kleiner, dat men de OWF gelijk stelt aan de MUF . Voor de E laag is de f° kleiner dan voor de F_2 laag. Maar ook de h_m is kleiner en daardoor de MUF factor M groter. Dit maakt dat na de 15% aftrek voor de F_2 MUF de OWF voor E reflectie soms groter wordt dan voor F_2 reflectie. De OWF voor F_1 reflectie komt in de regel niet boven de anderen uit en kan bovendien tegelijk met die voor E reflectie in rekening worden gebracht. Als uiteindelijke OWF neemt men tenslotte de grootste.

Voor trajecten met meervoudige reflecties zou het voor de hand liggen alle reflectiepunten op te zoeken en op de zojuist genoemde manier te behandelen. Van de OWF 's in de verschillende punten zou men tenslotte de laagste moeten kiezen. In de praktijk vereenvoudigt men de regels van dit „hemelbiljard” door alleen reflectie te beschouwen in twee sleutelpunten, die

op een halve maximale sprongafstand (2000 km voor F reflectie, 1000 km voor E reflectie) vanaf de zender en ontvanger liggen. Behalve eenvoudiger werkt dat beter. Als er tussen de beide sleutelpunten zwakkere reflectiepunten liggen, dan weet de radiogolf die blijkbaar op de een of andere manier te omzeilen. Alleen met zeer grote tussengebieden met onvoldoende reflectie (bijv. nachtgebieden) moet men nog wel rekening houden, maar die ziet men ook niet licht over het hoofd.

Ondergrens: LUHF. De *LUHF* (lowest usable high frequency; ook wel *ALF*, absorption limiting frequency) is de frequentie beneden welke de verhouding van signaal tot ruis onder het toelaatbare minimum komt. Deze toelaatbare verhouding hangt af van de aard van de signalen en de betreffende dienst (van handtelegrafie tot radioomroep). De ruis hangt voorzover hij van atmosferische oorsprong is (afgezien van plaatselijke onweersbuien) af van plaats en tijd en van de frequentie. Hoewel er kaarten van bestaan, is er van de verdeling nog maar weinig bekend. Pas in de laatste tijd worden er in enkele over de aarde verspreide stations regelmatig metingen verricht. De sterkte van het aankomende signaal hangt af van de uitgestraalde energie van de zendantenne en zijn richtingsverdeling, de verzwakking, die het signaal zonder absorptie al zou ondergaan door de geometrische uitbreiding, de verzwakking bij de reflecties tegen de grond en de absorptie in de ionosfeer. Verder hangen de sterkte van ontvangen signaal en ruis af van de richtingsgevoeligheid van de ontvangantenne en daardoor van de richting waaruit zij komen. De kwaliteit van de verbinding tussen twee plaatsen kan daardoor in twee richtingen heel verschillend zijn. De meeste van de genoemde factoren zijn slechts onvolledig bekend. Van alle is de absorptie het meest onderhevig aan variaties in de loop van de dag. Verder is ook de absorptie het sterkst afhankelijk van de frequentie. Het is vooral de toenemende absorptie waardoor bij afnemende frequentie het signaal in sterkte afneemt en tenslotte in de ruis verdrinkt. Doordat de absorptie grotendeels in de D laag geschiedt, volgt hij voornamelijk het gedrag van deze laag. 's Nachts is hij klein, overdag belangrijk met een maximum midden op de dag. Geregelde absorptiemetingen worden nog slechts op enkele plaatsen verricht. In het algemeen zijn de gegevens over de D laag nog pover.

Voor zover de *LUHF* in de praktijk van te voren wordt bepaald, gebeurt dit volgens uiteenlopende methoden, die alle

in principe onbevredigend zijn. De vorm van het dagelijks verloop is het gemakkelijkst te bepalen en komt dan ook vrij behoorlijk voor den dag. De absolute waarde is veel moeilijker te berekenen. Hij kan echter voor een gegeven verbinding ook experimenteel worden vastgelegd. Fig. 11 geeft een voorbeeld van een vooruit bepaalde band van doorgelate frequenties,

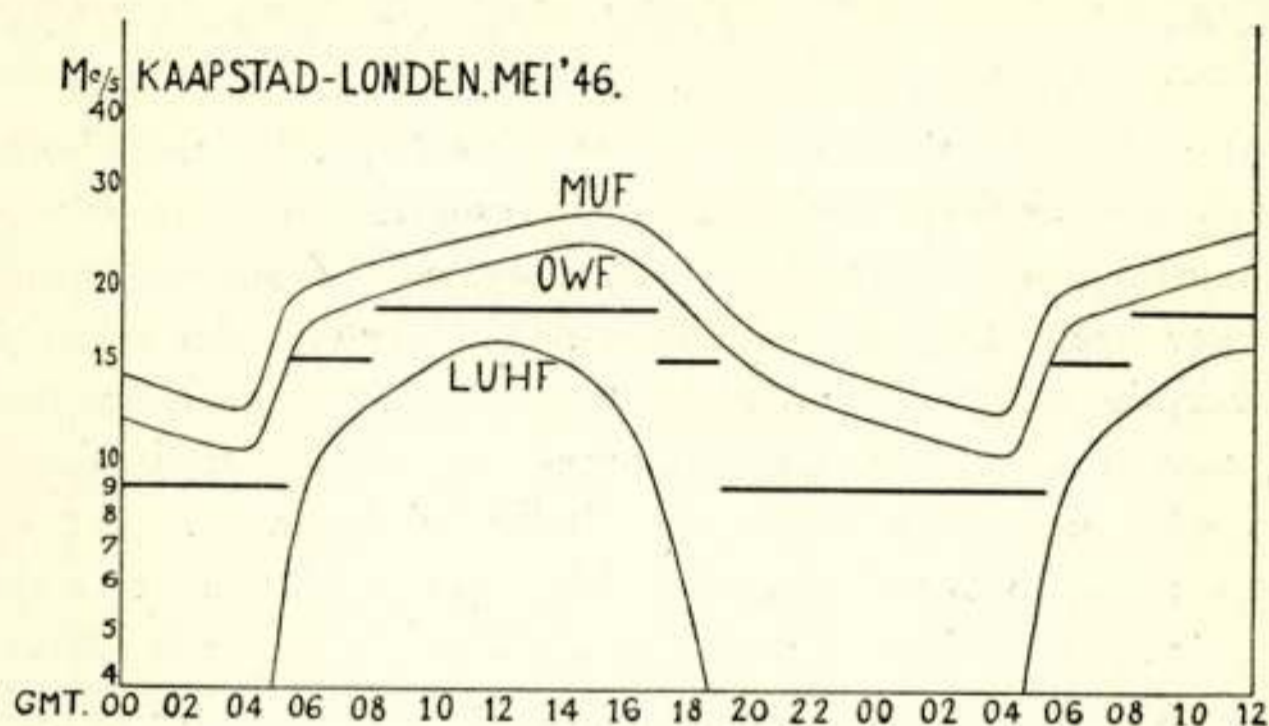


Fig. 11.

Doorlaatbare bandbreedte voorspeld op een radiotraject*)

waarin de voor de dienst beschikbare frequenties zijn ingevuld.

Het is duidelijk dat we hier een uiterst ruw schematisch beeld van de ionosfeer en van de golfvoortplanting hebben beschouwd. Zelfs bij een veel vollediger beeld blijven, afgezien nog van de storingen, die een apart onderwerp vormen, altijd talloze afwijkingen in de dagelijkse praktijk, die eigenlijk het begrip „normale ionosfeer” niet kent.

*) Naar K. W. Tremellen and J. W. Cox, J. I. E. E. 94, 485, 1947.

Discussie

Ir A. H. de Voogt: Is het gebied nabij $n = \pm \infty$ voor lichttrillingen nabij een resonantiefrequentie het gebied van anomale dispersie?

Dr Groenewold: Men spreekt van normale dispersie aan de langgolvige kant van een resonantielij, waar de brekingsindex groter is dan ver van de lijn en van anomale dispersie aan de kortgolvige kant, waar hij kleiner is dan verder weg. Daarbij moet men nog bedenken, dat onder invloed van de absorptie de lijn een eindige breedte krijgt en dat in dit gebied de sprong van $+\infty$ naar $-\infty$ wordt afgevlakt tot een geleidelijk verloop van een eindig maximum naar een eindig minimum. In het optische gebied liggen de invloedrijke resonantielijnen gewoonlijk in het ultraviolet, zodat men daar meestal normale dispersie heeft. Voor radiogolven in de ionosfeer speelt behoudens complicaties door de magnetische dubbelbreking de nulrequentie van de vrije electronen de rol van resonantiefrequentie. Men is daar gewoonlijk in het gebied van anomale dispersie met $n < 1$.

d. V.: In de algemene formule voor n komt steeds voor de ontbondene van het aardveld, transversaal en longitudinaal. Heeft men op het moment van terugkaatsing slechts te maken met het aardveld zelve en volgt dit uit de oplossing van de vergelijkingen?

G.: Neemt men als criterium voor de hoogte van terugkaatsing $n=0$ en lost men de daaruit voortkomende vergelijking voor N_e op, dan blijven de longitudinale en transversale componenten L en T van het aardveld H tenslotte alleen in de vorm $L^2 + T^2$, d.i. H^2 over. De richtingsafhankelijkheid valt zo op een weinig doorzichtige manier weg.*)

Ir B. van Dijl: Is bij de multipele reflecties, zoals deze bij lange-afstandsverbindingen voorkomen, de toestand van de aarde van geen belang?

G.: Aan dit punt is tot nu toe weinig aandacht besteed. Op moeilijkheden is gewezen door von Schmidt. Deze kwam door onderzoekingen over explosiegolven in aardlagen tot zijn zgn. Kopfwellen theorie, die hij door fraaie Schlierenopnamen in vloeistof- en gaslagen experimenteel bevestigde. Een bevredigende theoretische fundering is tot nu toe op wiskundige moeilijkheden gestrand. Volgens von Schmidt zou de Kopfwellen theorie ook van toepassing zijn op radiovoortplanting in de ionosfeer.

*) (Noot bij het verslag). Het wegvallen wordt doorzichtiger als men de afleiding van de uitdrukking voor n nagaat en reeds daarin de voorwaarde $n=0$ oplegt. De ontbinding van H in L en T hangt alleen af van de hoek, die H maakt met de voortplantingsrichting van de golf. Stellen we in (2) voor een verticale golf ($\alpha=0$) $n=0$, dan blijft $\varphi = \varphi_0 e^{2\pi i f t}$. De ruimtelijke periodiciteit is nu weggevallen en dit maakt dat de voortplantingsrichting geen rol meer kan spelen.

Hoewel de opvattingen van von Schmidt onaanvaardbaar zijn, geven zij aanleiding tot allerlei problemen. Onder de argumenten, die hij aanvoert tegen de meervoudige reflecties, hebben enkele betrekking op de reflecties tegen de aarde. Hij meent, dat er bij meervoudige reflecties een veel groter verschil zou moeten zijn tussen routes overland en overzee en dat in verschillende gevallen de stralengang door hoge gebergten geheel onderschept zou moeten worden. Verder beroept hij zich op de snel afnemende intensiteit van meervoudige reflecties bij verticale peilingen, waarbij hij echter voor lange-afstandsverbindingen het aantal sprongen abnormaal hoog veronderstelt.

Men moet intussen bedenken, dat in de meervoudige-sprongtheorie de stralen, die onder opstraalhoek 0 vertrekken, bij volgende sprongen steeds weer rakelings langs de aarde gaan. Waarbij men ook niet mag vergeten, dat het model niet al te letterlijk moet worden opgevat.

v. D.: Het lijkt mij toch niet wel mogelijk het bestaan van meervoudige reflecties te ontkennen. Wanneer men zeer korte impulsen uitzendt, ontvangt men op grote afstanden groepjes impulsen, waarbij elk groepje correspondeert met één uitgezonden impuls. Uit de tijdsafstand van de impulsen van elke groep kan men de hoogte van de terugkaatsende laag en het aantal „hops” berekenen.

G.: Dat is van veel belang. Mij waren alleen de metingen van Hess, een leerling van von Schmidt, bekend, die geheel andere resultaten gaven. Hij verrichtte tijdmetingen aan korte signalen, die in de ene of andere richting verschillende malen om de aarde waren gegaan, waarbij hij op een zeer grote nauwkeurigheid zegt te kunnen bogen. Hij vindt, dat de omloopstijd om de aarde onder alle omstandigheden dezelfde is en dat het signaal na meerdere omlopen niet vager, maar zelfs scherper wordt. Ook zonder zijn onaanvaardbare interpretatie ten gunste van de Kopfwellen theorie lijkt het moeilijk deze resultaten, indien de metingen betrouwbaar zijn, in overeenstemming te brengen met de gangbare opvattingen over de ionosfeer.

Octrooien

Openbaar gemaakt 15 Mei 1948.

O.A. 103688, kl. 21a⁴48bl. N.V. Philips, schakeling voor het compenseren van het antenne-effect bij gerichte antennes, waarbij de faze van het compensatie-signaal ingesteld wordt met behulp van de voorspanning aan het tweede stuurrooster van een meerroosterbuis. Hierdoor kan de compensatie op afstand worden ingesteld.

O.A. 104582, kl. 95a2a. N.V. Philips. Inrichting voor het opwekken van hoogfrequente trillingen, in het bijzonder voor medische doeleinden, bevattende een balansschakeling van buizen, welke met wisselstroom op de anoden gevoed worden en waarbij telkens van de buis, waarvoor de anodespanning gedurende een halve periode negatief is, de roosterstroom gedurende die halve periode onderdrukt wordt.

O.A. 98677, kl. 95a4bl. N.V. Philips. Schakeling voor het in frequentie verdubbelen, met een zodanig gedimensioneerde brugschakeling, dat de spanning met dubbele frequentie niet terugwerkt op de keten van de te verdubbelen frequentie.

O.A. 95692, kl. 95a5. Radio Corporation. Buisgeneratorschakeling met roostercondensator en lekweerstand met een hulpbuis, die veranderingen van de ingangsbuiscapaciteit bij wisselende anodevoedingsspanning, compenseert.

Openbaar gemaakt 15 Juni 1948.

O.A. 104897, kl. 21a⁴71b. N.V. Philips. Buisvoltmeter met inrichting om beschadiging van de kathode van de buis bij het meten van hoge wisselspanningen te voorkomen.

O.A. 93492, kl. 95c2. Bell Telephone. Ontvanger voor F.M. met middelen om de invloed van stoorgemis te verminderen.

O.A. 103070. kl. 95a2b6. Radio Corporation. Kathodestraalbuis voor frequentievermenigvuldiging met uitgangselectroden, die de rand vormen van een spleet in een trilholte.

O.A. 90893, kl. 95b25b2. Marconi. Telegrafiezender met een in ballast werkende buis, waarbij een hulpbuis van gering vermogen gebruikt wordt ter besturing.

O.A. 17Weert kl. 95g3. N.V. Philips. Schakeling voor het overdragen van ultrahoogfrequente trillingen met een Lechersysteem als impedantie-transformator.

O.A. 105339, kl. 95h2b. N.V. Philips. Electriche trilholte met maatregelen om een temperatuurafhankelijke eigen-frequentie te bereiken.

O.A. 117393, kl. 21a⁴73a. Comp. Générale de T.S.F. Werkwijze voor het vervaardigen van een filter in een diëlectrische geleider.

He.

Boekbespreking

Radiotechnische vraagstukken, bestemd voor hen, die zich voorbereiden voor het examen Radiomonteur, Radiotechnicus en Radiotelegrafist, verzameld en samengesteld door Rens en Rens.

Prijs f 3.65. — AE. E. Kluwer, Deventer, 1948.

De vraagstukken van de schriftelijke radio-examens van de laatste 20 jaar zijn in deze verzameling, voor zover doenlijk systematisch gerangschikt, bijeen gebracht. De samenstellers hebben hiermee aan hen, die voor een radio-examen studeren, een grote dienst bewezen. Wanneer alle examencandidaten op deze vraagstukken hun krachten zouden beproeven en zich niet aan het examen zouden onderwerpen, voor zij deze goed konden oplossen, zou het resultaat der schriftelijke examens niet zo bedroevend zijn als gewoonlijk het geval is. Daarom: aan alle kandidaten en opleiders ten zeerste aanbevolen.

W.

J. Corver. *Het Superheterodyne boek*. 2e druk, 227 bladz. 122 fig. Uitgeverij Paul Brand, Bussum 1948. Prijs geb. f 5.25.

In dit boek worden verschillende delen van het moderne superheterodyne omroep-ontvangtoestel behandeld, zoals de frequentie transformatie, middenfrequent versterking, diode-detectie en de verdere perfectioneringen hiervan: éénknopsafstemming, automatische sterkteregeling, afstemindicatie, regelbare bandbreedte, drukknopafstemming enz.

Een aantal volledige bouwschema's van superheterodyne toestellen van verschillende typen, van een eenvoudige tweelamps super af tot de meer ingewikkelde H.R.O. ontvanger, wordt uitvoerig besproken. In de laatste hoofdstukken gaat de schrijver nog wat dieper in op enkele van de reeds genoemde onderdelen.

Het boek is geschreven voor die radioamateurs, welke reeds met de hoofdzaken van de radiotechniek op de hoogte zijn. Een wiskundige behandeling is vrijwel geheel vermeden. Waar nodig heeft de schrijver met enkele eenvoudige formules en voorbeelden zijn onderwerp nader toegelicht. Een monogram voor het berekenen van oscillator kringen is in de tekst opgenomen.

Het is jammer dat de schema's niet meer uniform zijn gehouden. In ieder schema treft men weer andere symbolen aan voor lampen, weerstanden, spoelen enz.

Op pag. 39 staat dat additieve menging in tegenstelling tot multiplicatieve menging op gelijkrichting berust. Dit lijkt ons minder juist uitgedrukt. In beide gevallen berust de menging op de niet lineariteit van de menglamp.

De uitvoering van het boek is behoorlijk.

M.

Ontvangen tijdschriften enz.

Journal of the Franklin Institute, April, Mei, Juni, Juli 1948.

Wireless Engineer, Juni, Juli 1948.

Proceedings Cambridge Phil. Society, 44 Part 3. Juli 1948.

Bulletin U.R.S.I. Mei 1948.

Ericsson Review, Nr 1, 1948.

Electrical Communication. 25, Nr 1, Maart 1948.

Transactions of Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden. Afd.
Electrotechniek.

Nr. 67 *The experimental Development of traveling-wave Tubes*, by J. Sigvard
A. Tomner.

Nr. 68 *Pulser and Water load for high Power Magnetrons* by S. Ingvar
Svensson.

Nr. 70 *On the radiation of Sound into a circular Tube*, by Uno Ingard.

Nr. 71 *Study of impressive Wave formation in the Atmosphere*, by Dietrich
Stranz.

Nr. 72 *Ozonradiosonde*, by Dietrich Stranz.

P.T.T.-bedrijf. Jg 1, Nr 4.

Radio Revue, Juli-Augustus 1948.

De Ingenieur, Jrg. 60, Nrs 20-31.

Radio Expres, Jrg. 25, Nrs 9-13.