## KONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT

MEDEDELINGEN EN VERHANDELINGEN

59

# TIEN WETENSCHAPPELIJKE BIJDRAGEN

Uitgegeven bij het Honderdjarig bestaan van het KNMI

TEN RESEARCH PAPERS ISSUED AT THE CENTENARY OF THE ROYAL NETHERLANDS METEOROLOGICAL INSTITUTE

With english summaries

STAATSDRUKKERIJ- EN UITGEVERIJBEDRIJF / 'S-GRAVENHAGE 1954



## TIEN WETENSCHAPPELIJKE BIJDRAGEN

w network with a second process of the second second

STADDOLS, DAPAT TRADUCTS .

TEN WEITERSTEIN NEER.

Bijdragen van:

H. J. A. VESSEUR / H. P. BERLAGE / H. C. BIJVOET / W. VAN DER BIJL

C. LEVERT / S. W. VISSER

R. DORRESTEIN / G. VERPLOEGH / J. G. J. SCHOLTE

J. VELDKAMP EN J. G. J. SCHOLTE

## KONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT MEDEDELINGEN EN VERHANDELINGEN

59

## TIEN WETENSCHAPPELIJKE BIJDRAGEN

Uitgegeven bij het Honderdjarig bestaan van het KNMI

TEN RESEARCH PAPERS ISSUED AT THE CENTENARY OF THE ROYAL NETHERLANDS METEOROLOGICAL INSTITUTE

With english summaries

STAATSDRUKKERIJ- EN UITGEVERIJBEDRIJF / 'S-GRAVENHAGE 1954

#### 全部合于全体。在1977年9月2日。19月1日至19月1日至年代起来的人工作者。1月1日的有效有日间。

· 我是我说,曾听她上午了一下了话,所以他们们已经回问。

87.

a set and the second second reaction of the second s

and the second second

inter a domand don transmort

a denoted and the data

Les margas essiste

#### VOORWOORD

De hierbij gepubliceerde verhandelingen, bijdragen tot het eeuwfeest van het KNMI, werden reeds opgenomen in het gedenkboek 1854-1954.

Teneinde een ruimere verspreiding in het buitenland te bevorderen, werden in de huidige vorm uitvoerige samenvattingen in de engelse taal toegevoegd.

#### PREFACE

The ten research papers combined in this number of the series 'Mededelingen en Verhandelingen' have been inserted in the memorial volume issued at the centenary of the Royal Netherlands Meteorological Institute, 1854-1954. Foreign readers will find attached elaborate summaries in the english language.

> De Hoofddirecteur Ir C. J. WARNERS

#### (1)10(1)10(1)7

(De Inserié es du Theomin's entradomégica de Laureau est fair es qu'étres a la ANAIL, secolor, seguin-apparente de la celeschieu stat-series

. description of the result of the property of the second seco

#### 11011181

3.9 a 2.0 is a row require option of the dimensionless in the series of a held inner at "Verbackinger" (row here in a grad in diffusion of a solution itsuit, at the dimension of a first series in the target of a grad (row are series) (a). It is to reach a the other of a solution itsuit dimension in the reaction of the field arts of a grad (basic product dimension in the reaction of the field arts of a solution itsuit dimin the reaction of the field of a solution.

## INHOUD

## UIT DE EERSTE AFDELING

2 <sup>1</sup> 1.	H. J. A. VESSEUR. Twee verbeteringen in de registratie van windsnelheden met electrische hulpmiddelen	271 443
	UIT DE TWEEDE AFDELING	
2.	H. P. BERLAGE. Een elementair beeld van de algemene lucht- circulatie afgeleid uit haar grensvoorwaarden	282 445
3.	H. C. BIJVOET. Enige beschouwingen over het verband tussen de luchtdrukverdeling in de bovenlucht en de luchtdrukver- anderingen aan het aardoppervlak	299 447
	UIT DE DERDE AFDELING	
4.	W. VAN DER BIJL. Gemiddelden, standaard-deviaties en onder- linge correlatie-coëfficiënten van de maandelijkse temperaturen te De Bilt.	320
	Summary: Averages, standard deviations and internal correl- ations of the monthly temperatures at De Bilt	449
5.	C. LEVERT. Herhalings- en afwezigheidstijden van zeer grote waarden van klimatologische elementen (zeldzame verschijn-	
		353
	Summary: Return periods and periods of absence of rare events	451
6.	S. W. VISSER. De periode van 27 dagen	365
	Summary: The 27-day period	453

#### UIT DE VIERDE AFDELING

7.	R. DORRESTEIN. Een registrerende electrische zoutgehalte- en				
	temperatuurmeter voor gebruik op zee	387			
	Summary: An electrical recorder of salinity and water tempera-				
	ture for use at sea	456			
8. G. VERPLOEGH. Een merkwaardige gemiddelde luchtdrukve					
	deling voor de kust van Somaliland	403			
	Summary: A remarkable mean pressure distribution off the				
	Somali coast	457			
	UIT DE VIJFDE AFDELING				
9.	J. G. J. SCHOLTE. Microseismen	419			
	Summary: Microseisms	460			
10.	J. VELDKAMP en J. G. J. SCHOLTE. Magnetische dubbele breking				
	in de ionosfeer	430			
	Summary: Double magnetic refraction in the ionosphere	462			

## EERSTE AFDELING

#### H. J. A. VESSEUR

## TWEE VERBETERINGEN IN DE REGISTRATIE VAN WINDSNELHEDEN MET ELECTRISCHE HULPMIDDELEN

ABSTRACT: In the first part of this article a method is given to record the wind velocity, given by a Dines pressure tube anemometer, at a large distance. This is done by means of a servo-mechanism and electronic amplifier. The original pressure tube anemometer is placed as near as possible to the windvane, so the possibility of recording short gusts is fully utilised, without disturbance by long connecting tubes.

In the second part an electric circuit is given for direct indication or recording of wind velocity given by a contact-anemometer.

The time constant of this circuit can be made as large as 1000 seconds or even larger. So an immediate indication of the mean wind-velocity in the previous ten minutes is given.

#### I. OVERBRENGING VAN DE AANWIJZINGEN VAN EEN DINES-WINDSNELHEIDSMETER OVER GROTE AFSTANDEN

Bij de Dines-windsnelheidsmeter worden de stuw- en zuigdruk van de wind via een buizenstelsel overgebracht op de lucht onder en boven een drijvende vlotter. De vlotter is slechts in verticale richting beweeglijk, en wordt door de stuw- en zuigdruk omhoog gebracht. De stand van de vlotter wordt op een uurwerktrommel geregistreerd. Dikwijls is het nodig, dat de registreerapparatuur en daarmee het vat met de drijvende vlotter, op grote afstand van de windvaan, waarin de stuw- en zuigdruk worden opgewekt, is geplaatst. De stuw- en zuigdrukleidingen krijgen dan een aanzienlijke lengte. Dit heeft het nadeel, dat snelle drukveranderingen, veroorzaakt door korte windstoten, worden afgevlakt. De windsnelheidsmeter verliest dan zijn vermogen om korte stoten te registreerapparatuur niet altijd gemakkelijk uit te voeren.

Bij het overbrengen van de windrichting, d.w.z. de stand van de windvaan, kan men eenvoudig gebruik maken van een electrische as, waarvan de gever direct onder de vaan wordt gemonteerd en een of meerdere indicatoren op willekeurige plaatsen kunnen worden aangebracht. Deze behoeven dan slechts door electrische leidingen met de gever onder de vaan verbonden te worden.

Men kan ook de windsnelheid, d.w.z. de stand van de vlotter, met een electrische as op afstand overbrengen. Daartoe wordt aan de vlotterpen een tandheugel gemaakt, die in een rondsel op de as van de gever grijpt. De verticale beweging van de vlotter geeft dan een rotatie van het anker van de gever. Bij de indicator kan men op dezelfde wijze de rotatie weer omzetten in een verticale beweging van de registreerpen. Tegen dit systeem zijn echter bezwaren:

1. De bewegende vlotter moet nu de arbeid leveren, nodig voor het draaien van de gever en de indicator van de electrische as, de beide tandheugels en rondsels en de verplaatsing van de registreerpen over de trommel. Immers, bij een electrische as moet op de gever ook de kracht nodig voor het draaien van de indicator worden geleverd. Daar de vlotter zelf zo licht beweeglijk is gehouden als technisch uitvoerbaar is, is deze ver-



2. De traagheidsmomenten van de gever en indicator van dit systeem vergroten de traagheid van de bewegende vlotter in belangrijke mate, terwijl men juist een vergroting van de traagheid wil voorkomen.

Om het eerste nadeel te vermijden moet de oplossing gezocht worden in een servo-mechanisme, waarbij de registrerende pen bewogen wordt door een servomotor en daartoe geen arbeid van de bewegende vlotter wordt gevraagd. Om het tweede bezwaar te vermijden moet voor het te gebruiken servo-mechanisme een gever worden gekozen, die het gewicht van de vlotter en de daarmee bewegende delen niet verhoogt.

Door gebruik te maken van de differentiaaltransformator wordt een oplossing verkregen, die hieraan uitstekend voldoet. Op de vlotterpen, in het verlengde

272

vlotterpen

fig. 1

mu metaal

ervan, wordt een balkje, uit twee strippen mu-metaal vervaardigd, aangebracht (zie fig. 1). Dit balkje beweegt nu met de vlotter mee op en neer. Het gewicht ervan kan gemakkelijk worden gecompenseerd door aan de onderzijde van de vlotter wat materiaal weg te nemen. Dit materiaal kan worden weggenomen van een plaats die bij elke stand van de vlotter onder water is, zodat de lineaire windsnelheidsschaal niet wordt beïnvloed. Om dit mu-metalen balkje heen is een spoelkoker geschoven, die aan het vat is bevestigd. Het balkje beweegt geheel vrij in de opening van de spoelkoker. Op de spoelkoker zijn drie wikkelingen van geëmailleerd koperdraad aangebracht (zie fig. 2). De middelste wikkeling wordt aangesloten op 50 V wisselspanning, afkomstig van een transformator.



De mu-metalen balk wordt nu door het magnetische wisselveld gemagnetiseerd en induceert spanningen in de

bovenste en onderste wikkelingen. Staat de mu-metalen balk juist in het midden, dan zijn de in de bovenste en onderste wikkeling geïnduceerde spanningen gelijk. Staat hij onder het midden, dan is de in de onderste wikkeling geïnduceerde spanning het grootst. De bovenste en onderste wikkeling worden nu tegen elkaar in, in serie geschakeld, zodat bij stand van de mu-metalen kern in het midden, de spanningen elkaar juist opheffen. Verplaatst de kern zich, dan is de uitgangsspanning vrijwel evenredig met de verplaatsing van de kern uit het midden. De fase van de uitgangsspanning is bij standen van de kern boven het midden tegengesteld aan die bij standen onder het midden.

Bij het registreermechanisme gebruikt men eenzelfde spoellichaam met mu-metalen kern en drie wikkelingen. De kern wordt daar echter verticaal bewogen door een servo-motor, via een tandheugel en rondsel. De stand van de kern wordt door een pen op een uurwerktrommel geregistreerd. De schakeling van het geheel is in figuur 3 getekend. De middenwikkelingen van beide spoelen zijn parallel geschakeld op 50 V wisselspanning. Van elke spoel zijn de beide andere wikkelingen, tegen elkaar in, in serie geschakeld en deze beide groepen zijn weer onderling, tegen elkaar in, in

serie geschakeld. De beide overblijvende klemmen a en b zijn aan de ingang van een versterker aangesloten. Wanneer nu beide mu-metalen kernen op dezelfde hoogte in de beide spoelen staan, heerst tussen a en b geen spanning. Dit geldt voor elke plaats in de spoelen. Staat in de linker spoel de kern iets hoger dan in de rechter, dan ontstaat een kleine spanning aan de ingang van de versterker.



Aan de uitgang van de versterker is een van de wikkelingen van de twee-fasen inductiemotor M gelegd. De andere wikkeling van deze motor ligt aan 120 V wisselspanning, door dezelfde transformator geleverd, die de middenwikkelingen van de spoelen bekrachtigt. De motor gaat eerst dan draaien als beide wikkelingen zijn bekrachtigd en wel met 2 wisselspanningen van dezelfde frequentie, maar onderling 90° in fase verschoven. De door de versterker geleverde spanning is 90° verschoven t.o.v. de door de transformator geleverde spanning. Hiertoe is in de versterker een netwerk aangebracht, waarmee de fasedraaiïng regelbaar is en op de juiste waarde wordt ingesteld.

De op de transformator aangesloten wikkeling van de motor is steeds bekrachtigd. De op de versterker aangesloten wikkeling wordt eerst dan bekrachtigd als er enige spanning aan de uitgang van de versterker is, d.w.z. als de beide kernen in de spoelen niet op dezelfde plaats staan. De motor gaat dan draaien en, als de poling juist is, draait deze de kern in de

rechter spoel naar de juiste stand toe, nl. dezelfde stand als de kern in de linker spoel heeft. Bij een afwijking van de juiste stand in tegengestelde richting heeft de spanning aan de ingang van de versterker ook tegengestelde fase en dus ook de uitgangsspanning. De spanning op de motorwikkeling, die op de versterker is aangesloten, is dan wel 90° in fase verschoven t.o.v. die op de andere motorwikkeling, maar in tegengestelde richting. De motor draait dan ook in tegengestelde richting. Elke afwijking wordt dus door de servo-motor hersteld, en de kern in de rechter spoel volgt getrouw de bewegingen van die in de linker.

De spoelen geven ongeveer I V spanning per mm verschil in stand tussen de beide kernen af aan de ingang van de versterker. De gevoeligheid van de versterker is regelbaar. Een gevoeligheid, waarbij bij 0.2 V ingangsspanning voldoende uitgangsspanning geleverd wordt om de motor te doen draaien, voldoet het best. De afwijkingen blijven dan kleiner dan 0.2 mm. De nauwkeurigheid is dan ruim voldoende. Bij grotere gevoeligheid kan het gehele systeem onstabiel worden. De registratiepen blijft dan om de evenwichtsstand schommelen met een periode van ongeveer I seconde. De versterker bevat één trap spanningsversterking, een potentiometer om de gevoeligheid te regelen, een trap met regelbare fase-draaiïng en een eindtrap, die 4 Watt aan de motorwikkeling kan afgeven. De versterker bevat vier buizen, de gelijkrichterbuis voor de voeding inbegrepen.

Het gehele systeem is zo geconstrueerd, dat ook de oorspronkelijke Dines-windsnelheidsmeter, die zo dicht mogelijk bij de windvaan is geplaatst, een normale windsnelheidsregistratie geeft. Op willekeurige afstand kan dan door de servo-motor hiervan een copie getekend worden. Het op afstand verkregen diagram kan dus steeds met het originele vergeleken worden. De afwijkingen blijven steeds kleiner dan 0.5 m per sec. windsnelheid. Het stelsel is snel genoeg om ook de kortste stoten getrouw te volgen.

#### 2. WINDSNELHEIDSMETER MET GROTE TIJDCONSTANTE

In de synoptische meteorologie wordt bij de regelmatige waarnemingen ook het gemiddelde van de windsnelheid over de laatste 10 min. gegeven. De waarnemer kan dit gemiddelde schatten uit de registratie van de windsnelheid. Wanneer echter geen registrerende windsnelheidsmeter aanwezig is, is hij verplicht om gedurende 10 min. de windsnelheid te observeren.

Een windsnelheidsmeter met een tijdconstante van 10 min. geeft de vereiste waarde direct aan op het moment van de waarneming. Het hier beschreven instrument gaat uit van een rotatie-anemometer. De grote tijdconstante wordt verkregen met een electrische integrator. Het principe van dit instrument is als volgt:

Met een contact-anemometer kan men door middel van de schakeling uit fig. 4 rechtstreekse aanwijzing van de windsnelheid op een mA-meter



verkrijgen. Staat de omschakelaar S in ruststand (contact 1) dan ligt de condensator C<sub>1</sub> direct aan de batterij B en wordt dus tot de batterijspanning opgeladen. Wordt S omgelegd (contact 2) dan ontlaadt C<sub>1</sub> zich gedeeltelijk in C<sub>2</sub> en deze ontlaadt zich weer over de meter M en de weer-

stand  $R_2$ . S wordt door een relais bediend, dat bekrachtigd wordt als de anemometer een contact sluit. Als de tijdconstante  $C_2R_2$  groot is t.o.v. de tijdsduur tussen twee contacten, reageert de meter practisch niet op een enkele omschakeling, maar slechts op het aantal omschakelingen dat in een bepaalde tijd plaats vindt. De aanwijzing van de meter is dus afhankelijk van de windsnelheid. In de practijk kiest men de spanning van de batterij B veel groter dan de spanning die bij normaal bedrijf op  $C_2$  komt te staan. In dat geval wordt  $C_1$ , op een te verwaarlozen rest na, geheel ontladen in  $C_2$  en is, in de stationaire toestand, de stroomsterkte door M en  $R_2$  gelijk aan de lading die door het herhaalde laden en ontladen van  $C_1$  per seconde wordt overgebracht. Deze stroomsterkte is dan:

$$I = E \times N \times C_1$$

Waarin: I = stroomsterkte in A.

E = batterijspanning in V.

N = aantal omschakelingen per sec.

 $C_1 = capaciteit in F.$ 

Een practische uitvoering van deze schakeling is gegeven in fig. 5. De batterij is vervangen door een gelijkrichter met afvlakking en spanningstabilisatie. Deze schakeling geeft tussen de punten A en B 200 V=. De omschakelaar S wordt bedient door het relais R, dat door een aparte 4 V batterij via de contactanemometer wordt bekrachtigd. In de ruststand

ligt de condensator  $C_1$  aan de gestabiliseerde spanning van 200 V. Bij omschakeling ontlaadt  $C_1$  zich in  $C_2$ . Met  $C_1$  is een weerstand  $R_4$  van 1000 Ohm in serie geschakeld, om vonken op de relaiscontacten te voorkomen; de werking wordt er niet door beïnvloed.



 $C_2$  ontlaadt zich over  $R_2$  en de meter M in serie met  $R_5$  en parallel met  $R_6$ . De tijdconstante wordt in hoofdzaak door  $R_2$  en  $C_2$  bepaald.  $R_5$  en  $R_6$  geven de mogelijkheid om de stroom door de meter over een beperkt bereik te regelen en de gevoeligheid van het geheel nauwkeurig op de juiste waarde te brengen.

Deze schakeling is uitgevoerd met een registrerende mA-meter met volle uitslag bij 0.5 mA stroomsterkte.  $R_2$  was 10 kOhm. Bij volle uitslag is er dan 5 V spanning over  $C_2$ , d.w.z. slechts  $2\frac{1}{2}$ % van de laadspanning van  $C_1$ . De afwijking van de lineaire schaal is daardoor slechts zeer klein. Voor  $C_2$  werd de grootste waarde genomen, die practisch te verkrijgen was, nl. een electrolytische condensator van 1000 microF. De tijdconstante van het metercircuit is dan ongeveer 10 sec.

Deze tijdconstante gaf in combinatie met de gebruikte anemometer een uitstekend bruikbare indicatie voor windsnelheden groter dan 1.5 m/sec. Bij geringere snelheden gaat de meter zichtbaar op de afzonderlijke contacten reageren. De gebruikte anemometer geeft bij 1.5 m/sec windsnelheid één contact per 2 sec.

Een grotere tijdconstante is met de beschreven schakeling niet ge-

makkelijk te verkrijgen, zonder af te zien van de lineaire schaal of een zeer hoge laadspanning voor  $C_1$  te gebruiken. Om echter ook windsnelheden kleiner dan 1.5 m per sec. te meten en ook om de windsnelheid over langere tijd te middelen is echter nog een grotere tijdconstante nodig.

De integrator van MILLER biedt voor het verkrijgen van een grotere tijdconstante een goede oplossing. Deze integrator van MILLER is een electronische schakeling, waarvan het principe als volgt is:

Wordt tussen de anode en het rooster van een versterkerbuis in normale weerstandversterkerschakeling een capaciteit C geschakeld, dan gedraagt deze versterkerschakeling zich alsof er over de ingang een capaciteit



 $(n + 1) \times C$  is geschakeld, wanneer *n* de spanningsversterking van rooster naar anode voorstelt (zie fig. 6). De schijnbare ingangscapaciteit is in de figuur gestippeld aangegeven. De met een normale penthodebuis bereikbare versterking is zeker 100  $\times$ . De maximale rooster-lekweerstand is enkele megaOhm. Een tijdconstante van enige malen 1000 sec. is dus te bereiken.

De volgende schakeling geeft een toepassing van de integrator van MILLER. De condensator  $C_1$  wordt door een constante spanning, nl. die van de stabilisatorbuis 4687, geladen. Deze spanning is ongeveer 100 V.

 $R_3$  dient om vonken op de relaiscontacten te voorkomen. Bij omschakelen van S wordt  $C_1$  ontladen in de schijnbare ingangscapaciteit van de integratorbuis (type EF 6). De integratorbuis heeft constante schermroosterspanning verkregen vanaf dezelfde stabilisatorbuis (type 4687) en een constante positieve spanning op de kathode, verkregen vanaf de spanningsdeler  $R_5$ — $R_4$ , van ongeveer 3 V. De buis staat dan ingesteld op een geringe plaatstroom (ongeveer 1 mA). Bij herhaaldelijk omschakelen van S wordt het stuurrooster positief opgeladen en neemt de plaatstroom toe. De condensator  $C_2$ , tussen anode en stuurrooster geschakeld, is 4

microF. De schijnbare ingangscapaciteit is 500 à 600 microF, want de spanningsversterking van stuurrooster naar anode is 125 à 150.  $R_2$  is 2 megaOhm. De tijdconstante is dus ruim 1000 sec. De uitslag van de meter M is in windsnelheid te ijken. Het relais wordt met een 4 V batterij door de contactanemometer bediend.

De schakeling heeft in deze vorm echter nog enige nadelen:

- 1. Bij windsnelheid o voert de meter M toch al stroom, nl. de anodestroom van de buis. Het o-punt van de meter valt dus niet samen met het o-punt van de windsnelheidsschaal.
- 2. Veroudering van de buis doet de ijking verlopen. Ook verwisselen van buis maakt herijken noodzakelijk.
- 3. Netspanningsvariaties beïnvloeden de aanwijzing.

Het eerste nadeel is te ondervangen door de meter in een brugschakeling te zetten (zie fig. 8). In de ruststand is de meter dan met behulp van de



variabele weerstand  $R_8$  op o in te stellen. Een nadeel is nu dat  $R_7$  en  $R_8$  aan de anodeweerstand  $R_6$  parallel staan en de spanningsversterking dus daalt, en daarmede de tijdconstante. Een waarde van 200 kOhm voor  $R_6$ ,  $R_7$  en  $R_8$  geeft de beste resultaten bij een meter met 0.5 mA volle uitslag, de tijdconstante daalt dan ongeveer met een factor 2 t.o.v. die in de vorige schakeling.

Het tweede bezwaar is slechts op te heffen door voor de meting van de stuurroosterspanning van de integratorbuis, die immers een maat is voor de windsnelheid, een aparte buisvoltmeter te gebruiken die voldoende tegenkoppeling kan hebben en daardoor een ijking, die onafhankelijk is van veroudering van de buis en vervanging door een ander exemplaar. De onafhankelijkheid van netspanningsvariaties wordt verkregen door in de schakeling van fig. 8 de weerstand R<sub>8</sub> door eenzelfde buis als de integratorbuis te vervangen. De schakeling is dan symmetrisch.

Bij toepassing van al deze verbeteringen verkrijgen we dan de schakeling van fig. 9. Dit is tevens de volledige schakeling van het instrument met de voeding. De voeding bestaat uit een normaal gebruikelijke gelijkrichterschakeling, met afvlakfilter. Ongeveer 300 V bij 30 mA is nodig. In de — leiding achter het afvlakfilter is de wikkeling van het omschakelrelais opgenomen. De contactanemometer kan dan parallel over dit relais geschakeld worden en sluit dit dan telkens even kort, waarbij het relais dan afvalt en omschakelt. Er is dan geen aparte batterij voor het relais meer nodig. De gehele voeding is door  $R_4$  en de stabilisatorbuizen 150 CI en 4687 op 250 V gestabiliseerd. De laadspanning van C1 is van de aftakking tussen deze buizen afgenomen en is ongeveer 100 V. In de ruststand, d.w.z. het relais is bekrachtigd, ligt C1 dan parallel aan de stabilisatorbuis 4687. R3 dient om vonken op het relaiscontact te voorkomen en tevens te verhinderen, dat C1 zo snel laadt dat de stabilisatorbuis tijdelijk dooft, wat stoten op de voedingsspanning zou veroorzaken. Bij een waarde voor C1 van 0.02 microF wordt met de gebruikelijke contactanemometers een bereik van o tot 15 m per sec. windsnelheid verkregen. B<sub>1</sub> is de integratorbuis. C2 (4 microF) bepaalt met R2 (2 megaOhm) en de versterking van B1 de tijdconstante. Deze is ruim 1000 sec. Geheel symmetrisch met  $\rm B_1$  is  $\rm B_2$  geschakeld. C\_3 en R\_5 zijn gelijk aan C\_2 en R\_2; dit bleek noodzakelijk te zijn om de invloed van netspanningsvariaties te ontgaan. De schakeling van de schermroosters en de kathodes van B<sub>1</sub> en B<sub>2</sub> is juist als in de schakeling van fig. 7.

De buizen  $B_3$  en  $B_4$  vormen samen de buisvoltmeter, die het verschil in spanning tussen de stuurroosters van  $B_1$  en  $B_2$  meet. Voor  $B_3$  en  $B_4$ is een dubbeltriode type ECC40 gekozen. Door de grote kathodeweerstand van 1500 Ohm heeft deze voldoende tegenkoppeling om een reproduceerbare ijking mogelijk te maken.

De meter is voor 0.5 mA volle uitslag. Deze is tussen de beide anodes geschakeld en wordt met behulp van de potentiometer  $R_8$  (5 k Ohm) in de ruststand op o ingesteld. De instelling behoeft slechts éénmaal te geschieden. Het is beslist noodzakelijk gebleken de uitvoering geheel symmetrisch te houden. Alleen dan zijn verschuivingen van het o-punt op langere termijn en onrust in de aanwijzing door plotselinge netspanningsvariaties volledig te onderdrukken. De condensatoren  $C_2$  en  $C_3$  dienen van

zeer goede kwaliteit te zijn. Een geringe lekstroom van deze condensatoren geeft een voortdurende verschuiving van het o-punt. Om het o-punt te kunnen controleren is het aan te bevelen een dubbelpolige



schakelaar aan te brengen waarmede de stuurroosters van de buizen  $B_1$  en  $B_2$  tijdelijk aan aarde gelegd kunnen worden. Het meetbereik van het instrument is door wijziging van de waarde van  $C_1$  over een zeer groot gebied te variëren.

## TWEEDE AFDELING

#### H. P. BERLAGE

## EEN ELEMENTAIR BEELD DER ALGEMENE LUCHTCIRCULATIE AFGELEID UIT HAAR GRENSVOORWAARDEN

ABSTRACT: Is is shown that we can come very near to explaining the puzzling characteristic zonal partition of the planetary air circulation by simply applying general principles and introducing given boundary conditions. This study derived from an earlier one [5].

#### Wanneer

$\lambda = d$	le geografische lengte van een	a ==	de straal van de aardbol
lı	uchtdeeltje, positief gerekend	$\omega =$	de hoeksnelheid van de
n	naar het Oosten		aardbol
$\varphi = d$	le geografische breedte van een	<i>p</i> =	de druk van de lucht
h	uchtdeeltie	0 =	de dichtheid van de lucht

dan luiden de twee bewegingsvergelijkingen van de algemene luchtcirculatie in de noordzuid en oostwest richting, in poolcoördinaten [1]

$$a\cos\varphi \frac{d\dot{\lambda}}{dt} + 2(\dot{z}\cos\varphi - a\dot{\varphi}\sin\varphi)(\dot{\lambda} + \omega) + ka\dot{\lambda}\cos\varphi = -\frac{1}{\varrho a\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial\lambda} \qquad (1)$$
$$a\frac{d\dot{\varphi}}{dt} + 2\dot{z}\dot{\varphi} + a\dot{\lambda}(\dot{\lambda} + 2\omega)\cos\varphi\sin\varphi + ka\dot{\varphi} = -\frac{1}{\varrho a}\frac{\partial p}{\partial\lambda} \qquad (2)$$

Zij bevatten een term, waarin wordt verondersteld, dat elk luchtdeeltje bij horizontale verplaatsing een wrijvingsweerstand ondervindt, die evenredig is met de snelheid van beweging ten opzichte van de vaste aarde. De evenredigheidsfactor is k. De wrijvingsterm kan als volgt worden omschreven: uitwendige en inwendige wrijving onttrekken per tijdseenheid arbeidsvermogen van beweging aan de algemene luchtcirculatie in een mate, die evenredig is met deze energie, of

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{1}{2}kU \tag{3}$$

In deze zin worden ook de wervelbewegingen, die op de algemene luchtcirculatie gesuperponeerd voorkomen en turbulente wrijving verwekken, in het beeld betrokken. Zelfs is denkbaar, dat de wervels geen kinetische energie aan de gemiddelde luchtbeweging onttrekken, maar daaraan toevoegen. In dit laatste geval is k negatief. Het komt echter slechts bij storingen op grote schaal voor [2] en zal hier niet in aanmerking behoeven te worden gebracht.

Verder nemen we aan, dat

- (a) de oplossing van de bewegingsvergelijkingen beperkt zal worden tot lagen, waarin de beweging horizontaal verloopt ( $\dot{\chi} = 0$ ), verder 'vloeren' genaamd,
- (b) de algemene circulatie stationnair is  $(\partial/\partial t = 0)$  en dus ook de vraag naar de stabiliteit of instabiliteit daarvan buiten beschouwing blijft,
- (c) de veranderlijken constant zijn langs breedtecirkels ( $\partial/\partial \lambda = 0$ )
- (d) de dichtheid van de lucht in een horizontale laag onafhankelijk is van de geografische breedte  $(\partial \varrho / \partial \varphi = 0)$

Als gevolg der voorwaarden (b) en (c) is

$$\frac{d}{dt} = \dot{\varphi} \,\frac{\partial}{\partial \varphi} \tag{4}$$

en kunnen de bewegingsvergelijkingen (1) en (2) herleid worden tot

$$\dot{\varphi}\cos\varphi\frac{\partial\lambda}{\partial\varphi}-2\dot{\varphi}(\dot{\lambda}+\omega)\sin\varphi+k\dot{\lambda}\cos\varphi=0$$
 (5)

$$\dot{\varphi}\frac{\partial\dot{\varphi}}{\partial\varphi} + \dot{\lambda}(\dot{\lambda} + 2\omega)\sin\varphi\cos\varphi + k\dot{\varphi} = -\frac{1}{\varrho a^2}\frac{\partial p}{\partial\varphi}$$
(6)

De vergelijking (6) bepaalt de meridionale gradiënt van de luchtdruk  $\partial p/\partial \varphi$ wanneer  $\dot{\lambda}$  en  $\dot{\varphi}$  als functie van  $\dot{\varphi}$  bekend zijn. Voor de oplossing van (5) is het dus nodig te beschikken over een van (5) onafhankelijke vergelijking in de veranderlijken  $\dot{\lambda}$  en  $\dot{\varphi}$ . Teneinde deze logisch te ontwikkelen, schrijven we (5) in de vorticiteitsvorm

$$-\frac{\partial}{\partial\varphi}(\dot{\lambda}+\omega)\cos\varphi + (\dot{\lambda}+\omega)\sin\varphi = k\frac{\lambda\cos\varphi}{\dot{\varphi}}$$
(7)

Is  $\zeta$  de verticale component van de absolute vorticiteit, dan blijkt de volgende betrekking te gelden:

$$\zeta = k \frac{\dot{\lambda} \cos \varphi}{\dot{\varphi}} \tag{8}$$

Wij willen nu het beginsel aanvaarden, dat in de circulatie langs elk der vloeren  $\zeta$  in meridionale richting onveranderd wordt overgedragen. Dan is dus

 $\frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} = 0$ 

Verder mogen we aannemen, dat de dissipatie der kinetische energie van de algemene luchtcirculatie in de vrije atmosfeer hoofdzakelijk loopt over de grote wervels met verticale assen. Zoals bekend is, dissipeert de energie verder in de turbulentie van steeds kleinere wervels tot in de warmtebeweging der luchtmoleculen. Vanuit deze vorm wordt ze door de dampkring tenslotte weer in de wereldruimte uitgestraald.

Wanneer we nu in gedachten een plaatselijke depressie laten ontstaan, dan doorzien we ook een volgend verband. Hoe groter de verticale component der absolute vorticiteit, des te krachtiger de wervels in de algemene luchtcirculatie en des te sneller de dissipatie der energie, vooropgesteld, dat in de dampkring bewegingen relatief ten opzichte van de aardbol voorkomen en de dampkring niet met deze als een vast lichaam meeroteert, overeenkomstig de triviale oplossing,  $\dot{\lambda} = 0$  en  $\dot{\varphi} = 0$ , van (5).

We kunnen dus nooit ver mis zijn, als we veronderstellen, dat langs elk der vloeren evenredigheid tussen  $\zeta$  en k bestaat. Dan is dus

$$\frac{\zeta}{k} = \text{constant (over alle breedten)}$$
 (10)

en volgt uit (9)

$$\frac{\partial k}{\partial \varphi} = 0 \tag{II}$$

(9)

zodat langs elk der vloeren de wrijvingsfactor k eveneens onafhankelijk is van de geografische breedte. We merken op, dat in de bodemlaag der atmosfeer constante k reeds voor de hand ligt.

Is  $\varepsilon$  de hoek tussen de windrichting en de meridionaal gerichte drukgradiënt in de algemene luchtcirculatie, dan is

$$\tan \varepsilon = \frac{\zeta}{k} \tag{12}$$

en volgt uit het voorgaande, dat de hoek tussen windrichting en drukgradiënt langs elk der vloeren constant is.

Bovendien is volgens het continuïteitsbeginsel

$$\frac{\partial \dot{z}}{\partial z} + \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \varphi} - \dot{\varphi} \tan \varphi = 0$$
 (13)

waarmee (7) en (8) leiden tot

$$\frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = \frac{k}{\zeta} \left( \zeta - 2\omega \sin \varphi \right) \tag{14}$$

In gebieden, waar de luchtstroom geen horizontale vergentie vertoont, is

$$\frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = 0 \tag{15}$$

en dus

$$\xi = 2\omega \sin \varphi$$
 (16)

De tangens van de hoek  $\varepsilon$  tussen windrichting en drukgradiënt is daar dan  $\tan \varepsilon = 2\omega \sin \omega/k$  (17)

$$\tan \varepsilon = 2\omega \sin \varphi / k \tag{17}$$

Dit is de vergelijking van GULDBERG en MOHN, geldende voor horizontale bewegingen, die onderworpen zijn aan wrijving, bij evenwicht van krachten.

(7) en (8) leiden verder tot de oplossing der horizontale componenten van de snelheid van beweging, namelijk

$$\dot{\lambda}\cos\varphi = \frac{\zeta}{k}\dot{\varphi} = \frac{\alpha\omega - \zeta\sin\varphi - \omega\cos^2\varphi}{\cos\varphi}$$
(18)

waarin  $\alpha$  een door grensvoorwaarden te bepalen integratieconstante voorstelt.

Alvorens tot de bepaling van deze constante over te gaan, willen we eerst aantonen, op welk beginsel naar alle waarschijnlijkheid het bedrag berust, dat de vaste verhouding, die volgens (10) tussen  $\zeta$  en k langs elk der vloeren zou optreden, in een gegeven geval aanneemt.

We doen daartoe een beroep op het theorema van HELMHOLTZ en KORTEWEG, dat de dissipatie der kinetische energie van een onsamendrukbare vloeistof (hier een gas in een horizontale laag van constante dichtheid) bij stationnaire circulatie binnen een gegeven volume zich onderscheidt van de dissipatie bij elke daarvan afwijkende circulatie, die aan dezelfde grensvoorwaarden voldoet, door een minimumwaarde [3]. Het ligt voor de hand, dat het deze minimumeigenschap der stationnaire circulatie is, die de waarde der verhouding tussen  $\zeta$  en k langs elk der vloeren bepaalt.

Een dezer vloeren is het aardoppervlak en het is een grote steun voor onze elementaire theorie, dat de onafhankelijkheid langs het aardoppervlak van de verhouding  $\zeta : k$  en dus ook van de hoek tussen windrichting en

drukgradiënt van de geografische breedte volgens de ondervinding bevredigend wordt bevestigd. Wanneer we ons op het noordelijk halfrond oriënteren, treffen we bij HANN-SÜRING [4] de volgende gemiddelde waarden aan voor de hoek tussen windrichting en drukgradiënt:

#### In de tropische zone :

Noordoostpassaat Noord-Atlantische Oceaan (ten tijde der equinoxen)

Mrt Apr Sep Oct 70° 70° 59° 61° gem. 65° In de gematigde gewesten : Noord-Atlantische Oceaan gem. 80° West en Noord Europa 68° Centraal Europa 44°

De verhouding  $\zeta$ : k bedraagt dus in de bodemlaag blijkbaar ongeveer 2 ( $\varepsilon = 64^{\circ}$ ), dat wil zeggen ongeveer 1 boven land ( $\varepsilon = 45^{\circ}$ ) en ongeveer 3 boven zee ( $\varepsilon = 72^{\circ}$ ). Deze waarde is klein.

In de vrije atmosfeer, met haar zwakke dissipatie van energie, is de verhouding  $\zeta : k$  aanzienlijk veel groter en nadert  $\varepsilon$  de 90°. Daar waait de wind in eerste benadering langs de isobaren.

We hebben nu het punt bereikt, waarbij het noodzakelijk is geworden, bepaalde grensvoorwaarden in te voeren.

De atmosferische laag bij uitnemendheid waar  $\dot{z} = 0$  is, is de bodemlaag. De symmetrie der atmosferische circulatie over beide halfronden, waarvan wij uit willen gaan, vergt, dat de snelheid van beweging der lucht aan de evenaar nul is (intertropische convergentiezone). Aan de polen moet deze natuurlijk ook nul zijn. Derhalve is de rechterzijde van (18) gelijk nul zowel voor  $\varphi = 0^\circ$  als voor  $\varphi = 90^\circ$ .

Deze grensvoorwaarden dwingen de atmosfeer tot het aannemen van twee verschillende systemen van circulatie langs het aardoppervlak, namelijk

(1) een circulatie in de polaire gebieden met

$$\alpha = \frac{\zeta}{k}, \ \dot{\lambda}\cos\varphi = \frac{\zeta}{k}\dot{\varphi} = \frac{\zeta - \omega(1 + \sin\varphi)}{\cos\varphi}(1 - \sin\varphi) \tag{19}$$

(2) een circulatie in de equatoriale gebieden met

$$\alpha = 1, \dot{\lambda}\cos\varphi = \frac{\zeta}{k}\dot{\varphi} = (\omega\sin\varphi - \zeta)\tan\varphi$$
(20)

Beide circulaties zouden slechts conform zijn als  $\zeta = \omega$  was, waartoe echter, zoals we zien zullen, de omstandigheden niet leiden.

Uit (14) volgt

$$k - \frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = k \frac{2\omega \sin \varphi}{\zeta} \tag{21}$$

waardoor we de verhouding  $\zeta : \omega$  gebonden zien aan de verhouding  $k : \partial z/\partial z$ . Als deze betrekking fundamentele betekenis heeft, dan moet ze uitdrukking geven aan de transformatie van energie, waardoor de atmosferische circulatie onderhouden wordt.

De wrijving is een weerstandbiedende factor. Een stationnaire bewegingstoestand kan slechts bestaan als doorlopend energie aan de dampkring wordt toegevoerd. Dit is de energie der door de aardbol ontvangen zonnestraling. Ze wordt getransformeerd in arbeidsvermogen van beweging der atmosfeer, door de wrijving terug getransformeerd in warmte en weer uitgestraald in de wereldruimte.

De wrijvingsconstante k is althans nabij het aardoppervlak een positieve factor. Daar waar de lucht opstijgt, dat is bij een positieve waarde van  $\partial \dot{z}/\partial z$  zou de invloed van de wrijving worden overwonnen en dit is ook juist wat we volgens (21) zien gebeuren. In de continuïteitsvergelijking hebben we de waarde van  $\partial \dot{z}/\partial z$  niet op te vatten als een gevolg der overige waarden, maar als hun oorzaak.

Laat ons ter beschouwing van de gemiddelde toestand aannemen, dat de zon in de evenaar staat en tevens, voor de eenvoud, dat alle zonnestraling zonder absorptie door de dampkring in de aardbodem dringt, dat deze laatste overal gelijke temperatuur bezit en het verschil tussen ingestraalde en uitgestraalde energie de lucht tot stijgen dan wel tot dalen brengt, al naar gelang dit verschil positief of negatief is.

Men toont gemakkelijk aan, dat het genoemde verschil evenredig is met [5]

$$\cos \varphi - \frac{\pi}{4} \tag{22}$$

terwijl de snelheid der verticale luchtbeweging op een geringe hoogte z boven de aardbodem volgens (14) gelijk is aan

 $w = \chi k \left( 1 - 2 \frac{\omega}{\zeta} \sin \varphi \right) \tag{23}$ 

Waar de circulatie in elk punt tegenover wrijvingskrachten wordt gaande gehouden is w een goede maat voor de over de hoogte z op de atmosfeer verrichte arbeid, althans daar waar de atmosfeer slechts in verticale beweging is. De in acht te nemen grensvoorwaarden geven aanleiding te veronderstellen, dat aan de evenaar en aan de polen, waar de luchtbeweging strikt verticaal is, deze beweging niet dynamisch maar thermisch bepaald is. We stellen dus, voor  $\varphi = o^{\circ}$  en  $\varphi = 90^{\circ}$ , (22) en (23) evenredig aan elkaar. Dit levert ons de betrekking

$$\frac{1-\frac{\pi}{4}}{-\frac{\pi}{4}} = \frac{1}{1-2\frac{\omega}{\zeta}}$$
(24)
$$\zeta = 2\omega\left(1-\frac{\pi}{4}\right)$$
(25)

waaruit volgt

Met deze waarde voor de vorticiteit in de bodemlaag kunnen de circulaties (19) en (20) worden opgelost.

Typisch voor de equatoriale circulatie in de bodemlaag is, dat buiten de evenaar nog een tweede breedtecirkel is aan te wijzen, waarlangs de horizontale luchtbeweging nul wordt. Dit geschiedt bij

$$\sin \varphi = 2\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) = 0.429 \text{ of } \varphi = 25^{\circ}$$
 (26)

In de tropenzône is de wind oostelijk met een noordelijke component op het noordelijk halfrond en een zuidelijke component op het zuidelijk halfrond. Deze winden zijn de passaten.

Poolwaarts der stiltegordels treden we in de westenwindzônes met poolwaarts toenemende westenwind. Deze heeft een zuidelijke component op het noordelijk en een noordelijke component op het zuidelijke halfrond. Zou de equatoriale circulatie zich over de gehele aarde uitstrekken, dan

Zou de equatoriale circulate zien over de gin zou deze tot oneindige windsnelheden aan de polen leiden. Hier stelt de natuur echter een polaire anticyclonale luchtbeweging tegenover. Deze brengt oostelijke wind met zich mee, die equatorwaarts toeneemt in kracht, gepaard met een noordelijke component op het noordelijk halfrond.

Deze twee circulaties moeten met elkaar in conflict komen. Het front waarlangs dit conflict wordt uitgevochten, noemen we het *poolfront*. We

zoeken dit langs de parallelcirkel, waar de windkrachten der beide circulaties gelijk en tegengesteld gericht zijn. Dit is, volgens (19) en (20), daar waar

$$\zeta (1 - \sin \varphi) - \omega \cos^2 \varphi + (\omega - \zeta \sin \varphi) \sin \varphi = 0$$
(27)

Deze vierkantsvergelijking bezit slechts één positieve wortel, namelijk

$$\sin \varphi = 0.791 \text{ of } \varphi = 52^{\circ} \tag{28}$$

Het kan bezwaarlijk toevallig zijn, dat deze elementaire berekening zowel voor de paardebreedten als voor het poolfront de juiste gemiddeldewaarden levert. De bekende verdeling der algemene luchtcirculatie over drie gordels van specifiek karakter op elk halfrond vindt hierbij haar redelijke verklaring. Het is dus ook wel juist van 'planetaire' circulatie te spreken. Immers, daar de absolute intensiteit van de zonnestraling niet ter zake doet, moeten terrestrische planeten, dat zijn die met een dunne dampkring over een vaste oppervlakte, verwante circulaties vertonen.

Het is nu wel zeer merkwaardig, dat er een tweede niveau in de atmosfeer bestaat, waar wederom de betrekking z = 0 in eerste benadering geldt, namelijk een niveau om en nabij de tropopause. We zullen het later nauwkeuriger omschrijven en verklaren.

Terwijl langs de grond aan de polen en aan de evenaar de componenten der horizontale snelheid nul worden

$$\dot{\lambda}\cos\varphi = \frac{\zeta}{k}\dot{\varphi} = 0$$
 (29)

maar de meridionale gradiënten ervan een sprong vertonen, die op rekening van de wrijving langs de grond kan komen, is op het nu besproken niveau moeilijk anders te verwachten dan dat ook deze gradiënten aan de polen en aan de evenaar gelijk nul zijn. Deze voorwaarden leiden hier tot

$$\frac{\partial \dot{\lambda}}{\partial \varphi} \cos \varphi = \frac{\partial \dot{\lambda}}{\partial \varphi} = 0 \tag{30}$$

voor  $\varphi = 0^\circ$  en  $\varphi = 90^\circ$ .

Nu is 
$$\frac{\zeta}{k} \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \varphi} = \sin \varphi \left( \omega - \frac{\zeta}{1 + \sin \varphi} \right) - (\zeta - 2\omega \sin \varphi)$$
 (31)

in de polaire gebieden en

$$\frac{\zeta}{k}\frac{\partial\dot{\varphi}}{\partial\varphi} = \frac{\lambda}{k}\dot{\varphi}\tan\varphi - (\zeta - 2\omega\sin\varphi)$$
(32)

in de equatoriale gebieden. We kunnen dus op het nu beschouwde niveau eveneens twee circulaties van verschillende aard verwachten, namelijk (1) een circulatie in de polaire gebieden met

$$\zeta = 2\omega, \lambda \cos \varphi = \frac{\zeta}{k} \dot{\varphi} = \omega \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi} \cos \varphi$$
(33)

(2) een circulatie in de equatoriale gebieden met

$$\zeta = 0, \dot{\lambda} \cos \varphi = \frac{\zeta}{k} \dot{\varphi} = \omega \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi}$$
(34)

Dit is, zoals we zien, een der theoretische gevallen, die reeds door Rossøv werden onderscheiden [6]. De winden zijn overal westelijk met een van de equator naar de polen gerichte zwakke meridionale component. De beide circulaties grenzen logisch aan elkaar, daar waar ze gelijke en gelijkgerichte snelheid bezitten, dat is bij sin  $\varphi = \frac{1}{2}$ ,  $\varphi = 30^{\circ}$ . De snelheid heeft daar een topwaarde. Hier ligt de draad van de *straalstroom*. Men zou de opmerking kunnen maken, dat de straalstroom althans op het noordelijk halfrond, in de regel dichter bij de 45ste dan bij de 30ste breedtegraad wordt aangetroffen [7]. Op het zuidelijk halfrond stemt echter, voor zover we weten, de empirische gemiddelde breedte belangrijk beter met de theoretische overeen [8]. Bovendien wordt de actuele ligging van de straalstroom zonder twijfel door enkele nevenomstandigheden beheerst, die pas later ter sprake komen.

De tweevoudigheid der vorticiteit  $\zeta$  in de hogere luchtlagen doet het vermoeden rijzen, dat, omgekeerd als langs het grondvlak, hier de vorticiteit oorzaak is en het constant zijn van k over alle breedtes waarover  $\zeta$  constant is het gevolg.

Dit elementaire beeld laat ons zien, dat de lucht in de hogere lagen van de troposfeer doorlopend poolwaarts vloeit, een beweging die sluit met de opstijgende beweging van de lucht in de tropen en de dalende beweging boven de poolkappen. We merken op, dat daar waar de vorticiteit  $\zeta$  nul is ook de wrijving zou verdwijnen. Waar k nul is gaat (5) over in de vergelijking van het behoud van impulsmoment. Op dit niveau wordt dus het impulsmoment der circulerende lucht vanaf de evenaar tot in 30° zuideren noorderbreedte onveranderd overgedragen. Vanaf deze breedten grijpen een vorticiteit  $2\omega$  en een hoge waarde van k in om dit impulsmoment tot een waarde nul bij de polen terug te drukken.

We merken verder op, dat

$$\frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = \frac{2\omega k}{\zeta} \left(1 - \sin \varphi\right) \tag{35}$$

in de poolstreken en

$$= -\frac{2\omega k}{\xi} \sin \varphi \tag{36}$$

in de tropen, zodat

$$\frac{\partial \dot{\chi}}{\partial \chi} = \frac{\omega k}{\zeta} \tag{37}$$

aan de polaire kant en

$$= -\frac{\omega k}{\zeta} \tag{38}$$

aan de equatoriale kant van de straalstroom is.

Terwijl dus het poolfront aan de aardoppervlakte continuïteit vertoont in de verticale gradiënt van de verticale snelheid, maar gelijke en tegengesteld gerichte horizontale snelheden, is de straalstroom in de hogere troposfeer gekarakteriseerd door continuïteit in de horizontale snelheden, maar gelijke en tegengesteld gerichte verticale gradiënt der verticale snelheid. In beide gevallen moet een discontinuïteit worden opgelost, maar aan het poolfront is de discontinuïteit van de nulde orde, bij de straalstroom slechts van de eerste orde. Weliswaar ontmoeten we bij de straalstroom een sprong van o op  $2\pi$  in de verticale component der vorticiteit.

Uit (35) en (36) blijkt, dat  $\partial \dot{\chi} / \partial \chi = 0$  aan de polen en aan de evenaar. Dit betekent, dat de tweede vloer niet slechts ter hoogte van de draad van de straalstroom gedacht moet worden, maar tevens aan de polen en aan de evenaar zou moeten samenvallen met de hoogte, waarop niet alleen  $\dot{\chi} = 0$  is, maar waarop ook geen temperatuurverschillen tussen de polen en de evenaar bestaan, die verticale bewegingen teweeg brengen, zoals teweeggebracht worden door de verschillen in verwarming van het aardoppervlak.

Deze vloer ligt klaarblijkelijk op het isentropisch niveau van 345° potentiële temperatuur, dat we tussen 10 en 12 km hoogte aantreffen. Dit valt ten naastebij met het 250 mb-niveau samen en vindt, zo mag men aannemen, zijn oorsprong als volgt.

Op grond van (22) bestaat in de atmosfeer tussen cos  $\varphi = I$  en cos  $\varphi = \pi/4$ , dat is tussen  $\varphi = 0^{\circ}$  en  $\varphi = 38^{\circ}$ , een neiging tot verticale in-

stabiliteit, tussen  $\varphi = 38^{\circ}$  en  $\varphi = 90^{\circ}$  daarentegen een neiging tot verticale stabiliteit. De convectie werkt dan ook in de tropische gordel intensiever en tot grotere hoogte door dan boven de poolkappen. Derhalve is het temperatuurverval met de hoogte in de troposfeer boven de evenaar groter dan boven de polen. Hoewel de luchttemperatuur aan de grond op lagere breedte die op hogere breedte overtreft, naderen de luchtlagen tot gelijke temperatuur met stijgende hoogte. Wij mogen zeggen, dat een gemiddelde verticale beweging van eenduidige richting tot in het 250 mb-niveau heerst, een gemiddelde luchtstijging in de tropische gordel, een gemiddelde luchtdaling boven de poolkappen. De convectie werkt echter in het eerstgenoemde gebied tot boven het 250 mb-niveau door, in het laatstgenoemde gebied haalt daarentegen de convectie dit niveau niet. Daarom ligt de tropopause tussen 38° breedte en de evenaar boven het 250 mb-niveau tot



*a'* en *b'*, qualitatief geschetst reëel profiel op het 1000 mb en 250 mb niveau.

een maximale hoogte van 17 km, tussen 38° breedte en de polen er beneden tot een minimale hoogte van 7 km.

De zonale snelheidsprofielen voor bodem en toplaag zoals we deze nu vinden zijn samengevat in de tabel en voorgesteld door de lijnen a en bin de figuur. We zijn hiermee uitgelopen op een mathematisch makkelijk hanteerbaar model der atmosfeer in twee lagen, met het 500 mb-niveau als logisch scheidingsvlak tussen de beide lagen. Een meridionale sectie door de atmosfeer, voorgesteld in dezelfde figuur, laat zien welke meridionale circulatie tussen de twee vloeren zich bij de gegeven voorwaarden zou aanpassen.

Verder zij er nog het volgende aan opgemerkt. Integreren we het impulsmoment der bodemlaag met betrekking tot de roterende aarde, dan zullen we vinden, dat het nul is in eerste benadering. In de toplaag is daarentegen de stroom overal westelijk. Nu heeft JEFFREYS aangetoond [9], dat slechts de oppervlaktewrijving over de aardbodem deze westelijke circulatie onderhouden kan. Zou de wrijving langs de aardbodem per oppervlakte-eenheid eveneens recht evenredig met de snelheid van de lucht in de bodemlaag toenemen, dan zou er dus geen overdracht van impulsmoment van de aardbol op de atmosfeer plaats hebben. Wanneer daarentegen de kracht der oppervlaktewrijving met een hogere macht van de luchtsnelheid in de bodemlaag toeneemt, versnelt in het geschetste model der atmosfeer de overdracht van impulsmoment van de aardbol op de atmosfeer inderdaad de westelijke circulatie. Het is daarom van belang, dat de meer dan lineaire toename van de kracht der oppervlaktewrijving met de snelheid der luchtstroming een empirisch feit is.

Dat de snelheidsprofielen volgens de tabel en de figuur slechts betekenis hebben als tussentrap in onze beschouwing, blijkt echter onmiddellijk en wel het meest opvallend uit de onwerkelijke waarde, 217 m/sec, die de zonale snelheid in beide circulaties langs de grond aan het poolfront zou bereiken. De schering daarlangs valt buiten alle redelijke verhoudingen.

Er is dus tot hiertoe hoogstens sprake geweest van wat de virtuele algemene luchteireulatie genoemd zou kunnen worden. De reële luchteireulatie heeft zich moeten richten naar de nieuwe grensvoorwaarden, die ze zelf geschapen heeft. Door de aanwezigheid van het discontinuïteitsvlak in de atmosfeer, dat de aardbodem langs het poolfront snijdt, wordt de eireulatie

ingrijpend gewijzigd. Van welke aard deze wijziging is, laat zich het best in twee trappen benaderen, waarvan de eerste nog theoretisch, de laatste echter slechts empirisch is.

In een luchtstroom, die het poolfront dicht is genaderd geldt, wanneer de index p op poolfront duidt,

$$\zeta = 2\left(\dot{\lambda}_p + \omega\right)\sin\varphi_p - \left(\frac{\partial\dot{\lambda}}{\partial\varphi}\right)_p\cos\varphi_p \tag{39}$$

of, zoals de numerieke uitwerking leert, aan de equatoriale zijde

 $\zeta = 2.791 \,\omega - 2.362 \,\omega = 0.429 \,\omega \tag{40}$ en aan de polaire zijde

$$= 0.373 \,\omega + 0.056 \,\omega = 0.429 \,\omega \tag{41}$$

Langs het poolfront echter treedt in elk der stromingen de relatieve snelheid der beide luchtmassa's  $2 \dot{\lambda}$  in de plaats van de negatieve afgeleide van  $\dot{\lambda}$ in de eigen luchtmassa en vinden we een vorticiteit

$$\zeta_p = 2.791 \,\omega + 0.926 \,\omega = 3.717 \,\omega \tag{42}$$

aan de equatoriale zijde en een vorticiteit

$$\zeta_p = 0.373 \,\omega + 0.926 \,\omega = 1.299 \,\omega \tag{43}$$

aan de polaire zijde.

Wat als gevolg daarvan langs het poolfront gebeurt, mag voorlopig wel als volgt worden opgevat. Lucht wordt van beide zijden gemengd in een reeks wervels en de gemiddelde vorticiteit langs het poolfront bedraagt  $\frac{1}{2}$  (3.717 + 1.299)  $\omega = 2.508 \omega$ . Met de gedwongen sprong der vorticiteit van 0.429  $\omega$  op 2.508  $\omega$  langs het poolfront gaat volgens onze aanname een evenredige toename van de wrijving gepaard. Deze dwingt de snelheid der algemene luchtcirculatie tot belangrijk kleinere dan de 'virtuële' waarden. Daar bij gelijkblijvende energietoevoer in de stationnaire toestand het product van de wrijvingskracht en de snelheid van beweging relatief ten opzichte van het aardoppervlak mag worden verondersteld eveneens gelijk te blijven, is het redelijk aan te nemen, dat de snelheid der algemene luchtcirculatie bij het poolfront in de verhouding 0.429 : 2.508 = 0.171 gereduceerd wordt. Dit betekent een reductie van de zonale component ervan tot 0.171 × 217 = 37 m/sec, een weliswaar nog zeer hoge, maar niet meer onredelijke waarde.

Deze rem op de algemene luchtcirculatie kan niet beperkt blijven tot het scheidingsvlak tussen polaire en tropische circulatie, maar werkt van

gordel op gordel door de grondlaag heen tot in hoge en lage breedte terug. Een stellig ongeveer juiste en tevens zeer eenvoudige veronderstelling is, dat de koppeling der bewegingen van aaneensluitende luchtgordels zodanig sterk is, dat

$$\frac{\partial\lambda\cos\varphi}{\partial\varphi} = 0 \tag{44}$$

of, dat de snelheid der gemiddelde luchtbeweging constant is. Deze betrekking moet dan gelden beiderzijds vanaf het poolfront tot daar waar deze snelheid gelijk is aan de snelheid, volgens het virtuële profiel. Een gevolg zijn discontinuïteiten van de eerste orde in de snelheid der gemiddelde luchtbeweging bij 34° en 84° breedte. Tussen 52° breedte bij het poolfront en de genoemde parallelcirkels moet dan de absolute vorticiteit ten dele opgaan in de vorticiteit der grote turbulentie.

Onder handhaving van (9) komen we tot de uitdrukking

 $\zeta = \zeta_t - \zeta_s \tag{45}$ 

waarin  $\zeta_t$  de totale vorticiteit voorstelt en  $\zeta_s$  de vorticiteit, die inhaerent is aan de grote turbulentie, een grootheid door RAETHJEN 'stoorwervel' genoemd [10]. De fractie  $\zeta_s/\zeta_t$  moet van 34° breedte tot 52° breedte en van 84° breedte tot 52° breedte van o af oplopen tot 0.829. Zo ontstaat een frontale zône tussen 34° en 84° breedte. Het is merkwaardig daarbij naar voren te zien komen een indeling van de dampkring op elk halfrond in vier karakteristiek verschillende luchtmassa's, zoals deze reeds bij ondervinding was ontdekt. We willen deze luchtmassa's nu binnen hun elementair bepaalde grenzen identificeren.

Breedte		Luchtmassa			
° — 34°	52° — 84°	Equatoriaal	Polair		
$34^{\circ} - 52^{\circ}$	84° — 90°	Tropisch	Arctisch		

Misschien mag men wel zeggen, dat de poolfronten empirisch synoptisch ergens tussen de breedtegraden 34 en 84 zouden kunnen worden aangetroffen, minder belangrijke equatoriale en arctische fronten rondom de breedtegraden 34 en 84. Dit is wel ongeveer juist. De equatoriale en arctische lucht zouden in het algemeen niet turbulent zijn op grote schaal. Ook dit is juist.

Met de aldus uit grensvoorwaarden theoretisch bepaalde circulaties langs het aardoppervlak en in het 250 mb niveau kan men zich van de alge-

mene luchtcirculatie in de troposfeer een beeld vormen, dat als elementaire schets goed voldoet. De bijgaande figuur bevat ook de horizontale projectie van het zonale windprofiel in beide niveau's volgens de zo juist ontwikkelde benadering. Door interpolatie van de meridionale circulatie tussen het 1000 en 250 mb-niveau komen we zeer dicht bij wat een twee en een half dimensionaal model van de atmosfeer is gaan heten [11].

Door deze voorstelling worden we echter ook zeer duidelijk op de nog overblijvende onvolkomenheden ervan gewezen. De hiermee geschetste algemene circulatie is kennelijk alsnog een circulatie, zoals deze in de natuur misschien wordt nagestreefd maar niet verwezenlijkt. De passaten in de tropenzône zouden op 12° breedte een maximale zonale component van 23 m/sec bereiken. In de gematigde gewesten zou een zonale windkracht van 37 m/sec normaal zijn. De straalstroom op 30° breedte zou een topsnelheid van 134 m/sec bereiken. Deze enkele voorbeelden tonen reeds aan, dat de werkelijke snelheden der algemene circulatie niet meer dan een derde dezer theoretische waarden bereiken.

De oorzaak hiervan is zonder twijfel deze, dat langs het poolfront geen tegengestelde stromen stationnair blijven. Ook is tot dusver nog geen nota genomen van het feit, dat de poolfrontale zône een convergentie-zône is. Er ontstaan voortdurend cyclonen, waarin de tegengestelde bewegingen in de algemene circulatie niet slechts tot op een kleine fractie hunner virtuële waarden worden gereduceerd, maar tot een gemiddelde beweging nul worden tenietgedaan.

De remmende werking dezer cyclonen, die van de bodemlaag tot in de toplaag der troposfeer reiken, reduceert kennelijk de snelheden der beweging in de gehele atmosfeer nogmaals tot op gemiddeld een derde van de waarde, die we uiteindelijk gevonden hadden. De krachtigste remming van de bewegingen in het bovenste niveau heeft plaats boven het poolfront. Dit kan de verschijning verklaren van een secundair maximum in de snelheid der westenwinden in de bovenlucht op hogere breedte, hetwelk zo frequent wordt waargenomen, dat het zelfs merkbaar blijft in gemiddelde zonale windprofielen. In de figuur tonen a' en b' de, hoewel kwalitatief aangeduide, reële zonale windprofielen.

De meridionale sectie door de troposfeer laat bovendien zien, dat de lucht, die in de frontale zône gedwongen wordt op te stijgen, door haar
ophoping gemakkelijk de richting omkeert der meridionale beweging in de hogere lagen tussen de breedte waar de lucht opstijgt en de straalstroom, dat is van poolwaarts tot equatorwaarts. Deze gevarieerde beweging in de bovenlucht tussen  $52^{\circ}$  en  $30^{\circ}$  breedte zou de raadselachtige 'indirecte' circulatie in de cel der middelbare breedten kunnen sluiten. Tevens wordt er waarschijnlijk ook de sprong der vorticiteit bij de straalstroom door ondervangen en de vorticiteit tussen  $52^{\circ}$  en  $30^{\circ}$  breedte gelijkmatig van  $2\pi$  tot o opgeteerd.

Tenslotte mogen we hierin ook wel de oorzaak zoeken van de 'koppeling' die tussen het poolfront beneden en de straalstroom boven schijnt te bestaan en welke de ligging van deze laatste in sterke mate schijnt te beinvloeden.

De energie nodig voor deze partiële omkeer der algemene luchteireulatie kan gewonnen worden uit de potentiële energie, die aanwezig is bij de advectie van lucht van verschillende temperatuur op eenzelfde niveau en tevens uit de bij stijging van vochtige lucht vrijkomende condensatiewarmte. Toch wordt bij al deze verschijnselen de kinetische energie van de algemene circulatie uiteindelijk gedissipeerd.

Laat ons in dit verband terugkomen op (22), aangezien we blijkbaar deze vorm in twee delen gesplitst moeten denken,

$$\cos\varphi - \frac{\pi}{4} = \left(1 - \frac{\pi}{4} - \sin\varphi\right) + (\cos\varphi + \sin\varphi - 1) \tag{46}$$

Het eerste deel van de rechterzijde van (46) vertegenwoordigt dan het deel der stralingsenergie, dat voor de aandrijving der algemene luchtcirculatie voldoen zou, wanneer geen turbulentie ontstond. Het tweede deel betekent de aanwezigheid van een positief overschot ingestraalde energie tussen de polen en de evenaar, dat in nevenbewegingen der atmosfeer opgaat. Dat dit aandeel maximaal is op 45° breedte stemt met de genoemde uitwerking goed overeen.

Zodra we nog verder in de details der mechanica en thermodynamica van de bewogen atmosfeer treden, ontmoeten we onmiddellijk het vraagstuk van de stabiliteit en instabiliteit der bewegingen en de aan deze gekoppelde golven, een vraagstuk, dat we bij onze schets der algemene luchtcirculatie voorshands uitgeschakeld hebben.

De eenvoudigste beginselen hebben ons echter, naar het schijnt, toch

veroorloofd dichter te komen bij de verklaring van de merkwaardige zonale indeling der algemene luchtcirculatie, dan veelal voor mogelijk werd gehouden. Trouwens, een verwante maar iets ingewikkelder lijn loopt over een onderzoeking van ANGSTRÖM [12] naar onderzoekingen van ARAKAWA [13] en ISHIMARU [14].

De schrijver spreekt gaarne zijn dank uit aan Prof. Dr P. GROEN en H. A. QUARLES VAN UFFORD voor vruchtbare gedachtenwisseling op het terrein dezer studie.

#### LITERATUUR

- 1. EXNER, F. M. (1917) Dynamische Meteorologie p. 33.
- 2. HSIAO LAN KUO (1951) A note on the kinetic energy balance of the zonal wind system, Tellus 3, 205.
- 3. LORD RAYLEIGH (1893) On the flow of viscous fluids especially in two dimensions, Phil. Mag. 36, 354.
- 4. HANN-SÜRING (1940) Lehrbuch der Meteorologie, 5. Auflage p. 609 en 633.
- 5. BERLAGE, H. P. (1931) Zur theoretischen Begründung der Lage der Rossbreiten, Meteor. Zs. 48, 425.
- 6. Rossbr, C. G. (1947) On the distribution of angular velocity in gaseous envelopes under the influence of large scale horizontal mixing processes, Bull. Amer. Met. Soc. 28, 52.
- 7. HSIAO LAN KUO (1951) Dynamic aspects of the general circulation and the stability of zonal flow, Tellus 3, 268.
- 8. HUTCHINS, J. W. (1952) The winter jet stream in the southern hemisphere, Weather 7, 73.
- 9. JEFFREYS, H. (1926) On the dynamics of geostrophic winds, Q. J. Roy. Met. Soc. 52, 85.
- 10. RAETHJEN, P. (1951) Planetarischer Austausch der Vorticity und des Rotationsmoments, Arch. Met. Geoph. Biokl. 4, 41.
- 11. ELIASSEN, A. (1952) Simplified dynamic models of the atmosphere, designed for the purpose of numerical weather prediction, Tellus 4, 145.
- 12. ANGSTRÖM, A. (1926) Energiezufuhr und Temperatur auf verschiedenen Breiten, Gerl. Beitr. z. Geoph. 15, 1.
- 13. ARAKAWA, H. (1952) Zonal wind profile between the pole and the equator by a single expression, Arch. Met. Geoph. Biokl. 5, 129.
- 14. ISHIMARU, Y. (1952) The mechanism of the earth's atmosphere 3, Geoph. Mag. 23, 229.

#### H. C. BIJVOET

# ENIGE BESCHOUWINGEN OVER HET VERBAND TUSSEN DE LUCHTDRUKVERDELING IN DE BOVENLUCHT EN DE LUCHTDRUKVERANDERINGEN AAN HET AARDOPPERVLAK

ABSTRACT: The processes that cause pressure variations at ground level have been analysed in such a way that a connection could be obtained with the empirical methods used in drawing prebaratics in the weather service at De Bilt. Particular attention is given to the physical background of the empirical rules for the relation between the pressure variations at ground level and the pressure field in the upper air. In many cases it appears possible with the aid of the derived equations to bring order into the at first sight chaotic distribution of pressure tendencies on the surface weather map.

#### I. INLEIDING

De diverse methoden, volgens welke heden ten dage weersverwachtingen 24 tot 36 uur vooruit voor plaatsen of gebieden op gematigde breedten worden opgesteld, hebben bijna alle gemeen, dat men eerst tracht de veranderingen in de luchtdrukverdeling te bepalen om daaruit het toekomstige weer (bewolking, neerslag, vochtigheid en temperatuur) af te leiden. Deze werkwijze heeft er toe geleid, dat thans op de centrale weerdiensten als basis voor de weersverwachtingen een of meer malen daags kaarten worden getekend, die de luchtdrukverdeling in de toekomst weergeven zowel voor het aardoppervlak (z.g. prebaratics) als voor de bovenlucht (z.g. prontours).

De grondslagen waarop het vervaardigen van prebaratics en prontours berust, lopen nogal uiteen. Als uitersten zou men aan de ene kant kunnen noemen de methoden volgens welke prebaratics en prontours worden getekend door middel van 'freehand' extrapolatie van de beweging en de deformatie van daarvoor in aanmerking komende luchtdruksystemen. Hierbij spelen de ervaring en het persoonlijk inzicht van de meteoroloog, berustend op de kennis en het *onderkennen* van analoge situaties uit het

verleden een belangrijke rol. De kennis van de physische achtergrond van de atmosferische processen is dan van minder belang. Aan de andere kant zijn er de methoden (RICHARDSON, ROSSBY, CHARNEY-ELIASSEN) waarbij de toekomstige luchtdrukverdeling wordt verkregen door een numerieke uitwerking van wetten en betrekkingen, welke langs theoretische weg zijn afgeleid. De resultaten van deze objectieve methoden blijven tot nu toe achter bij de resultaten van de in hoofdzaak op ervaring berustende werkwijzen.

Sommigen schrijven de onbevredigende uitkomsten van de 'mathematische' methoden toe aan de onvoldoende nauwkeurigheid, waarmede de uitgangstoestand kan worden bepaald als gevolg van de onnauwkeurigheid en de geringe dichtheid van de aërologische waarnemingen. Anderen hebben in de laatste decennia gewezen op ontwikkelingen in de atmosfeer op verschillende schaal, welke de kenmerken vertonen van een verstoring van een 'labiele' toestand. GROEN [9] heeft er in dit verband de aandacht op gevestigd, dat er bij elke graad van gedetailleerdheid waarop de ontwikkelingen worden beschouwd een grens moet bestaan t.a.v. de voorspelbaarheid. Is deze grens op een bepaald gedetailleerdheidsniveau t.a.v. de ontwikkelingen bereikt, dan blijft er alleen nog een voorspellingsmogelijkheid van statistische aard over en daartoe behoren tot op zekere hoogte ook de verwachtingsmethoden, welke op ervaring berusten.

Er is dus alle reden om door verder onderzoek ook de 'klassieke' verwachtingsmethodiek te vervolmaken. Men kan daarbij verschillende wegen inslaan. Een daarvan is te trachten, binnen het gedetailleerdheidsniveau waarmede thans de toestand van de atmosfeer kan worden bepaald, de physische achtergrond van de optredende ontwikkelingen te kennen. Men heeft reeds veel bereikt wanneer deze kennis er toe kan leiden, dat in de praktijk van de weerdienst, de aan de gang zijnde ontwikkelingen in het drukveld kunnen worden geordend. Immers het is juist deze ordening, die de aanknopingspunten oplevert voor het tekenen van prebaratics en prontours.

Het doel van deze bijdrage is nu het mechanisme, dat aanleiding geeft tot luchtdrukveranderingen aan het aardoppervlak zodanig te ontleden, dat een aansluiting wordt verkregen op de in de weerdienst te De Bilt gevolgde werkwijze bij het vervaardigen van prebaratics. In het bijzonder

is getracht de physische achtergronden te onderkennen van de ervaringsregels met betrekking tot het verband tussen de luchtdrukverdeling in de bovenlucht en de luchtdrukveranderingen aan het aardoppervlak.

### 2. DE KEUZE VAN DE ONAFHANKELIJK VERANDERLIJKEN

De waarde van een meteorologische grootheid f is bepaald door: de geografische breedte;

- de geografische lengte;
- de hoogte boven zeeniveau;
- de tijd.

Deze functionele betrekking kunnen we symbolisch voorstellen door:

$(1)^{1}$
(2)

V. BJERKNES definiëerde:

$$b = \int_{p} \tilde{g} dz \tag{3}$$

Substitutie van (3) in (2) leidt dan tot:

$$=f(x,y,b,t) \tag{4}$$

In de theoretische meteorologie heeft het stelsel onafhankelijk veranderlijken x, y, b en t ruime toepassing gevonden.

Nu is verder p = p(x, y, z, t) en met (3) volgt daaruit:

$$p = p(x, y, b, t) \tag{5}$$

Uit (4) en (5) volgt dan:

f = f(x, y, p, t)

In deze functie is dus p één van de onafhankelijk veranderlijken; b moet nu als een afhankelijk veranderlijke worden opgevat. Het zijn vooral V. BJERKNES [1] en SCHERHAG [14] geweest, die de aandacht hebben gevestigd op het nut van het gebruik van x, y, p en t als onafhankelijk veranderlijken bij de aërologische analyse.

SUTCLIFFE en GODART [17] hebben de betrekking (6) in de theoretische meteorologie geïntroduceerd. Het blijkt, dat vele bekende vergelijkingen een eenvoudige vorm aannemen indien x, y, p en t als onafhankelijk ver-

<sup>1</sup> Voor de betekenis der gebruikte symbolen zie paragraaf 8, blz. 318.

301

(6)

anderlijken worden gekozen. Het biedt daarom zowel uit theoretisch als practisch oogpunt voordelen bij de navolgende beschouwingen consequent alle vergelijkingen te betrekken op het stelsel onafhankelijk veranderlijken : x, y, p en t.

#### 3. ALGEMENE THEORIE

Algemeen geldt:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{db}{dt} - v_x \frac{\partial b}{\partial x} - v_y \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{dp}{dt} \frac{\partial b}{\partial p}$$
(7)

Onderstelt men de verticale versnellingen in de atmosfeer verwaarloosbaar klein (een onderstelling, die men noodgedwongen ook moet invoeren om uit de registreringen van p en T door middel van radiosondes de hoogten van de drukvlakken te kunnen berekenen) dan is:  $\partial h/\partial p = -1/\varrho$ Uit de continuïteitsvergelijking volgt dan:

$$\frac{\partial}{\partial p}\frac{dp}{dt} = -\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y}\right) = -\operatorname{div}_p V \tag{8}$$

waarin met div<sub>p</sub> V de 'isobarische' divergentie wordt aangeduid. Uit (8) volgt:

$$\frac{dp}{dt} = -\int\limits_{0}^{\infty} \operatorname{div}_{p} V dp \tag{9}$$

Substitutie van (9) in (7) levert op:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{db}{dt} - v_x \frac{\partial b}{\partial x} - v_y \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{1}{\varrho} \int_{0}^{r} \operatorname{div}_p V dp \tag{10}$$

Is het aardoppervlak horizontaal, dan is aan de grond dh/dt = 0. Voor het aardoppervlak geldt dan de 'klassieke' vergelijking:

$$\left(\frac{\partial b}{\partial t}\right)_{ps} = -\left(v_x \frac{\partial b}{\partial x} + v_y \frac{\partial b}{\partial y}\right)_{ps} - \frac{1}{\varrho_{ps}} \int\limits_{0}^{ps} \operatorname{div}_p V dp \tag{II}$$

waarin *ps* de gronddruk voorstelt.

Over de ruimtelijke verdeling van de horizontale of isobarische stromingsvergentie zijn verscheidene publicaties verschenen. Fig. 1, die de gemiddelde verticale verdeling van  $\operatorname{div}_p V$  in depressies en hogedrukgebieden weergeeft, is overgenomen uit een bijdrage van FLEAGLE [8].

Deze figuur toont duidelijk, dat in een niet rustige atmosfeer op gematigde breedten gewoonlijk een krachtige vergentie in de onderste helft van de troposfeer bijna gecompenseerd wordt door een krachtige tegengestelde vergentie in de lagen daarboven. Het scheidingsvlak tussen de di- en convergentie ligt gemiddeld in de buurt van het 500 mb vlak. Uit de onderzoekingen van FLEAGLE en anderen blijkt voorts, dat in de meeste gevallen:

$$\int_{0}^{500 mb} \operatorname{div}_{p} \mathcal{V} dp = n \int_{500 mb}^{ps} \operatorname{div}_{p} \mathcal{V} dp = 5 \text{ tot 10 maal groter zijn dan } \int_{0}^{ps} \operatorname{div}_{p} \mathcal{V} dp$$

Dit betekent, dat de luchtdrukveranderingen aan de grond samenhangen met het kleine verschil tussen twee grote elkaar tegenwerkende storingen van dezelfde aard. Deze omstandigheid maakt het vrijwel onmogelijk om met behulp van de vergelijking (11) het mechanisme, dat oorzaak is van de luchtdrukveranderingen aan het aardoppervlak niet alleen quantitatief maar ook qualitatief te analyseren.

Voor (11) kunnen we echter ook schrijven:

$$\left(\frac{\partial b}{\partial t}\right)_{ps} = -\left(\nu_x \frac{\partial b}{\partial x} + \nu_y \frac{\partial b}{\partial y} + RT \operatorname{div}_p V\right)_{ps} + \frac{1}{\varrho_{ps}} \int_{0}^{\infty} p \frac{\partial}{\partial p} \operatorname{div}_p V dp \qquad (12)$$

Deze vorm opent betere perspectieven.

Fig. 2 en 3 tonen de gemiddelde ruimtelijke verdeling van de relatieve divergentie  $\partial/\partial p(\operatorname{div}_{p} V)$  en  $p.\partial/\partial p(\operatorname{div}_{p} V)$  in depressies en hogedrukgebieden (afgeleid uit fig. 1). Uit fig. 3 kan worden afgeleid, dat de termen

$$(RT\operatorname{div}_{p}V)_{ps}$$
 en  $\varrho_{ps}^{-1}\int_{o}^{ps} p \cdot \partial/\partial p(\operatorname{div}_{p}V) dp$ 

voorkomend in (12) eveneens van dezelfde orde van grootte zijn, maar deze elkaar bijna compenserende termen hebben niet dezelfde physische achtergrond.

 $(RT \operatorname{div}_p \mathcal{V})_{ps}$  en ook  $(v_x \cdot \partial b | \partial x)_{ps}$  en  $(v_y \cdot \partial b | \partial x)_{ps}$ 

worden in hoofdzaak bepaald door de wrijving aan het aardoppervlak. De term  $\varrho_{ps}^{-1} \int_{0}^{ps} p \cdot \partial/\partial p (\operatorname{div}_{p} V) dp$  daarentegen hangt, zoals in de volgende paragrafen zal blijken, o.a. samen met de differentiële verwarming en de luchtdrukverdeling in de bovenlucht.







fig. 2. Ruimtelijke verdeling van  $\partial/\partial p(\operatorname{div}_p V)$  in depressies en hogedrukgebieden (eenheid  $10^{-11} \text{ cm g}^{-1}\text{sec}$ )



fig. 3. Ruimtelijke verdeling van p.  $\partial/\partial p$  (div<sub>p</sub> V) in depressies en hogedrukgebieden (cenheid 10-6 sec-1)

### 4. DE RELATIEVE DIVERGENTIE: $\partial/\partial p$ (div<sub>p</sub> V)

De oplossing van de vereenvoudigde bewegingsvergelijkingen:

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial b}{\partial x} + lv_y$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{\partial b}{\partial y} - lv_x$$
(13)

kan volgens Hesselberg [10] en Philipps [13] worden benaderd door:

$$v_{x} = -\frac{1}{l}\frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{l^{2}}\frac{d}{dt}\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{l^{3}}\frac{d^{2}}{dt^{2}}\frac{\partial h}{\partial y} - \dots$$
$$v_{y} = -\frac{1}{l}\frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{l^{2}}\frac{d}{dt}\frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{l^{3}}\frac{d^{2}}{dt^{2}}\frac{\partial h}{\partial x} + \dots$$
(14)

Breekt men de reeksen na de tweede term af, hetgeen er op neerkomt, dat men  $dv_x/dt$  gelijk stelt aan  $-l^{-1}$ .  $d/dt (\partial b/\partial y)$  en  $dv_y/dt$  aan  $l^{-1}$ .  $d/dt (\partial b/\partial x)$ , dan levert dat verder uitgewerkt op:

$$v_{x} = -\frac{1}{l}\frac{\partial b}{\partial y} - \frac{1}{l^{2}}\left\{\frac{\partial^{2}b}{\partial x\partial t} + v_{x}\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + v_{y}\frac{\partial^{2}b}{\partial x\partial y} + \frac{dp}{dt}\frac{\partial^{2}b}{\partial x\partial p}\right\}$$
$$v_{y} = \frac{1}{l}\frac{\partial b}{\partial x} - \frac{1}{l^{2}}\left\{\frac{\partial^{2}b}{\partial y\partial t} + v_{x}\frac{\partial^{2}b}{\partial x\partial y} + v_{y}\frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}} + \frac{dp}{dt}\frac{\partial^{2}b}{\partial y\partial p}\right\}$$
(15)

Het gaat er nu om met behulp van (15) een handzame betrekking te vinden waarmee de horizontale windcomponenten kunnen worden benaderd, wanneer alleen het drukveld gegeven is en wel met een voor het beoogde doel voldoende nauwkeurigheid. Daartoe moet men zijn toevlucht nemen tot enkele kunstgrepen.

Allereerst vervangen we, in navolging van VAN MIEGHEM [12] en SCHMIDT [15],  $v_x$  en  $v_y$  in de *rechter*leden van de vergelijkingen (15) door de geostrofische windcomponenten  $v_{xg}$  en  $v_{yg}$  waarvoor per definitie geldt:

$$v_{xy} = -\frac{1}{l}\frac{\partial b}{\partial y}$$
 en  $v_{yy} = \frac{1}{l}\frac{\partial b}{\partial x}$ 

Voorts verwaarlozen we de termen  $\frac{1}{l^2} \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial p}$  en  $\frac{1}{l^2} \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 b}{\partial y \partial p}$ . Dit is zeker niet onder alle omstandigheden geoorloofd, maar uit de beschikbare gegevens bleek, dat in het algemeen de genoemde termen kleiner zijn dan de overige termen in (15).

Na deze manipulaties verkrijgen we:

$$\nu_{x} = -\frac{1}{7} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{1}{7^{2}} \left\{ \frac{\partial^{2} b}{\partial x \partial t} - \frac{1}{7} \frac{\partial b}{\partial y} \frac{\partial^{2} b}{\partial x^{2}} + \frac{1}{7} \frac{\partial b}{\partial x} \frac{\partial^{2} b}{\partial x \partial y} \right\}$$
$$\nu_{y} = -\frac{1}{7} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{1}{7^{2}} \left\{ \frac{\partial^{2} b}{\partial y \partial t} - \frac{1}{7} \frac{\partial b}{\partial y} \frac{\partial^{2} b}{\partial x \partial y} + \frac{1}{7} \frac{\partial b}{\partial x} \frac{\partial^{2} b}{\partial y^{2}} \right\}$$
(16)

Uit (16) volgt:

$$\operatorname{div}_{p} V = -\frac{1}{l^{2}} \left\{ \left( \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} \right) \frac{\partial b}{\partial t} + v_{xg} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^{2} b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} b}{\partial y^{2}} \right) + v_{yg} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^{2} b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} b}{\partial y^{2}} \right) \right\} + \left( 2v_{xg} - 3v_{x} + v_{xi} \right) \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial x} + \left( 2v_{yg} - 3v_{y} + v_{yi} \right) \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial y}$$

$$\operatorname{arin} v_{xi} = -\frac{1}{l^{2}} \frac{\partial^{2} b}{\partial x \partial t} \quad \operatorname{en} v_{yi} = -\frac{1}{l^{2}} \frac{\partial^{2} b}{\partial y \partial t}$$

$$(17)$$

waarin  $v_{xi} =$  $\overline{l^2 \partial x \partial t}$  en  $v_{yi} = -$ 1º avat

de z.g. isallobarische windcomponenten.

Bovenstaande vergelijking is in feite identiek aan het 'vorticiteits-theorema' voor een quasi-geostrofisch windveld, zoals dat door SUTCLIFFE [18] werd afgeleid.

Uit (17) volgt, wanneer we  $(2v_{xg} - 3v_x + v_{xi})$  vervangen door  $-v_{xg}$  en  $(2v_{yg}-3v_y+v_{yi})$  door  $-v_{yg}$  $\frac{\partial}{\partial p} \operatorname{div}_{p} \mathcal{V} = -\frac{1}{l^{2}} \left\{ \left( \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} \right) \left( \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial b}{\partial p} \right) + v_{xy} \frac{\partial^{2}}{\partial x \partial p} \left( \frac{\partial^{2} b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} b}{\partial y^{2}} \right) + \right.$  $+ v_{yg} \frac{\partial^2}{\partial y \partial p} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial v_{xg}}{\partial p} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial v_{yg}}{\partial p} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) \Big( - \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2}$  $-\frac{\partial v_{xg}}{\partial p}\frac{1}{l}\frac{\partial l}{\partial x}-\frac{\partial v_{yg}}{\partial p}\frac{1}{l}\frac{\partial l}{\partial y}$ (18)

Werken we de eerste term in het rechterlid van (18) verder uit:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \left(\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial b}{\partial p}\right) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \left(\frac{d}{dt}\frac{\partial b}{\partial p} - v_x\frac{\partial^2 b}{\partial x\partial p} - v_y\frac{\partial^2 b}{\partial y\partial p} - \frac{dp}{dt}\frac{\partial^2 b}{\partial p^2}\right)$$
(19)

Nu is:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial b}{\partial p} = -\frac{R}{p}\frac{dT}{dt} + \frac{RT}{p^2}\frac{dp}{dt}$$
(20)

en

$$\frac{dp}{dt}\frac{\partial^2 b}{\partial p^2} = -\frac{R}{p}\frac{\partial T}{\partial p}\frac{dp}{dt} + \frac{RT}{p^2}\frac{dp}{dt}$$
(21)

Uit (20) en (21) volgt:

 $\frac{d}{dt}\frac{\partial b}{\partial p} - \frac{dp}{dt}\frac{\partial^2 b}{\partial p^2} = -\frac{R}{p}\left(\frac{dT}{dt} - \frac{\partial T}{\partial p}\frac{dp}{dt}\right) = -\frac{R}{p}\left(\frac{1}{c_p}\frac{dq}{dt} - \frac{r}{c_p}\frac{d\sigma}{dt}\right) + \left(\frac{\gamma^*}{g\varrho} - \frac{\partial T}{\partial p}\right)\frac{dp}{dt}\left(22\right)$ 

Substitutie van (22) in (19) leidt tot:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \end{pmatrix} \left( \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial b}{\partial p} \right) = -\frac{R}{p} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left\{ \frac{1}{c_p} \frac{dq}{dt} - \frac{r}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} + \left( \frac{\gamma^*}{g\varrho} - \frac{\partial}{\partial p} \right) \frac{dp}{dt} \right\} - (23a) - \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( \nu_x \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial p} + \nu_y \frac{\partial^2 b}{\partial y \partial p} \right)$$
(23b)

Werken we (23b) verder uit waarbij evenals bij de afleiding van (16) uit (15)  $v_x$  en  $v_y$  resp. worden vervangen door  $v_{xg}$  en  $v_{yg}$ . We verkrijgen dan:

$$-\left(\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}}\right)\left(\nu_{xg}\frac{\partial^{2}b}{\partial x\partial p} + \nu_{yg}\frac{\partial^{2}b}{\partial y\partial p}\right) = -\nu_{xg}\frac{\partial^{2}}{\partial x\partial p}\left(\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}}\right) - \nu_{yg}\frac{\partial^{2}}{\partial y\partial p}\left(\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}}\right) + \frac{\partial\nu_{xg}}{\partial p}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}}\right) + \frac{\partial\nu_{yg}}{\partial p}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}}\right) + \frac{2}{l}\frac{\partial^{2}b}{\partial x\partial y}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} - \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}}\right) - \frac{2}{l}\frac{\partial^{3}b}{\partial x\partial y\partial p}\left(\frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} - \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}}\right)$$
(24)

## 5. DE TENDENS-VERGELIJKING VOOR DE 'LUCHTDRUK'-VERANDERING AAN HET AARDOPPERVLAK

Uit de definitie van de geostrofische wind volgt:

$$\frac{\partial v_{xy}}{\partial p} = -\frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{l} \frac{\partial b}{\partial y} \right) = -\frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial p} = \frac{1}{l} \frac{R}{p} \frac{\partial T}{\partial y}$$
  
en  $\frac{\partial v_{yy}}{\partial p} = = -\frac{1}{l} \frac{R}{p} \frac{\partial T}{\partial x}$  (25)

Substitutie van (24) in (23), (23) in (18), (25) in (18) en tenslotte (18) in (12) leidt tot:

$$\left(\frac{\partial b}{\partial t}\right)_{ps} = -\left(v_x \frac{\partial b}{\partial x} + v_y \frac{\partial b}{\partial y} + RT \operatorname{div}_p V\right)_{ps} +$$
(26a)

$$+\frac{R}{c_p \varrho_{\mu t} l^2} \int_{0}^{p_{\pi}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \left(\frac{dq}{dt}\right) dp -$$
(26b)

$$-\frac{\mathrm{R}}{c_{p}\varrho_{ps}l^{2}}\int_{0}^{ps} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}+\frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}}\right)\left(r\frac{d\sigma}{dt}\right)dp +$$
(26c)

$$+\frac{R}{\varrho_{ps}l^2}\int\limits_{0}^{ps} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \left\{ \left(\frac{\gamma^*}{g\varrho} - \frac{\partial T}{\partial p}\right) \left(\frac{dp}{dt}\right) \right\} dp -$$
(26d)

$$-\frac{2R}{\varrho_{ps}l^{3}}\int_{0}^{\frac{p^{*}}{2}} \left\{ \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}} \right) - \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^{2}b}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}b}{\partial y^{2}} \right) \right\} dp -$$
(26e)

$$-\frac{2}{\varrho_{ps}l^3}\int\limits_{0}^{ps} \left\{ \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial^3 b}{\partial x \partial y \partial p} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) \right\} dp - (26f)$$

$$-\frac{R}{\varrho_{ps}l^2}\int_{0}^{ps} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial l}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial l}{\partial y}\right)dp$$
(26g)

Beschouwen we nu de termen (26 a t/m g) afzonderlijk. Zoals al eerder werd opgemerkt wordt (26a) in hoofdzaak bepaald door de wrijving aan het aardoppervlak. In het algemeen is aan de grond  $(-v_x \cdot \partial b/\partial x - v_y \cdot \partial b/\partial y)$ >0. Voorts is in depressies div<sub>p</sub>  $V_{ps} < 0$  en in hogedruk-gebieden div<sub>p</sub>  $V_{ps} > 0$ . Dat betekent, dat in geval (26b t/m g) nadert tot nul, een depressie opvult en een hogedruk-gebied in intensiteit afneemt.

In 1949 werd door BLEEKER [3] opnieuw de aandacht gevestigd op de betekenis van 'differentiële verwarming of afkoeling' voor de ontwikkelingen in het drukveld aan het aardoppervlak. De theorie werd in verschillende artikelen [4, 5, 6, 7] verder uitgewerkt. Men kan volgens BLEEKER [5] tal van weersystemen onderkennen, die alle zijn terug te voeren tot differentiële verwarming en zich slechts van elkaar onderscheiden door de schaal (naar ruimte en tijd) waarop ze zich in de atmosfeer voordoen.

De differentiële niet-adiabatische verwarming wordt in overeenstemming met BLEEKER beschreven door (26b) en de adiabatische verwarming door (26c) en (26d).

De invloed van de verticale stabiliteit op de drukveranderingen aan de grond (26d) is o.a. onderzocht door SUMNER [16]. De termen (26e) en (26f) hangen direct samen met het 'patroon' van de topografie van de drukvlakken in de bovenlucht en met de isobarische temperatuurverdeling. Deze laatste houdt gedeeltelijk weer verband met de verwarming of afkoeling van de atmosfeer.

De termen (26e) en (26f) hebben we verkregen door substitutie van (24) in (23) en (23) in (18). Het proces dat door (24) wordt beschreven zouden we in overeenstemming met de door BLEEKER ingevoerde begrippen de differentiële advectie kunnen noemen. Het effect van de differentiële

advectie op het luchtdruktendensveld is numeriek onderzocht door LINGELBACH [11].

De tweede en volgende termen in het rechterlid van (18) hangen samen met het patroon van de hoogtelijnen van een isobarisch vlak en met de temperatuurverdeling in dat vlak. Bij substitutie van (24) in (18) vallen enkele termen tegen elkaar weg, hetgeen tenslotte (26e) en (26f) oplevert.

Uit een onderzoek naar de orde van grootte van de termen (26a t/m g) blijkt, dat dikwijls enkele termen buiten beschouwing kunnen blijven omdat ze t.o.v. de andere verwaarloosbaar klein zijn, maar er zijn ook omstandigheden waarin dit niet het geval is.

Gaat het er om het verband tussen de luchtdrukverdeling in de bovenlucht en de luchtdrukveranderingen aan de grond te bestuderen, dan kan in bijna alle gevallen (26f) worden verwaarloosd t.o.v. (26e). Het bepalen van het effect van de term (26g) levert de meeste moeilijkheden op. Slechts onder bijzondere omstandigheden kan het effect van een 'thermische wind' dwars op de geografische breedtecirkels worden aangetoond. In dit verband komt SUTCLIFFE [18] tot ongeveer hetzelfde resultaat.

## 6. HET VERBAND TUSSEN DE DRUK EN TEMPERATUURVERDELING IN DE BOVENLUCHT EN DE DRUKVERANDERINGEN AAN HET AARDOPPERVLAK

We zullen nu (26e) nader onderzoeken en bepalen ons daarbij voorlopig tot één isobarisch vlak. Oriënteren we de x- en y-as zodanig, dat in de oorsprong de x-as raakt aan een hoogtelijn en de y-as wijst naar de lage 'druk', dan hangt in de omgeving van de oorsprong  $\partial^2 h/\partial y^2$  samen met de schering van de geostrofische wind in het isobarische vlak  $(\partial^2 h/\partial y^2 > 0 \text{ bij}$ cyclonale en  $\partial^2 h/\partial y^2 < 0$  bij anticyclonale schering) en  $\partial^2 h/\partial x \partial y$  met het vergeren van de hoogtelijnen  $(\partial^2 h/\partial x \partial y > 0 \text{ bij}$  divergerende hoogtelijnen en  $\partial^2 h/\partial x \partial y < 0 \text{ bij}$  convergerende hoogtelijnen). Verder kunnen

we voor  $\frac{\partial^2 b}{\partial x^2}$  schrijven:  $\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} = \frac{\partial b}{\partial y} k$ 

waarin k de kromming van de hoogtelijnen voorstelt (k < 0 bij cyclonale kromming en k > 0 bij anticyclonale kromming).

Voor (26e) schrijven we nu:

$$-\frac{2R}{\varrho_{ps}l^3}\int \frac{\partial T}{\partial y} \left\{ \frac{\partial b}{\partial y} \frac{\partial k}{\partial x} + 2k \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \right) \right\} - \frac{\partial T}{\partial x} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) \right\} dp (27)$$

Met behulp van deze formule kunnen nu term voor term een aantal regels worden opgesteld, die het verband tot uitdrukking brengen tussen het topografisch patroon van een isobarisch vlak en de luchtdrukveranderingen aan het aardoppervlak. Deze regels zijn samengevat in de tabellen I en 2.

Toetsen we nu de regels aan ervaringen uit de praktijk. Het is bekend, dat de karakteristieke patronen in de topografie van het 500 mb vlak in de meeste gevallen ook worden teruggevonden in de topografieën van de drukvlakken tussen 700 en 300 mb en dikwijls ook nog in het 200 en 100 mb vlak. Beperken we ons tot het 500 mb vlak en zou blijken, dat de gegeven regels op bevredigende wijze bevestigd worden, dan mogen we aan de betrekking (27) zeker realiteit toekennen, ondanks de bezwaren, die tegen de afleiding kunnen worden ingebracht.

Een van de meest bekende ervaringsregels is de 'divergentie-convergentie regel' van SCHERHAG. In de topografieën van het 500 mb vlak komen dikwijls patronen voor, welke zijn gekenmerkt door het sterk divergeren van de hoogtelijnen aan de 'voorzijde', het sterk convergeren van de hoogtelijnen aan de 'achterzijde' en een bundeling van hoogtelijnen in het centrum van het patroon. Dergelijke patronen blijken steeds samen te hangen met zeer grote isobarische temperatuurgradiënten en een scherp front aan het aardoppervlak. In analogie met de Noorse frontentheorie noemde SCHERHAG deze karakteristieke patronen 'frontale zones'.

In fig. 4 is het verloop van de hoogtelijnen en van de isothermen in het 500 mb vlak in een frontale zone weergegeven. SCHERHAG stelde nu empirisch vast, dat daar waar de hoogtelijnen divergeren, luchtdrukdalingen aan het aardoppervlak optreden en daar waar de hoogtelijnen convergeren, aan de grond luchtdrukstijgingen voorkomen.

De regels nu, die op het patroon in fig. 4 kunnen worden toegepast, zijn de no's: 1, 2, 3, 5 en 11. Al deze regels geven als resultaat bijdragen tot luchtdrukdalingen aan het aardoppervlak aan de voorzijde en luchtdrukstijgingen aan de grond aan de achterzijde van de frontale zone.

#### TABEL 1

-

Provide a second second

-

l'erm waarop regel berust	no	Regel	Voorbeeld
$\frac{\partial b}{\partial y} \frac{\partial k}{\partial x}$	I	Neemt in de richting van de luchtstroming de cyclonale kromming van een hoogtelijn af (of gaat de cyclonale kromming over in een anticyclonale), dan draagt dit bij tot luchtdruk <i>daling</i> aan het aard- oppervlak.	L
素	2	Neemt in de richting van de luchtstroming de cyclonale kromming van een hoogtelijn toe (of gaat de anticyclonale kromming over in een cyclonale), dan draagt dit bij tot luchtdruk <i>stijging</i> aan het aard- oppervlak.	H L
k ∂*b ∂x∂y	3	Divergeren cyclonaal gekromde hoogtelijnen, dan draagt dit bij tot luchtdruk <i>daling</i> aan het aardopper- vlak.	H
	4	Divergeren anticyclonaal gekromde hoogtelijnen, dan draagt dit bij tot luchtdruk <i>stijging</i> aan het aard- oppervlak.	L () (H
	5	Convergeren cyclonaal gekromde hoogtelijnen, dan draagt dit bij tot luchtdruk <i>stijging</i> aan het aardopper- vlak.	L B H
	6	Convergeren anticyclonaal gekromde hoogtelijnen, dan draagt dit bij tot luchtdruk <i>daling</i> aan het aard- oppervlak.	

### TABEL I (Vervolg)

Onderstaande re keerde geldt als	gels ge dT/dy	elden voor $\partial T/\partial y < 0$ . De regels gelden niet als $\partial T/\partial y > 0$	y = 0 en het omge-
Term waarop regel berust	no	Regel	Voorbeeld
$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^* b}{\partial x \partial y} \right)$	7	Bij een trog <sup>1</sup> 'boven' een rechtlijnig hoogtelijnen- patroon draagt de voorzijde van het patroon bij tot luchtdruk <i>stijging</i> en de achterzijde tot luchtdruk- daling aan het aardoppervlak.	H H
	8	Bij een rug <sup>1</sup> 'onder' een rechtlijnig hoogtelijnen- patroon draagt de voorzijde van het patroon bij tot luchtdruk <i>daling</i> en de achterzijde tot luchtdruk- <i>stijging</i> aan het aardoppervlak.	

#### TABEL 2

Onderstaande regels gelden voor  $\partial T/\partial x < 0$  (in dat geval vindt er gewoonlijk advectie plaats van warme lucht). De regels gelden niet als  $\partial T/\partial x = 0$  en het omgekeerde geldt als  $\partial T/\partial x > 0$ (gewoonlijk advectie van koude lucht) Term waarop no Regel Voorbeeld regel berust  $\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \right)$ Een trog of rug<sup>1</sup> draagt bij tot luchtdruk*daling* aan 9 het aardoppervlak. Een vore of wig 1 draagt bij tot luchtdrukstijging 10 aan het aardoppervlak.  $\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial^3 b}{\partial y^3}\right)$ Een 'bundeling' van hoogtelijnen (straalstroom) II L draagt bij tot luchtdrukdaling aan het aardoppervlak. ΞΘΞ Н

<sup>1</sup> Voor de begrippen trog, rug, vore en wig zij verwezen naar de door BLEEKER [2] gegeven definities.

De regels in de tabellen 1 en 2 werden ook op andere wijze aan de praktijk getoetst. Aan de hand van een groot aantal topografieën van het



fig. 4.

Frontale zone volgens SCHERHAG

De getrokken lijnen stellen de hoogtelijnen voor van het 500 mb vlak en de gestippelde lijnen de isothermen in dat vlak

500 mb vlak werd punt voor punt de volgorde bepaald van de waarden van de termen in (27). Daaruit bleek, dat de absolute waarden van

$$\frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial y} \frac{\partial k}{\partial x}; 2 \frac{\partial T}{\partial y} k \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \text{ en } \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right)$$

'gemiddeld' groter zijn dan de absolute waarden van de overige termen.

De ervaring werd verkregen, dat men in de meeste gevallen de op het eerste gezicht chaotische luchtdruktendensverdeling aan het aardoppervlak reeds op bevredigende wijze kan ordenen, wanneer men zich bepaalt tot de bovenstaande termen (regels 1 t/m 6 en 11).

Dit is een hoopvol resultaat wanneer men bedenkt, dat behalve (26e) of (27) nog andere processen een rol spelen en wel in het bijzonder de tegenwerkende invloed van (26a). Voor het verkrijgen van een indruk van de aard van het verband tussen het patroon van de topografie van het 500 mb vlak en de luchtdrukveranderingen aan de grond wordt hierbij afgedrukt een willekeurig gekozen serie van een drietal opeenvolgende kaarten (fig. 5, 6 en 7). Men toetse deze kaarten in het bijzonder op de regels 1 t/m 6.

#### 7. SLOTBESCHOUWING

Bij het bewerken van een omvangrijk materiaal is ook gebleken, dat zich af en toe ontwikkelingen voordoen, die belangrijk afwijken van de afgeleide betrekkingen. Men krijgt daarbij de indruk, dat dit niet zozeer een gevolg is van het verwaarlozen van de verticale bewegingen bij de

overgang van (15) op (16) maar zeer waarschijnlijk moet worden toegeschreven aan het buiten beschouwing laten van de turbulente structuur van de horizontale bewegingen en wel in het bijzonder in de buurt van krachtig ontwikkelde straalstromen.

De betrekking (26) werd echter afgeleid met het vooropgezette doel binnen het gedetailleerdheidsniveau waarop de toestand van de atmosfeer kan worden bepaald, zo goed mogelijk de physische achtergrond te kennen van de regels, welke in de weerdienst te De Bilt worden benut bij het vervaardigen van prebaratics. Het blijkt dan, dat de afgeleide betrekkingen een basis vormen voor verder onderzoek.

Tenslotte wens ik mijn erkentelijkheid uit te spreken voor de nuttige opmerkingen van Prof. Dr W. BLEEKER, Prof. Dr P. GROEN en H. A. QUARLES VAN UFFORD met betrekking tot het onderhavige onderzoek.

Fig. 5a, 6a en 7a. Kaarten van het 500 mb-vlak. Rode lijnen: isothermen (°C). Zwarte lijnen: hoogtelijnen (dam) waarbij  $- \partial K/\partial x < 0, \cdots \partial K/\partial x > 0$  en - - teken van  $\partial K/\partial x$  onzeker. 500 mb maps. Red lines: isotherms (°C). Black lines: contours (dam) with the meaning  $- \partial K/\partial x < 0, \cdots \partial K/\partial x > 0$  and - - sign of  $\partial K/\partial x$  doubtful.

Fig. 5b, 6b en 7b. Kaarten van de luchtdrukverandering aan het aardoppervlak (mb/3 uur). Maps of pressure tendency ground level (mb/3 bours).







#### 8. BETEKENIS DER GEBRUIKTE SYMBOLEN

 $c_p$  soortelijke warmte bij constante druk

f meteorologische grootheid

g versnelling van de zwaartekracht

$$b = \int g \, dz$$

 $I = 2 \omega \sin \varphi$ 

p luchtdruk

- q door de lucht opgenomen warmte per massa-eenheid
- R gasconstante
- r condensatiewarmte van water
- s index aanduidende de waarde van een grootheid aan het aardoppervlak
- T virtuele temperatuur
- t tijd

 $v_x$  horizontale windcomponent in de x-richting

- $v_y$  horizontale windcomponent in de y-richting
- $v_{xq}$  geostrofische windcomponent in de x-richting
- $v_{yq}$  geostrofische windcomponent in de y-richting
- $v_{xi}$  'isallobarische' windcomponent in de x-richting
- $v_{yi}$  'isallobarische' windcomponent in de y-richting
- x horizontale coördinaat van het coördinatenstelsel x, y en p of x, y en z
- y horizontale coördinaat loodrecht op x van het coördinatenstelsel x, y en p of x, y en z
- z verticale coördinaat van het coördinatenstelsel x, y en z of hoogte boven zeeniveau

y\* droogadiabatische temperatuurgradiënt

- $\lambda$  geografische lengte
- *ρ* luchtdichtheid
- $\sigma$  specifieke vochtigheid bij verzadiging
- $\varphi$  geografische breedte
- $\omega$  hoeksnelheid van de aardrotatie

#### LITERATUUR

- 1. BJERKNES, V. en SANDSTRÖM, J. W. (1912) Statik der Atmosphäre und der Hydrosphäre, Braunschweig, Vieweg & Sohn, 75-95.
- 2. BLEEKER, W. (1942) Leerbock der Meteorologie, Deel I, Zutphen, Thieme & Cie, 35.
- 3. BLEEKER, W. (1949) The relation between fronts and jet stream. Bull. Am. Met. Soc., 30, 190-191.

- 4. BLEEKER, W. en ANDRE, M. J. (1950) Convective phenomena in the atmosphere. J. Meteor., 7, 195-209.
- 5. BLEEKER, W. (1950) The structure of weather systems. Centenary proceedings of the R.M.S., 66-80.
- 6. BLEEKER, W. en ANDRE, M. J. (1951) On the diurnal variation of precipitation, particularly over central U.S.A. and its relation to large-scale orographic circulation systems. Quart. J. R.M.S., 77, 260-271.
- 7. BLEEKER, W. (1952) On the influence of heating and cooling on the surface pressure-field in the Mediterranean area. Florida State University, Dept. of Met. S. Rep. no 3, 1-16.
- 8. FLEAGLE, R. G. (1948) Quantitative analysis of factors influencing pressure change. J. Meteor., 5, 281-292.
- 9. GROEN, P. (1952) Over de grenzen van de voorspelbaarheid in de natuur. Kampen, J. H. Kok, 3-14.
- 10. HESSELBERG, TH. (1915) Ueber eine Beziehung zwischen Druckgradient, Wind und Gradientänderungen. Veröff. Geoph. Inst. Leipzig, 2e Serie, 8, 207.
- LINGELBACH, E. (1951) Advektion und Luftdrucktendenz. Met. Rundschau, 4, 209-210.
- 12. MIEGHEM, J. v. (1941) Contribution à l'étude du mouvement de l'air. Mém. Ac. R. de Belgique, XIX, 3, 11.
- 13. PHILIPPS, H. (1939) Die Abweichung vom geostrophischen Wind. Met. Zs., 56, 468.
- 14. SCHERHAG, R. (1936) Die Entstehung der im 'Täglichen Wetterbericht' der Deutschen Seewarte veröffentlichten Höhenwetterkarten und deren Verwendung im Wetterdienst. Met. Zs., 53, 1-6.
- 15. SCHMIDT, F. H. (1946) On the causes of pressure variations at the ground. KNMI, Med. en Verh., Serie B, deel II, no 4, 7.
- 16. SUMNER, E. J. (1950) The significance of vertical stability in synoptic development. Quart. J.R.M.S., 76, 384-392.
- 17. SUTCLIFFE, R. C. en GODART, O. H. (1942) Upper air isobaric analysis. Met. Off. S.D.T.M., no. 50.
- 18. SUTCLIFFE, R. C. (1947) A contribution to the problem of development. Quart. J.R.M.S., 73, 370-383.
- 19. SUTCLIFFE, R. C. en FORSDYKE, A. G. (1950) The theory and use of upper air thickness patterns in forecasting. Quart. J.R.M.S., 76, 189-217.

## DERDE AFDELING

### W. VAN DER BIJL

# GEMIDDELDEN, STANDAARDDEVIATIES EN ONDERLINGE CORRELATIES VAN DE MAANDELIJKSE TEMPERATUREN TE DE BILT

Statistiese bewerking beteken vir die weerkundige ongeveer dieselfde as die eksperiment vir die natuurkundige. HOFMEYR (1949, III)

ABSTRACT: LABRIJN (1945) has published the monthly mean temperatures at De Bilt since 1735. Their averages, standard deviations and internal correlation coefficients have been computed in this paper for several periods of different lengths, up to 1950. The bulk of the information is contained in the 12 tables and 7 figures.

#### I. INLEIDING

Hoewel het KNMI bij het verschijnen van dit Gedenkboek de hoge leeftijd van 100 jaren bereikt heeft, kan het niettemin geen aanspraak doen gelden op de titel van oudste meteorologisch instituut ter wereld. Uit onze naaste omgeving zijn o.a. België en Oostenrijk in het bezit van oudere weerkundige centra.

Maar wat deze landen missen, is de aanwezigheid van een lange reeks betrouwbaar klimatologisch waarnemingsmateriaal. Nederland neemt in dit opzicht een waarlijk unieke plaats in.

Ca 15 jaren geleden nam ir A. LABRIJN de taak op zich, de Nederlandse archieven af te zoeken naar instrumentele meteorologische waarnemingen uit vervlogen eeuwen. Rijk was de oogst aan korte, vaak onvolledige reeksen van weerkundige observaties. Het gelukte LABRIJN, dit inhomogene materiaal te herleiden tot een neerslag- en een temperatuurreeks, waarvan de gedeelten na 1734 voldoen aan redelijke eisen van betrouwbaarheid en homogeniteit.

De verwachting, waarmee LABRIJN (1945) de omschrijving van zijn

doelstelling beëindigt: Daarmee hoop ik een klimatologisch repertorium van alle bruikbare waarnemingen in Nederland te hebben samengesteld, is in tweeërlei opzicht in vervulling gegaan. Niet alleen is het een verzamel- en naslagwerk van de eerste rang geworden, het bleek ook als uitgangspunt te kunnen fungeren van diepgaande onderzoekingen.

De in deze bijdrage gegeven berekeningen zijn uitsluitend gebaseerd op LABRIJN's temperatuurreeks (LABRIJN 1945, 89-93). Van klimatologisch zowel als van statistisch belang zou het zijn, de even lange neerslagreeks van LABRIJN aan eenzelfde bewerking te onderwerpen. Mogelijk brengt dit de oplossing mede van het in 6 te signaleren probleem: waarom is er voor 1840 wêl en daarna geen samenhang tussen de temperaturen van de maanden i en i + k (met i = 1, ..., 12 en k = 3, ..., 12)?

Dit opstel maakt uitvoerig gebruik van statistische termen en recepten. Waar het met een enkel woord mogelijk is, worden deze ter plaatse toegelicht. Voor de uitdrukkingen en methoden, die een te uitgebreide omschrijving eisen, wordt verwezen naar algemeen statistische leerboeken of naar schrijver's 'Toepassing van statistische methoden in de klimatologie', verschenen in de reeks Mededelingen en Verhandelingen van het KNMI.

De degelijke uitvoering van het vele, voor deze publicatie benodigde rekenwerk is te danken aan leden van de sectie Wetenschappelijk Onderzoek van de afdeling Klimatologie.

## 2. DE AFWIJKINGEN DER DEKADEGEMIDDELDEN VAN DE MAANDTEMPERATUUR

#### TE DE BILT TEN OPZICHTE VAN DE GEMIDDELDEN OVER 1741-1940

De gemiddelden over 1741-1940 zelf worden in de volgende paragraaf gepubliceerd (tabel 2). De temperatuurgemiddelden per groep van 10 jaren, de dekadegemiddelden, werden maand voor maand berekend. Vervolgens werden hiervan de overeenkomstige gemiddelden over 1741-1940 afgetrokken, waardoor de in tabel 1 vermelde grootheden ontstonden.

TABEL I Temperatuur te De Bilt: afwijkingen der dekadegemiddelden van het gemiddelde over 1741-1940

										· -		
	Jan	Feb	Mrt	Apr	Mei	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec
1741-50	0.17	+0.20	-1.25		0.30	0.30	-0,09	0.35	+0.11	-0.33	+0.59	+0.48
1751-60	0.04	0.50	+0.28	-0.16	0.49	+0.78	+0.25	+0.03	+0.33	+0.43	+0.13	+0.42
1761-70	0.56	+0.31	0.04	+0.31	-0.34	-0.46	0.28	+0.03	0.08	-0.93	+0.02	-0.57
1771-80		+0.01	+0.99	+0.10	+0.26	+0.28	+0.50	+0.91	+0.65	+1,27	+0.49	+0.77
1781-90	0.57	0,36	-1,57	0.68	+0.22	+0.74	+0.35	+0.09	+0.47	0.32	1.11	
1791-00	0.44	+0.01	0.42	+1.10	-0.57	-0.95	-0.10	+0.16	+0.05	+0.13	+0.04	0,98
1801-10	-1.10	-0.70	0.91	0.97	0.03		0.61	+0.27	0.01	0.65	0.98	0.21
1811-20	0.84	+0.23	+0.10	+0.32	+0.32	-0.21	0.33	0.55	-0.11	0.40	0.38	-1.26
1821-30	-1.21	-0.95	+0.47	+0.67	+0.45	0.22	+0.23	+0.04	+0.33	+0.80	+0.90	+0.77
1831-40	-0.28	+0.46	+0.04	0.16	+0.20	+0.36	+0.07	0.01	0.25	+0.88	+0.04	+0.86
1841-50	0,99	-0.05	-0,02	+0.35	+0.82	+0.22	0.46	+0.17	+0.11	+0.02	+0.64	+0.20
1851-60	+1.22	-0.98	-0,71	-0.75	0.68	+0.52	+0.28	+0.41	-0.16	+0.63		0.02
1861-70	+0.26	+1.15	+0.09	+1.11	+0.28	0.02	-0.06	0.25	+0.27	+0.41	+0.17	+0.36
1871-80	+0.84	+0.60	+0.82	+0.28	-1.34	+0.44	+0.44	+0.59	0.04	0.17	0.31	0.29
1881-90	+0.25	0.01	0.33	0.28	+0.24	+0.00	0.18	-0,63	-0.24	-0.70	+0.32	-0.73
1891-00	+0.02	+0.06	+0.31	+0.42	0.17	+0.58	+0.10	+0.22	+0.10	-0.16	+0.48	+0.51
1901-10	+0.71	-0.13	+0.23	0.25	0.09	0.14	0.41	0.68	0.65	+0.23	-0.21	0.03
1911-20	+1.20	+0.65	+0.83	0.03	+0.94	0.30	-0.41	0.50	-0.68	0.90	-0.21	+1.50
1921-30	+1.67	0.10	+0.59	0.19	+0.03	-0.70	+0.45	0.48	0.36	+0.12	0,34	+0.03
1931-40	+1.12	+0.18	+0,56	+0.15	+0.31	+0.72	+0.19	+0.49	+0.06	-0.32	+0.87	0.30
1941-50	-0.35	-0.30	+0.57	+1.39	+0.37	+0.27	+0.71	+0.61	+0.53	+0,41	+0.30	+0.22

TABLE 1 De Bilt temperature : deviations of decadal means from mean 1741-1940

De volgende bijzonderheden kunnen aan tabel 1 ontleend worden.

	117	armste tw	ee dekaden	en Koudste twee dekaden						
Jan	1921-30	1.67	1851-60	1.22	1821-30	-1.21	1801-10			
Feb	1861-70	1.15	1911-20	0.65	1851-60	0.98	1821-30	0.95		
Mrt	1771-80	0,99	1911-20	0.83	1781-90	-1.57	1741-50			
Apr	1941-50	1.39	1861-70	1.11	1741-50	-1.25	1801-10	-0.97		
Mci	1911-20	0.94	1841-50	0.82	1871-80	-1.34	1851-60	0.68		
Jun	1751-60	0.78	1781-90	0.74	1801-10	1.36	1791-00	-0.95		
Jul	1941-50	0.81	1771-80	0.50	1801-10	0.61	1841-50	-0.46		
Aug	1771-80	0.91	1941-50	0.61	1901-10	0.68	1881-90	0.63		
Sep	1771-80	0.65	1941-50	0.53	1911-20	-0.68	1901-10	-0.65		
Oct	1771-80	1.27	1831-40	0.88	1761-70	-0.93	1911-20	-0.90		
Nov	1821-30	0.90	1931-40	0.87	1851-60	-1+20	1781-90	-1.11		
Dec	1911-20	1.50	1831-40	0.86	1781-90		1811-20	-1.26		

Alleen de dekade 1891-1900 komt in deze opsomming niet voor. In dit tiental jaren hebben zich blijkbaar geen extreme maanden opgehoopt. Uit-

zonderlijk is dit feit niet. We mochten een aantal van  $21 \times \left(\frac{20}{21}\right)^{48} = 2$ 

van dergelijke extreemloze dekaden verwachten.

De dekade 1911-20 komt zes maal voor, met de warmste Mei, de warmste December, de op één na warmste Februari, de op één na warmste Maart, de koudste September en de op één na koudste October. Ook dit resultaat is niet onverwacht, zoals een eenvoudige kansberekening leert. De dekade 1771-80 is vijf maal aanwezig, met de warmste Maart, de warmste Augustus, de warmste September, de warmste October en de op één na warmste Juli. Het is mogelijk, dat deze opéénhoping van warme maanden gedeeltelijk het gevolg is van het ingebruiknemen van een nieuwe thermometer te Zwanenburg in 1778 (vgl. LABRIJN 1945, 50).

De dekade 1781-90 telt vier extremen: de op één na warmste Juni, de koudste Maart, de koudste December en de op één na koudste November.

De dekade 1801-10 trad eveneens viermaal op, met de koudste Juni, de koudste Juli, de op één na koudste Januari en de op één na koudste April. Ook hier dringt de gedachte aan een systematische fout naar voren: inderdaad is in April 1809 te Zwanenburg een andere thermometer in gebruik genomen. Mede daarom heeft LABRIJN (1945, 52) voor het tijdvak 1801-10 niet de metingen van Zwanenburg in zijn reeks verwerkt, maar die te Haarlem.

De dekade 1851-60 komt viermaal voor, met de koudste Februari, de koudste November, de op één na koudste Mei en de op één na warmste Januari.

Tenslotte bezit het tijdvak 1941-50 de warmste April, de warmste Juli, de op één na warmste Augustus en de op één na warmste September.

Men zou uit deze bespreking de conclusie willen trekken, dat het gewenst is, een hernieuwd onderzoek in te stellen naar het gedrag van de temperatuur in de dekaden 1771-80 (te hoog?) en 1801-10 (te laag?). Uit het voorgaande blijkt echter wel, dat deze conclusie niet op een hechte basis berust. De uitgebreide statistische resultaten aan het slot van 4 geven geen indicatie, dat enige dekade-temperatuur als abnormaal beschouwd moet worden.

323.

### 3. DE MAANDTEMPERATUREN TE DE BILT, GEMIDDELD OVER 40, 100 EN 200 JAREN

De temperatuurgemiddelden over willekeurige tijdvakken zijn op een eenvoudige wijze af te leiden uit de gegevens van tabel 1.

De gemiddelden over de 40 jaren omvattende tijdvakken 1771-1810, 1811-1850, 1851-1890 en 1891-1930, benevens die over 1735-1770 en 1931-1947, zijn af te lezen uit de figuren 2-7.

De gemiddelden over 1741-1840, 1841-1940 en 1741-1940 zijn verzameld in tabel 2.

TABEL 2 C	Gemiddelde	temperatuur	te	De	Bilt	in	°۱	С
-----------	------------	-------------	----	----	------	----	----	---

	J	F	м	А	м	J	J	А	s	0	N	D
1741-1840	0.46	2.27	4.14	7.90	12.11	15.01	16.77	16.60	14.27	9,87	5,19	2.31
1841-1940	1.71	2.54	4.61	8.05	12.17	15.27	16.76	16.48	13.96	9.70	5.24	2.56
1741-1940	1.08	2.40	4.37	7.97	12.14	15.14	16.77	16.54	14.12	9.78	5.22	2.44

TABLE 2 Mean temperature at De Bilt in ° C

Wanneer we de gegevens van de twee eeuw-tijdvakken onderling vergelijken, blijkt, dat in Januari verreweg het grootste verschil is opgetreden. Daar des winters de spreiding der temperaturen maximaal is (zie 5), moesten we de grootste verandering ook in één der wintermaanden verwachten. De verandering in Januari (van 0.46° C op 1.71° C = 1.25° C) is echter dermate groot, dat ze, ook relatief gezien, die der overige elf maanden ver achter zich laat. (Maart: van 4.14° C op 4.61° C = 0.47° C; September: van 14.27° C op 13.96° C = -0.31° C, de andere nog kleiner).

Men vindt het abnormale gedrag van de temperatuur in Januari niet alleen bij het naast elkander tellen van de twee perioden 1741-1840 en 1841-1940, ook in het laatstgenoemde tijdvak zelf openbaart zich een duidelijke stijging. De gemiddelde Januari-temperatuur over 1871-1900 was 2.02° C, over 1901-1930 2.65° C. De stijging van 0.63° C was volgens VAN DER BIJL (1952, 80) significant (dit is een statistische term, aanduidende, dat het verschil bezwaarlijk aan het toeval geweten kan worden).

Wij willen ook hier STUDENT's *t*-toets gebruiken om na te gaan, of het warmer worden van de Januari-maanden een grillige speling van Moeder Natuur is geweest. Mogen we het geconstateerde verschijnsel *niet* als

toevalsresultaat beschouwen, dan moeten we de oorzaak zoeken in het systematisch veranderen van één of meer der factoren, die de Januaritemperatuur in De Bilt bepalen.

Stelt  $x_i$  één der Januari-temperaturen voor uit de periode 1741-1840,  $y_i$  één der temperaturen uit de periode 1841-1940,  $m_1$  het gemiddelde over het eerste en  $m_2$  het gemiddelde over het laatste tijdvak, dan kunnen onderstaande formules voor  $s^2$  (het gewogen gemiddelde van de twee steekproefvarianties) en STUDENT's *t* ingevuld worden ( $n_1$  en  $n_2$  = aantal elementen in de eerste en tweede periode).

$$t^{2} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{1}} (x_{i} - m_{1})^{2} + \sum_{j=1}^{n_{2}} (y_{j} - m_{2})}{n_{1} + n_{2} - 2}$$
$$t = \frac{m_{1} - m_{2}}{s} \left| \sqrt{\frac{n_{1} + n_{2}}{n_{1} + n_{2}}} \right|$$

Het blijkt, dat t = 3.381

$$v = n_1 + n_2 - 2 = 198$$
  
P < 0.001

De waarschijnlijkheid P, dat de temperatuurstijging zuiver een toevalseffect is, is kleiner dan 1%. Wij verwerpen deze hypothese en komen daarmee tot de slotsom, dat minstens één der het weer bepalende factoren aan een systematische verandering onderhevig is geweest.

De factor, die het meest voor de hand ligt en die ook inderdaad het meest geponeerd wordt, is de zonnestraling. Soms wordt ook de doorlaatbaarheid van de atmosfeer voor de zonnestraling verantwoordelijk gesteld.

Hoewel plausibel, zijn deze mogelijke verklaringen hoogstens kwalitatief, weinig meer dan speculatief en verre van kwantitatief. Het mag dan ook geen verwondering baren, dat op dit gebied nog ijverig gezocht wordt naar de definitieve oplossing.

Tenslotte zij nog vermeld, dat de gemiddelde temperaturen voor de vijf perioden 1741-80, 1781-1820, 1821-60, 1861-1900 en 1901-40 in 2.7.1 van VAN DER BIJL (1952) statistisch behandeld zijn. Met een verwijzing naar de destijds getrokken conclusies moet hier volstaan worden.

## 4. DE STANDAARDDEVIATIES DER MAANDTEMPERATUREN TE DE BILT IN DE 21 DEKADEN VAN 1741 TOT 1950

In tabel 3 zijn deze waarden aangegeven voor alle twaalf maanden.

Een hoge waarde van de standaarddeviatie in een zeker tijdvak wil zeggen, dat vele maandtemperaturen zeer afwijkende waarden gehad hebben ten opzichte van het gemiddelde in dat tijdvak, niet alleen aan de positieve maar ook aan de negatieve kant. Warme *en* koude maanden zijn het kenmerk van een periode met grote standaarddeviatie.

Is de spreiding gering, dan zijn de maandtemperaturen in het betreffende tijdvak weinig verschillend geweest. Het is niet noodzakelijk, dat ze waarden bereikt hebben, die dicht bij de normaal liggen; een kleine standaarddeviatie is ook het resultaat van een tijdvak met voortdurend hoge (of voortdurend lage) temperaturen (de afwijkingen worden immers berekend ten opzichte van het gemiddelde over het betreffende tijdvak; vgl. de formule boven tabel 3).

Een voorbeeld van dit laatste: de Juli-maanden van de dekade 1941-50 hebben de gemiddeld hoogste temperatuur gehad van de 21 dekaden sinds 1740. De spreiding was echter gering. Slechts drie van de 21 dekaden hadden een nog kleinere standaarddeviatie.

Een voorbeeld van een dekade, waarin zowel gemiddelde als spreiding extreem zijn, is 1851-60. De Februari-maanden hebben in dit tiental jaren de laagste gemiddelde temperatuur en de op twee na grootste standaarddeviatie gehad.

Een bekende statistische wet (zie bv. van IJzeren 1952) zegt, dat steekproeven uit een 'gaussisch' verdeeld universum gemiddelden en standaarddeviaties leveren, die (statistisch) onafhankelijk van elkaar zijn.

De twee zojuist genoemde voorbeelden mogen als illustratie van deze wet gelden, daar maandelijkse temperatuurgemiddelden de gaussverdeling zeer goed volgen.

Met de methode der *m* rangschikkingen (KENDALL 1948, 84) kunnen we nagaan, of er tijdperken geweest zijn, waarin zich grote of kleine standaarddeviaties opgehoopt hebben.

We geven de 21 getallen in de Januari-kolom van tabel 3 de rangeijfers

			95	i - 1	$\frac{a+10}{\Sigma}$	$T_i^*$ —	$\frac{1}{\Sigma}$	$T_i$ ) <sup>a</sup>				
	2		- 1740	i =	a + 1		10 -	010	10.40			
		<i>u</i> =	= 1740,	, 1750,				930 en	1940			
	Jan	Feb	Mrt	Apr	Mei	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	De
1741-50	1.45	2.51	2.22	1.19	1.45	1.31	0.81	0.91	0.92	1.35	2.03	2.6
1751-60	2.67	2.00	1.51	1.29	1.33	0.91	1.58	0.96	0.83	0.77	1.24	1.9
1761-70	3.37	1.79	1.56	1.37	1.17	0.85	0.90	0.93	1.14	1.38	1.15	1.8
1771-80	2.50	2.26	1.93	1.76	1.37	0.90	1.15	1.36	1.22	1.30	1.76	1.7
1781-90	2.69	2.38	2.53	1.62	1.06	1.23	1.73	1.07	1.34	1.38	1.80	2.9
1791-00	3.16	2.02	1.72	1.87	1.46	1.09	1.60	0.61	1.29	1.35	0.69	2.8
1801-10	2.74	1.81	1.47	1.55	2.05	0.73	1.66	1.06	1.37	1.52	1.52	2.4
1811-20	2.85	2.43	1.84	1.61	1.75	1.74	1.18	1.04	0.77	1.81	1.86	1.7
1821-30	3.71	2.52	1.40	1.04	0.93	1.59	1.30	1.19	1.21	0.91	1.47	3.6
1831-40	3.36	1.97	1.58	1.76	1.56	0.72	1.29	1.15	0.81	1.42	1.18	2.3
1841-50	2.89	2.76	2.64	1.26	1.74	1.22	1.11	1.75	1.47	0.97	1.19	2.7
1851-60	1.79	3.20	1.98	0.94	1.05	1.55	1.83	1.40	1.08	0.93	2.01	3.0
1861-70	2.44	2.70	2,02	1.37	2,12	1.48	1.61	1.27	1.28	1.02	0.91	2.5
1871-80	2.63	1.88	1.25	1.16	1.34	0.97	1.35	0.96	1.21	1.20	1.62	2.9
1881-90	2.35	2.47	2.00	1.09	1.73	1.57	1.33	1.26	1.25	1.38	1.16	2.6
1891-00	2.45	2.14	1.90	1.36	1.04	1.23	1.23	1.22	1.10	0.91	1.72	1.9
1901-10	1.88	2.07	1.31	1.32	1.06	1.26	1.56	0.67	0.66	1.58	1.34	1.7
1911-20	1.96	2.17	1.76	1.61	1.02	1.61	1.56	1.56	1.13	1.30	2.05	1.8
1921-30	2.37	3.22	1.34	1.37	1.29	1.61	1.14	0.83	1.29	1.66	2.12	1.9
1931-40	3.01	1.78	1.70	1.24	1.04	0.59	0.77	1.08	1.27	1.08	1.43	2.4
1941-50	3.44	3.94	1.64	1.26	1.49	1.36	0.97	1.50	1.36	1.04	0.93	2.0

TABLE 3 Standard deviations s of De Bilt temperature Ti

1-21 naar opklimmende grootte. Hetzelfde doen we voor de elf overige maanden. Wanneer we horizontaal sommeren, vinden we dekaden met lage totalen (1901-10: 89, 1751-60: 91, 1761-70: 93 en 1931-40: 94) en met hoge totalen (1781-90: 175 en 1841-50: 163). De eerste groep heeft dus betrekking op dekaden, waarin de maandtemperaturen weinig afwijken van het voor die dekade geldende gemiddelde. Het tweetal met de hoge totalen wordt gevormd door die dekaden, waarin voor het merendeel der maanden hoge spreidingen berekend zijn.

Om te beoordelen, of deze opeenhopingen gevolgen van het toeval zijn, bepalen we de afwijkingen van de horizontale sommen ten opzichte van hun gemiddelde,  $132 \left(= 12 \times \frac{1+21}{2}\right)$ , en kwadrateren. De som *S* der

21 kwadraten is gelijk aan 11 850. Noemen we het aantal rijen k (hier = 21) en het aantal kolommen m (hier = 12), dan leert de theorie, dat  $G_r^2$  =

 $=\frac{12 \text{ S}}{m k (k+1)}$  verdeeld is als een G<sup>2</sup>-verdeling met v = (k-1) vrijheidsgraden. We berekenen:  $G_r^2 = 25.65$ , v = 20 en P = 20 %. Er is dus een redelijke kans, dat het ongelijkmatige voorkomen van grote en kleine standaarddeviaties door het toeval veroorzaakt is.

Aan tabel 3 ontlenen we nog de volgende bijzonderheden:

	C. FOR	- 01-57	Op één	na		Op ien	na	
	Grootst	e s	grootst	e s	Kleins	te s	kleinste	5
Jan	1821-30	3.71	1941-50	3,44	1741-50	1.45	1851-60	1.79
Feb	1941-50	3.94	1921-30	3.22	1931-40	1.78	1761-70	1.79
Mrt	1841-50	2.64	1781-90	2,53	1871-80	1.25	1901-10	1.31
Apr	1791-00	1.87	1831-40	1.76	1851-60	0.94	1821-30	1.04
Mei	1861-70	2,12	1801-10	2.05	1821-30	0.93	1891-00	1.04
Jun	1811-20	1.74	1911-20	1.61	1931-40	0.59	1831-40	0.72
Jul	1851-60	1.83	1781-90	1.73	1931-40	0,77	1741-50	0.81
Aug	1841-50	1.75	1911-20	1,56	1791-00	0.61	1901-10	0.67
Sep	1841-50	1.47	1801-10	1.37	1901-10	0.66	1811-20	0.77
Oct	1811-20	1.81	1921-30	1.66	1751-60	0.77	1891-00	0.93
Nov	1921-30	2,12	1911-20	2,05	1791-00	0.69	1861-70	0,91
Dec	1821-30	3.61	1851-60	3.05	1901-10	1.72	1771-80	1.72

De dekade 1881-90 is de enige van de 21, die noch grote noch kleine standaarddeviaties bezit.

Er zijn drie dekaden, die elk vier maal voorkomen. Het zijn 1821-30 (in Januari en December de grootste, in Mei de kleinste en in April de op één na kleinste standaarddeviatie), 1851-60 (in Juli de grootste, in December de op één na grootste, in April de kleinste en in Januari de op één na kleinste standaarddeviatie) en 1901-10 (in September en December de kleinste, in Maart en Augustus de op één na kleinste standaarddeviatie).

Al deze feiten wijken weinig af van de resultaten van waarschijnlijkheidsbeschouwingen, die zich baseren op de hypothese van gelijkwaardigheid der 21 dekaden.

Verdere bewerkingen van de hier voor het eerst gepubliceerde gegevens (in tabel 1 en 3) zijn te vinden in de §§ 2.6.1, 2.7.2 en 2.9 van VAN DER BIJL (1952). In de nu volgende alinea's geven we een samenvatting van de resultaten van die bewerkingen.

In tabel 8 van 2.6.1 zijn de overschrijdingskansen van maximale en minimale standaarddeviaties maand voor maand vermeld.

In tabel 9 van 2.6.1 is een frequentietabel opgemaakt van de overschrijdingskansen van alle 240 standaarddeviaties.

In tabel 12 van 2.7.2 bevindt zich de frequentieverdeling van 240 STUDENT-quotiënten  $\frac{m-\mu}{s}\sqrt{n}$ . Hierin is *m* het gemiddelde en *s* de standaarddeviatie van een bepaalde dekade uit de periode 1741-1940. De letter  $\mu$ stelt het gemiddelde over de 200 jaren 1741-1940 van de betreffende maand voor; n = 10.

In 2.9 dient de z-toets van FISHER om overschrijdingskansen te bepalen van quotiënten van dekade-standaarddeviaties.

De uitkomsten van deze statistische toetsen wijzen in geen enkel opzicht naar een dekade-temperatuur, die te veel of te weinig van de normaal afwijkt.

## 5. DE STANDAARDDEVIATIES DER MAANDTEMPERATUREN TE DE BILT IN TIJDVAKKEN VAN 40, 100 EN 200 JAREN

Deze grootheden kunnen berekend worden uit de gegevens van de tabellen 1 en 3, maar dit vereist vrij veel rekenwerk, veel meer dan het bepalen van de gemiddelden voor willekeurige tijdvakken uit de eijfers van tabel 1.

Wij geven derhalve in de tabellen 4, 5, 6 en 7 de standaarddeviaties voor een twintigtal perioden, variërend in lengte van 20 tot 200 jaren.

In de figuren 2-7 zijn de standaarddeviaties af te lezen voor de 40 jaren omvattende tijdvakken 1771-1810, 1811-1850, 1851-1890 en 1891-1930, benevens voor de perioden 1735-1770 en 1931-1947.

De frequentieverdeling van de grootheden van tabel 5 is in VAN DER BIJL (1952, 75-6) opgemaakt. Dit onderzoek gaf geen aanleiding tot de veronderstelling, dat de temperatuur van de één of andere periode van 40 jaren zich abnormaal gedragen had.

Met behulp van beschouwingen, analoog aan die in 4, kan desgewenst onderzocht worden, of de maximale en minimale standaarddeviaties in de tabellen 4, 5, 6 en 7 aan de statistische wetten gehoorzamen. Wij zullen ons beperken tot een onderlinge vergelijking der gegevens van de twee

TABEL 4 De standaarddeviaties van de temperatuur te De Bilt in tijdvakken van 20 jaren

	J	F	м	А	М	J	J	A	S	0	N	D
1741-60	2.09	2.24	2.01	1.33	1.35	1,23	1.23	0.93	0.86	1.14	1.65	2.27
1761-80	2.89	1.99	1.79	1.53	1.27	0.93	1.08	1.23	1.21	1.73	1.47	1.86
1781-00	2.86	2.16	2.19	1.93	1.31	1.42	1.63	0.85	1.30	1.35	1.45	2.80
1801-20	2.72	2.13	1.70	1.68	1.86	1.43	1.41	1.11	1.08	1.63	1.69	2.14
1821-40	3,48	2.32	1.47	1.47	1.26	1.24	1.27	1.14	1.04	1.16	1.37	2.97
1841-60	2.60	2.95	2.30	1.22	1.60	1.36	1.52	1.55	1.27	0.97	1.86	2.82
1861-80	2.48	2,28	1.67	1.31	1.91	1.23	1.47	1.18	1.23	1.12	1.31	2.74
1881-00	2.34	2.25	1.92	1.26	1.40	1,40	1.26	1.28	1.16	1.17	1.43	2.33
1901-20	1.89	2.11	1.54	1.44	1.14	1.41	1.52	1.17	0.90	1.52	1.67	1.91
1921-40	2.65	2.53	1.49	1.28	1.15	1.39	0.94	1.06	1.26	1.38	1.86	2.17

TABLE 4 Standard deviations of the temperature at De Bilt in 20-year periods

TABEL 5 De standaarddeviaties van de temperatuur te De Bilt in tijdvakken van 40 jaren

	J	F	м	Α	M	J	J	Α	S	0	N	D
1741-80	2.52	2.10	1.94	1.49	1.31	1.09	1.14	1.12	1.03	1,45	1.54	2.06
1781-20	2.76	2.12	1.96	1.80	1.59	1.45	1.54	0.98	1.19	1.49	1.55	2.41
1821-60	3.06	2.62	1.93	1.35	1.42	1.30	1.38	1.35	1.14	1.09	1.66	2,88
1861-00	2.39	2.28	1.80	1.30	1.68	1.31	1.35	1.23	1.18	1.16	1.37	2.44
1901-40	2.28	2.30	1.50	1.35	1.14	1.38	1.31	1.14	1011	1.43	1.77	2.07

TABLE 5 Standard deviations of the temperature at De Bilt in 40-year periods

TABEL 6 De standaarddeviaties van de temperatuur te De Bilt in tijdvakken van 50 jaren

	J	F	м	А	м	J	J	Α	S	0	N	D	
1741-90	2.53	2.14	2.14	1.51	1.27	1.14	1.27	1.10	1.09	1.43	1.68	2.33	
1791-40	3.08	2.15	1.62	1,69	1.57	1.34	1 39	1.03	1.09	1.51	1.48	2.70	
1841-90	2.47	2.63	2.01	1,29	1.75	1,34	1.44	1.37	1.23	1.16	1.51	2.72	
1891-40	2.34	2.25	1.56	1.35	1.12	1.37	1.28	1.15	1.12	1,34	1.75	2.02	

TABLE 6 Standard deviations of the temperature at De Bilt in 50-year periods

TABEL 7 De standaarddeviaties van de temperatuur te De Bilt in tijdvakken van 100 en 200 jaren

	J	F	М	А	М	J	J	A	S	0	N	D
1741-1840 2	2.82	2.13	1.89	1.62	1.42	1.29	1.33	1.06	1.09	1.46	1.58	2.51
1841-1940 2	2.41	2.43	1.81	1.32	1.47	1.35	1.36	1.27	1.18	1.25	1.63	2.39
1741-1940 2	2.68	2,29	1,86	1,47	1.45	1.32	1.34	1.17	1,14	1,36	1.60	2.45

TABLE 7 Standard deviations of the temperature at De Bilt in 100- and 200-year periods

eeuw-tijdvakken uit tabel 7. In de vijf maanden Januari, Maart, April, October en December is de spreiding geringer geworden. Er is dus geen sprake van een algemene toe- of afname in de standaarddeviatie.

De quotiënten van de overeenkomstige standaarddeviaties zijn in onderstaande tabel weergegeven (de grootste standaarddeviatie is steeds in de teller).

J	F	м	Α	М	J	J	Α	S	0	N	D
1.17	1.14	1.04	1.23	1.04	1.05	1.02	1.20	1.08	1.17	1.03	1.05

De vetgedrukte quotiënten hebben betrekking op de maanden, waarin een stijging van de spreiding opgetreden is.

Toepassing van de z-toets van FISHER geeft antwoord op de vraag, of de veranderingen in de spreiding significant zijn.

Stellen we de zgn. nulhypothese, dat beide steekproeven (elk omvattend 100 maandtemperaturen) afkomstig zijn uit eenzelfde universum, dan mogen we in 20% der gevallen een quotiënt der standaarddeviaties > 1.09verwachten. Voor 10, 5, 1 en 0.1% is de grens resp. 1.14, 1.18, 1.27 en 1.38.

In plaats van de verwachte 80% = 9.6 maanden met een quotiënt < 1.09 zijn er 7.

In plaats van de verwachte 5% = 0.6 maanden met een quotiënt > 1.18 zijn er 2 (April en Augustus).

Deze resultaten wijken vrij belangrijk af van wat we mochten verwachten op grond van de veronderstelling, dat de spreiding in wezen niet veranderd is. De veranderingen zijn echter niet groot genoeg om tot een definitieve uitspraak te komen.

Een mogelijke verklaring van de verandering in de spreiding is deze: vóór 1840 werd de temperatuur slechts 1 à 3 maal per dag gemeten. De schatting voor het 24-uurgemiddelde uit deze weinige waarnemingen lijdt niet alleen aan onnauwkeurigheid, maar is misschien ook behept met een systematische fout, omdat de nachtelijke temperaturen geheel buiten beschouwing blijven.

Na de invoering van de thermografen (ca 1840) kon het 24-uurgemiddelde exact bepaald worden uit de thermogrammen. Of deze verklaring steekhoudend is, kan men onderzoeken door de standaarddeviaties van overdaggemiddelden en van 24-uurgemiddelden na 1840 onderling te vergelijken.

## 6. CORRELATIES TUSSEN DE MAANDELIJKSE TEMPERATUUR TE DE BILT IN DE TWEE EEUWTIJDVAKKEN 1741-1840 EN 1841-1940

De tot nu toe behandelde statistische grootheden, gemiddelde en standaarddeviatie, zijn alleen in staat ons iets mee te delen over het gedrag van de temperatuur in elke maand afzonderlijk. Onze belangstelling gaat echter ook uit naar het onderlinge verband tussen de temperaturen in verschillende maanden, niet in de laatste plaats vanwege het nut, dat dergelijke eventueel bestaande relaties voor de weersverwachtingen op lange termijn hebben.

De correlatiecoëfficiënt is de aangewezen statistische parameter, die de vraag kan beantwoorden, of en in hoeverre twee rijen van waarnemingen lineair afhankelijk van elkaar zijn. Deze coëfficiënt r wordt berekend volgens de formule

$$r_{i,j} = \frac{\Sigma T_i T_j - \frac{1}{n} \Sigma T_i \Sigma T_j}{\left| \left\langle \Sigma T_i^2 - \frac{1}{n} (\Sigma T_i)^2 \right\rangle \right\rangle \left\langle \Sigma T_j^2 - \frac{1}{n} (\Sigma T_j)^2 \right\rangle}$$

De sommaties strekken zich uit over het tijdvak, waarvan we de correlatiecoëfficiënt willen weten. De grootheid n is gelijk aan de lengte van het betreffende tijdvak.

Met *i* en *j* geven we aan, tussen welke maandtemperaturen gecorreleerd wordt: *i* loopt van 1 tot 12 (Jan-Dec) en *j* van (i + 1) tot (i + 12). Derhalve stelt bv.  $r_{3,16}$  de correlatiecoëfficiënt voor tussen de temperaturen van de maanden September en de daaropvolgende April.

Soms worden al deze coëfficiënten autocorrelatie-coëfficiënten genoemd. Wij houden ons aan de strikte betekenis van dit begrip: een autocorrelatiecoëfficiënt van de b de orde bepaalt de correlatie tussen twee reeksen waarnemingen, waarbij de ene reeks uit de andere ontstaan is door een opschuiving van b waarnemingen.

Door deze definiëring is de uitdrukking autocorrelatie alleen van toepassing op het geval j = i + 12. Zo is bv.  $r_{2,14}$  de autocorrelatie-coëfficiënt van de eerste orde voor Februari.

In tabel 8 zijn  $3 \times 144$  waarden van  $r_{i,i}$  vermeld met i = 1 tot 12 en i = (i + 1) tot (i + 12). Driemaal 144, omdat in elk hokje zich onder elkaar bevinden de correlaties tussen de temperaturen
Voorafge	vande			Later	zomende n	taand	31	ubsequen	month			
maak	d Jan	Feb	Mrt	Apr	Mei	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dcc
Previous		350		005	120	210	134	115	103	002	- 064	124
Tan		236	078	003	.127	- 088	.1.54	.115	000	155 -		124
Jan	032	163	075	085	077	346	236	183	253	_ 020	111	187
	.052	.105	.055	.000	.011			.105		020		
-	153 -	135	.360	028	.150	.272	.166	.210	.086	.031 -	051	070
reb	038	.024	.446	.320	039	.035	.211	.154 .	170	.003	.008	.184
	144	150	.426	.1/3	.263	.305	.208	.221	.115	.180	.104	.078
	054	061	.228	.331	.059	.200	.143	.208	.056	.261	.079	002
Mrt	065	035	036	.178	.070	016	.171	.130	010	.072 -	129	.045
	079	.005	.150	.352	.222	.230	.149	.276	.300	.371	.143	.075
	120 ·	020	.152	.091	.025	.102	.199	.206	.068	.179	.006	025
Apr	054	141	.000	093	009	110	.097	.037	.119	.193	.060	.152
	.020	017	.129	.136	.243	.182	.311	.363	.293	.261	.187	023
	041	020	.010	008	039	.149	.149	.160	.009	.081	.006	.016
Mei	101	.120	.072	.102	.048	.050 -	077	.067	.178	.009 -	015	.043
	.029	.100	.034	.002	.246	.232	.297	.177	.155	.214	.124	153
	.030	148	092	090	075	.132	.374	.194	.190	.233	.111	006
lun	.110	.137	.091	.029	.050	058	.070	.095	.023	124 -	030	007
<b>J</b>	.092	.011	.030	.147	.226	.211	.532	.406	.368	.379	.267	060
	174 -	057	.022	103	.083	.088	.078	.345	.021	.138	.108	022
Tul	.116 -	185	051	.051	259		010	.295	.043	.003	.049	.090
J	.071	.032	025	.098	.394	.236	.284	.531	,272	.367	.392	.102
	129		.080	.048	.153	.012	.118	.207	.341	.322	.170	128
Aug	024	.052	.099	.012	137	.094	.125	.034	.408	.175 -	009	.172
	.021	.022	.121	.174	.263	.203	.307	.454	.511	.334	.216	.128
	- 086	- 062	- 095	018	070	175	057	123	066	185	206	087
Sen	042	.041	109	.098	112	274	135	050 -	121	.244	.009	.102
- • P	.066	.038	.003	.304	.139	.292	.291	.354	,200	.370	.260	.083
	- 057 -	066	078	041	035	136	043	080	004	165	244	186
Oct	067	.018	141	080	040	.183 -	078	.097 -	026 -	110 -	088	022
	.026	.232	.179	.299	.249	.186	.176	.155	.175	.214	.129	.215
	088	057		019	106	102	060	227	040	258	121	202
Nov	020	083	047	.053	.037	.108	.045 -	015 -	023 -	005	.012	.117
	.114	.050	.032	.048	.233	.204	.104	.189	.190	.184	.047	.239
	409	202	224	024	054	266	211	175	041	3.40	002	010
Dec	200	055	064	001	040	050	050	071	_ 127 -	_ 110 -	004	.050
Dec	.200	200	218	.001	.039	362	208	175	195	233	045	034
	0.7 A L			1071	1037		.200	+ + + 5	1223		.045	-1034

 

 TABEL 8 Correlaties van de temperatuur van elk der 12 maanden met de temperatuur van elk der 12 daaropvolgende maanden, resp. voor De Bilt (1741-1840 en 1841-1940) en voor Greenwich (1764-1863)

 

 TABLE 8 Correlations between the temperature of each of the 12 months and the temperature of each of the 12 subsequent months for De Bilt (1741-1840 and 1841-1940) and for Greenwich (1764-1863)

a. te De Bilt over het tijdvak 1741-1840,

b. te de Bilt over het tijdvak 1841-1940 en

c. te Greenwich over het tijdvak 1764-1863.

De gegevens van *c*. ontlenen we aan een onderzoek van Norton en Brier (1944). Deze Amerikanen hebben slechts drie van hun 144 coëfficiënten getoetst aan de waarden uit een latere periode (1864-1938).

We geven ze in onderstaande tabel weer met daarnaast ook de respectieve waarden voor de temperatuur te De Bilt

	Gree	nnich	De Bilt			
	1764-1863	1864-1938	1741-1840	1841-1940		
r <sub>6,7</sub>	0.532	0.331	0.374	0.070		
r7.8	0.531	0.362	0,345	0.295		
r.8,9	0.511	0.427	0.341	0,408		

Deze tabel suggereert onmiddellijk 1. een kleiner worden van de correlatie in de laatste eeuw en 2. hogere correlaties in Greenwich dan in De Bilt. Beide suggesties worden door een nadere bestudering van tabel 8 onwrikbaar bevestigd.

Ad 1. Onderzocht werd het aantal malen per kolom en per rij, dat de absolute waarde van de correlatiecoëfficiënt van 1741-1840 op 1841-1940 afnam (betreft dus alleen de correlaties van de temperatuur te De Bilt). Het resultaat was:

opgeteld per	J	F	Μ	А	Μ	J	J	А	S	0	Ν	D	Iotaal	toevalswaarde
kołom	8	8	5	5	7	6	7	11	4	9	8	3	81	$\frac{1}{2} \times 144 = 72$
rij	10	7	7	5	4	10	6	7	4	4	8	9	81	$\frac{1}{3} \times 144 = 72$

Nemen we aan, dat er geen voorkeur bestaat voor één van de twee eeuw-tijdvakken, noch voor enige maand, dan verwachten we in elke kolom of rij zes maal een verzwakking van de correlatie. De G<sup>2</sup>-toets op de kolomtotalen en op de rijtotalen toegepast brengt geen significante afwijking van de verwachte toevalswaarden aan het licht.

Wat de temperatuur te De Bilt betreft, is het dus niet mogelijk met deze methode een seculaire gang in de correlatie aan te tonen. (Op p. 339 lukt dit langs een andere weg wel). Voor Greenwich kon eenzelfde onderzoek niet ingesteld worden, daar het beginjaar van de tweede periode (1864)

ons niet toestaat, de berekeningen voor de tweede periode volledig uit te voeren.

De enige correlatie, die we – ter controle – ook voor een moderner tijdvak bepaald hebben, is de autocorrelatie-coëfficiënt van de eerste orde voor Augustus. Deze bereikte in het tijdvak 1764-1863 de waarde 0.454. Dit is voor dergelijke meteorologische grootheden uitzonderlijk hoog, ja zelfs twijfelachtig hoog, zoals uit het volgende staatje blijkt.

		r <sub>8.20</sub>	
Greenwich	1764-1863	0.454	volgens Norton en Brier
	1860-1899	-0.059	
	1900-1939	-0.132	Gegevens uit
	1860-1939	-0.099	World Weather Records
De Bilt	1741-1840	0.207	1
	1841-1940	0.034	Gegevens uit
	1851-1890	0.011	( LABRIJN (1945)
	1891-1930	0.089	

Ad 2. Afgeteld werd in tabel 8 per kolom en per rij, hoevele malen de absolute waarde van de correlatie te Greenwich de grootste van elk drietal  $r_{ij}$  was. De uitkomst was:

pgeteld per	J	F	М	Α	М	J	J	Α	S	0	N	D	totaal	toevalswaarde
kolom	2	2	2	8	10	12	9	10	10	9	10	6	90	$\frac{1}{3} \times 144 = 48$
rij	7	6	9	8	7	9	8	9	8	10	5	4	.90	$\frac{1}{3} \times 144 = 48$

Daar elke correlatiecoëfficiënt uit tabel 8 op 100 paren maandtemperaturen berust, is a priori niet in te zien, waarom één van de drie (De Bilt 1741-1840, De Bilt 1841-1940, Greenwich 1764-1863) meer keren groter zou zijn dan de twee overige.

De G<sup>2</sup>-toets geeft aan, dat de rij- en kolomtotalen significant afwijken van de toevalswaarde  $\frac{1}{3} \times 12 = 4$ .

In de kolomtotalen is bovendien nog een sterke jaarlijkse gang aanwezig. Misschien geeft dit de sleutel voor de verklaring van het abnormale gedrag van de Greenwich-correlaties. Wij zullen hierop niet ingaan, maar ons nu richten op het onderzoek naar het verband tussen de temperatuur te Greenwich en die te De Bilt. In fig. 1 is voor beide plaatsen de luchttemperatuur uitgezet, boven een winter-, onder een zomermaandgemiddelde. Steeds werd een willekeurig tijdvak uitgekozen.

Het enige, wat we met deze grafische voorstelling beogen, is de visuele



indruk te vestigen, dat de samenhang zo nauw is, dat het overbodig, eerder zelfs nutteloos is om de correlatie in getalswaarde uit te drukken.

Voor de laatste honderd jaren mogen we wel aannemen, dat het temperatuursverloop in De Bilt en Greenwich zo analoog is, dat de coëfficiënten  $r_{i,j}$  voor deze stations bijna gelijke waarden moeten opleveren (mits ze over eenzelfde tijdvak berekend zijn).

Voor de periode 1764-1863 verschillen de correlaties tussen Greenwich en De Bilt aanmerkelijk. Strikt genomen hebben we zojuist alleen maar plausibel gemaakt, dat de temperatuur op beide stations sinds ca 1850 parallel verloopt, maar welhaast geen enkel meteoroloog zal durven beweren, dat deze samenhang in het tijdperk 1750-1850 van een veel lager gehalte is.

Het genoemde verschil in de correlatie kan dus geen verklaring vinden in een partiële onafhankelijkheid tussen de temperaturen aan beide zijden van de Noordzee.

Daar bekend is, dat LABRIJN vele zorgen besteed heeft aan het samen-

stellen van 'zijn' temperatuurreeks, steken we – op zoek naar een mogelijke foutenbron – niet de hand in eigen boezem, maar richten onze aandacht onmiddellijk op de Londense temperatuurreeks.

NORTON en BRIER vermelden niets over de herkomst van de door hen gebruikte Londense temperaturen, maar hoogst waarschijnlijk moeten we de bron zoeken in een artikel van BRUNT (1925). Het is een veeg teken, dat in het standaardwerk 'World Weather Records' slechts de temperatuurgegevens te Greenwich van nà 1840 zijn opgenomen, terwijl dit werk toch ook juist oude klimatologische waarnemingen bekend wil maken. Blijkbaar voldeden de data van Greenwich vóór 1840 niet aan de eisen van betrouwbaarheid, die de uitgevers van de World Weather Records gesteld hadden.

Deze opvatting wordt gesteund door het ontbreken van oudere gegevens in de publicatie 'A century of London weather' (MARSHALL 1952). De schrijver behandelt alleen meteorologisch materiaal van nà 1840, wat wel impliceert, dat het minder recente gedeelte geen vertrouwen verdient. In volledige overeenstemming hiermee is een verklaring van LEWIS (1947) over BRUNT'S data: 'The London observations of temperature are not a homogeneous series throughout; from 1841 they represent observations at Greenwich and are reliable and homogeneous but, in the earlier years, the site and exposure of the instruments varied from time to time and the observations are therefore less reliable for purposes of comparison'.

Onnauwkeurigheid in de waarnemingsresultaten als oorzaak van de hogere correlatie in Greenwich aan te nemen is weliswaar een eenvoudige verklaring, maar geenszins een plausibele, want toevallige fouten verlagen in het algemeen de correlatie.

De juiste oorzaak kan dus niet aangegeven worden.

We keren terug naar de gegevens van tabel 8 op p. 333.

Een oppervlakkige beschouwing suggereert, dat het overgrote deel der coëfficiënten uit een universum stamt, waar de correlatiecoëfficiënt  $\rho = o$ is. Uitzonderingen zijn de coëfficiënten  $r_{i,j}$  met j = i + 1 en mogelijk i = i + 2. Het is bekend, dat de zgn. persistentie (zie bv. VAN DER BIJL 1952, 40-5 en 105-7) een positieve correlatie te weeg brengt tussen meteorologische grootheden van aangrenzende maanden.

Uit onderstaand tabelletje blijkt, dat de maxima in zomer en winter, de minima in voor- en najaar optreden. Deze duidelijke jaarlijkse gang is niet onverwacht – men weet, dat constant weer zich pleegt te handhaven gedurende de extreme seizoenen. Het wisselvallige weer daarentegen is het kenmerk van de overgangsjaargetijden.

# Temperatuur te De Bilt, periode 1741-1940 J F M A N D $r_{i,i+1}$ 0.296 0.407 0.267 0.010 0.099 0.216 0.382 0.219 0.086 0.206 0.317 $r_{i,i+2}$ 0.122 0.143 0.067 0.010 0.032 0.131 0.099 0.091 0.039 0.172 Temperatuur te De Bilt, periode 17,11-1940 of 0.407 0.267 0.010 0.316 0.382 0.219 0.086 0.206 0.317 $r_{i,i+2}$ 0.122 0.143 0.067 0.033 0.247 0.099 0.091 0.039 0.172 L L L L DEE C O

LANDSBERG en APPEL (1943) trachtten de geografische verdeling van  $r_{i,i+1}$  maand voor maand in kaarten weer te geven. Zij faalden in hun poging, omdat zij een te kort tijdvak namen (slechts 50 jaren omvattend). Het steekproefeffect heeft dan een te grote invloed, hetgeen duidelijk wordt na bestudering van de volgende cijfers:

	1	4,5		r <sub>4,5</sub>
Greenwich	249 (	(50 jaren)	.243	(1764-1863)
Utrecht-De Bilt	179 (	(50 jaren)	009	(1841-1940)
Zwanenburg	.238 (	50 jaren)	.025	(1741-1840)
Copenhagen	.437 (	50 jaren)		

Alle coëfficiënten  $r_{i,i}$  met j = i + k noemen we correlatiecoëfficiënten met een tijdsverschil (Engels: lag) van k maanden. In tabel 8 bevat de diagonaal van linksboven naar rechtsbeneden de coëfficiënten met een tijdsverschil van 12 maanden (dit zijn ook de autocorrelatie-coëfficiënten van de eerste orde). Bekijken we de waarden in de hoekjes onmiddellijk rechts van de genoemde diagonaal gelegen, dan liggen daarin de coëfficiënten met een tijdsverschil van één maand (ze zijn vet gedrukt). Wanneer er zich rechts geen hokje meer bevindt, moeten we dat aan het begin van dezelfde rij nemen. De cursief gedrukte getallen zijn de coëfficiënten met een tijdsverschil van twee maanden ( $r_{i,i+2}$ ). Eenvoudigheidshalve noemen we de aan de eerstgenoemde diagonaal evenwijdig lopende, denkbeeldige lijnen, die rechts ophouden en één rij lager links weer beginnen, eveneens diagonalen. We nummeren ze ook: diagonaal k bevat de elementen  $r_{i,i+k}$ 

Het gemiddelde van de 120 correlatiecoëfficiënten met een tijdsverschil groter dan twee maanden was voor 1741-1840: 0.059 en voor 1841-1940: 0.016. Een correlatiecoëfficiënt, berekend uit 100 paren waarden, heeft een standaarddeviatie  $\sigma_r = \frac{1-\varrho^2}{\sqrt{n}} = \frac{1-\varrho^2}{10} = 0.1$ , daar  $\varrho^2$  in dit geval

zeer klein is t.o.v. 1. Het gemiddelde van 120 van dergelijke correlatie-

coëfficiënten heeft een standaarddeviatie  $\sigma_{\bar{r}} = \frac{0.1}{\sqrt{120}} = 0.009$ . Het gemid-

delde over 1741-1840 is ruim zes maal zijn standaarddeviatie en dus zeer significant, het gemiddelde over 1841-1940 is kleiner dan 20; en derhalve geenszins significant.

Het verschil tussen de twee eeuw-gemiddelden (0.059 - 0.016 = 0.043)heeft een standaarddeviatie =  $0.009 \times \sqrt{2} = 0.013$  en is dus evenzeer significant.

Stellen we de Nederlandse gemiddelden tegenover het gemiddelde van de correlaties te Greenwich over het tijdvak 1764-1863 (nl. 0.155), dan is dit weer significant hoger dan elk der gemiddelden te De Bilt.

We worden daarmee nogmaals voor de twee raadsels geplaatst:

- a. Waarom is de onderlinge correlatie van de temperatuur te Greenwich zoveel hoger dan in De Bilt?
- b. Waarom is de onderlinge correlatie te De Bilt in de laatste honderd jaren zo goed als geheel verdwenen?

De eerste vraag kan alleen beantwoord worden door een zorgvuldige beoordeling van de betrouwbaarheid van de Greenwich-reeks. De tweede vraag kan mogelijk een oplossing vinden, wanneer correlaties tussen de maandelijkse overdaggemiddelden van de temperatuur te De Bilt over de laatste 100 jaren berekend worden. Deze sluiten – qua origine – beter aan bij de correlaties van 1741-1840. Men moet dan onderstellen, dat de band tussen de maandelijkse overdaggemiddelden sterker is dan die tussen de maandelijkse etmaalgemiddelden. Deze hypothese is echter in genen dele plausibel en zal waarschijnlijk niet door de feiten bevestigd worden.

De verklaring, dat de grotere onnauwkeurigheid van vroegere waarnemingen een versterkte correlatie te weeg brengt, verdient evenmin vertrouwen. Er blijft weinig meer over dan aan een 'klimaatsverandering' te denken. Deze deus ex machina mag echter niet opgeroepen worden bij elke gelegenheid, waarbij voor de hand liggende verklaringen onvoldoende zijn. Het poneren van een klimaatsverandering moet beperkt blijven tot die gevallen, waarin betere aanwijzingen aanwezig zijn, die erop duiden, dat het klimaat inderdaad veranderd is.

# 7. VARIANTIEANALYSE DER CORRELATIECOEFFICIENTEN

VAN DE TEMPERATUUR

## TE DE BILT MET EEN TIJDSVERSCHIL VAN 3-12 MAANDEN

NORTON en BRIER onderwierpen hun 144 Greenwich-coëfficiënten aan een variantieanalyse, waarbij zij aantoonden, dat èn de twaalf kolomgemiddelden onderling, èn de twaalf rijgemiddelden onderling, èn de twaalf diagonaalgemiddelden onderling significant verschillend waren.

Wij zullen de variantieanalyse ook toepassen op de correlaties van de temperatuur te De Bilt, maar dan in een gewijzigde vorm.

Op p. 338 is gebleken, dat de correlaties met een tijdsverschil van 1 en 2 maanden positief zijn. De vet en cursief gedrukte cijfers laten we daarom weg uit tabel 8. We willen nu gaan onderzoeken, of de overgebleven elementen (die met een tijdsverschil van 3—12 maanden) afkomstig kunnen zijn uit een universum, waar geen correlatie aanwezig is.

In de statistische leerboeken wordt meestal de impliciete eis gesteld, dat voor een meervoudige variantieanalyse de matrix geheel gevuld moet zijn, dus zonder ontbrekende waarden. Is aan deze eis voldaan, dan kan de kwadratensom van de residuen bepaald worden zonder de residuen eerst afzonderlijk te berekenen. Dit voordeel vervalt in gevallen als het onze, waarin de matrix niet compleet is.

Daar dit soort variantieanalyse, voor zover bekend, nog niet in de statistische literatuur behandeld werd – voor meteorologische onderzoekingen is het zeker een novum – gaan we op de techniek iets dieper in.

Het element  $r_{i,j}$  bevindt zich in rij *i*, in kolom *j* en in de diagonaal (*j-i*). Het gemiddelde van de 10 elementen in rij *i* is  $\frac{1}{10} \sum_{j=1}^{j=12} r_{i,j}$ , het gemiddelde van de 10 elementen in kolom *j* is  $\frac{1}{10} \sum_{k=1}^{i=12} r_{i,j}$  en het gemiddelde van de 12 elementen in diagonaal k(=j-i) is  $\frac{1}{12} \sum_{k=1}^{h=12} r_{k,h+k}$ .

Het residu van element  $r_{ij}$  is nu =

 $r_{i,j} - \frac{1}{10} \sum_{j=1}^{j=12} r_{i,j} - \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{i=12} r_{i,j} - \frac{1}{12} \sum_{h=1}^{h=12} r_{h,h+k}.$ 

Analoog worden alle 120 residuen berekend, vervolgens gekwadrateerd en gesommeerd. Wanneer deze kwadratensom, verminderd met de nul-

puntscorrectie  $A^2/120$  (A = som der 120 residuen), gedeeld wordt door het juiste aantal vrijheidsgraden (hier 120-1-11-11-9 = 88), ontstaat de schatting  $s_{res}^2$  voor  $\sigma_{res}^2$ , de universumvariantie der residuen.

De kwadratensommen tussen de kolommen, tussen de rijen en tussen de diagonalen worden op de klassieke wijze bepaald, al dient er rekening gehouden te worden met het werkelijke aantal elementen per kolom of rij. Deling door resp. 11, 11 en 9 vrijheidsgraden geeft  $s_{uk}^2$ ,  $s_{rur}^2$  en  $s_{ud}^2$ , de steekproefvarianties resp. tussen de kolommen, tussen de rijen en tussen de diagonalen.

Delen we ten slotte deze grootheden door  $s_{ren}^2$ , dan hebben we drie variantiequotiënten. Met de *F*-toets van FISHER kunnen we nagaan, of de quotiënten significant van 1 afwijken. Is bv.  $s_{tuk}^2/s_{ren}^2$  significant groter dan 1, dan is statistisch aangetoond, dat de kolomgemiddelden niet alleen op grond van het toeval variëren. Er moet een bepaalde oorzaak geweest zijn, die de correlatie in sommige kolommen hoger doet zijn dan in andere.

Een tweede statistische manipulatie, waarin dit onderzoek zich van het Amerikaanse onderscheidt, is de z-transformatie van r. Toepassing van de variantieanalyse eist nl., dat de elementen volgens Gauss verdeeld zijn. De correlatiecoëfficiënt r is echter niet gaussisch verdeeld. Wel is dit bij zeer goede benadering het geval met  $z = \frac{1}{2} \ln (1 + r) - \frac{1}{2} \ln (1 - r) =$  $r + \frac{1}{3}r^3 + \frac{1}{5}r^5 + \dots$ 

Voor de periode 1931-1947 werd de variantieanalyse zowel op de zwaarden als op de *r*-waarden toegepast. De variantiequotiënten verschillen slechts miniem, zoals uit het volgende blijkt.

variantiequotiënt voor de	berekend uit de waarden van					
	z	r				
kolommen	1.06	1.04				
rijen	2.28	2.30				
diagonalen	1.71	1.68				

Telt de periode niet 17 jaren, maar meer, dan zullen de respectieve variantiequotiënten nog minder van elkaar afwijken. Daar de variantieanalyse, behalve op deze ene periode van 1931-1947, verder uitsluitend op tijdvakken van 40 en 100 jaren wordt toegepast, is daarbij r geen enkele maal meer in z getransformeerd.

Een laatste bezwaar van statistische aard is de onderlinge afhankelijk-

34I

heid der correlatiecoëfficiënten. Is  $r_{a,b} = r_{b,e} = 1$ , dan geldt ook  $r_{a,e} = 1$ . M.a.w. is er een lineair verband enerzijds tussen bv. de Januari- en April-temperaturen, anderzijds tussen bv. de April- en Augustus-temperaturen, dan volgt hieruit, dat het verband tussen de Januari- en Augustustemperaturen ook lineair is. De variantieanalyse eist echter onafhankelijkheid der elementen.

Gelukkig is de absolute waarde van de correlaties te De Bilt gering. We willen zelfs bewijzen, dat ze voor tijdsverschillen groter dan twee maanden gelijk aan nul te stellen zijn. In zulke gevallen is de onderlinge af hankelijkheid der correlatiecoëfficiënten verwaarloosbaar klein, zodat nu alle statistische bezwaren opgeheven zijn tegen: de toepassing der variantieanalyse op de onderlinge correlatiecoëfficiënten tussen de maandelijkse temperatuurgemiddelden te De Bilt.

Als eerste resultaat vermelden we de uitkomsten van de twee eeuwtijdvakken met ter vergelijking daarnaast de volgens de statistische theorie verwachte waarden en de Greenwich-kwadratensommen. De kwadratensom der residuen van Greenwich is vanwege het daartoe vereiste uitgebreide rekenwerk niet exact bepaald; een nauwkeurige schatting kon aan de hand van het onderzoek van NORTON en BRIER gedaan worden.

TABEL 9 Kwadratensommen

	De	Bilt		Greenwich
	1741-1840	1841-1940	theorie	1764-1863
en <sup>2</sup> 1.86	0.5014	0.7932	0.88	0.5 à 0.6
1 s <sup>2</sup> mk	0.8902	0.1724	0.11	1.0161
11 s <sup>#</sup> mr	0,1591	0.0751	0.11	0.1156
9 st tud	0.0954	0.0560	0.09	0.1104

TABLE 9 Sums of squares

De theoretische waarden zijn verkregen uit de formule voor de standaarddeviatie  $\sigma$ , van de correlatiecoëfficiënt  $\varrho$ .

$$\sigma_r = \frac{1-\varrho^2}{\sqrt{n}}$$

*n* is het aantal paren waarden, waarop de correlatie berust. In dit geval in n = 100 en  $\varrho$  verwaarloosbaar klein.

Vermenigvuldiging van  $\sigma$ <sup>2</sup> met het aantal vrijheidsgraden gaf de getallen in de kolom: theorie.

De cijfers wijzen uit, dat de correlaties te De Bilt zich in de laatste 100 jaren conform de theorie gedragen hebben. De correlaties van de oudste waarnemingen, zowel te De Bilt als in Greenwich, daarentegen, wijken belangrijk af. Het markantste feit is de grote spreiding in de kolomgemiddelden. Hoe echter in het algemeen de afhankelijkheid van  $r_{i,j}$  van de volgmaand j te verklaren?

En waarom dan weer die tegenstelling, dat  $r_{i,j}$  niet van de voorafgaande maand *i* afhangt?

In plaats van ons verder te verdiepen in deze raadselen, gaan we nu een gedetailleerd onderzoek instellen. We betrekken daarbij de correlatiecoëfficiënten in zes kleinere tijdvakken, die in de figuren 2-7 grafisch weergegeven zijn. De kwadratensommen zijn in tabel 10 opgenomen.

TABEL 10 Kwadratensommen

	1735-70	1771-10	1811-50	1851-90	1891-30	1931-47	1931-47
	r	r	r	r	r	z	r
88 s <sup>2</sup> res	1.8223	1.5088	1.5770	1.6118	2.0027	4.9673	4.2350
11 J <sup>2</sup> tuk	0.6504	1.5447	1.4149	0.4301	0.4849	0.6560	0.5496
11 J <sup>2</sup> tur	0.3659	0.5259	0.5157	0.2697	0.4860	1.4150	1.2156
9 st tud	0.2135	0.1683	0.4675	0.3685	0.1977	0.8699	0.7254

TABLE 10 Sums of squares

Het effect van de ongelijke lengte der intervallen verdwijnt door vermenigvuldiging met n/100. Deze handelwijze vindt zijn rechtvaardiging in de formule voor  $\sigma_r$ . De herziene, in tabel 11 vermelde waarden zijn nu rechtstreeks vergelijkbaar met die van tabel 9.

De lage cijfers voor r in de periode 1931-47 wijzen uit, dat de z-transformatie hier terecht doorgevoerd werd.

De enige duidelijke 'trend' is de toename van de kwadratensommen van de residuen, maar zelfs in de laatste tijdvakken wordt de theoretische waarde 0.88 nog niet bereikt. Een mogelijke oorzaak van de te lage spreiding is de op p. 342 besproken onderlinge afhankelijkheid der correlaties.

De spreiding der kolomgemiddelden is significant te hoog tussen 1771 en 1850. Buiten dit tijdvak zijn de afwijkingen ten opzichte van de theoretische toevalswaarde 0.11 minder groot. De kwadratensommen voor de rijen en diagonalen wijken in geen enkele periode op een significante wijze

TABEL 11 De waarden van tabel 10, vermenigvuldigd met n/100 (n = lengte der perioden, resp. 36, 40, 40, 40, 40, 17 en 17)

	1735-70	1771-10	1811-50	1851-90	1891-30	1931-47	1931-47
	r	r	r	r	r	π.	r
88 J <sup>2</sup> nes	0.6560	0.6035	0.6308	0.6447	0.8011	0.8444	0.7200
11 s <sup>2</sup> tuk	0.2341	0.6179	0.5660	0.1720	0.1940	0.1115	0.0943
11 s <sup>2</sup> mr	0.1317	0.2104	0.2063	0.1079	0.1944	0.2406	0.2066
9 s <sup>2</sup> tud	0.0769	0.0673	0.1870	0.1474	0.0791	0.1479	0.1233

TABLE 11 The values of table 10 multiplied by n|100| (n = length of the periods,  $36_*$  40, 40, 40, 40, 17 and 17, respectively)

af van de verwachtingswaarden 0.11 en 0.09. Toch wordt in vele gevallen de significantie-drempel dicht benaderd, zodat de mogelijkheid blijft, dat de grootte van de correlatiecoëfficiënt afhankelijk is van de plaats in de matrix. Reeds eerder is echter met nadruk gewezen op het feit, dat het moeilijk is in te zien, waarom de correlatie afhankelijk is van de voorafgaande of de volgmaand.

Wel plausibel zou een diagonaal-effect zijn, d.w.z. men mag aannemen, dat de correlatie afneemt met het vergroten van het tijdsverschil. Het is opvallend, dat juist de kwadratensommen voor de *diagonalen* in de verschillende perioden het dichtst om de verwachte waarde schommelen. Van de drie eventuele effecten, kolom-, rij- en diagonaal-effect, is de laatste het minst aanwijsbaar. Blijkbaar is de correlatie al zo dicht tot o genaderd bij een tijdsverschil van drie maanden, dat een verdere daling niet meer door onze variantieanalyse aangetoond kan worden.

Speciaal de laatste conclusie is van veel profijt voor de wetenschap, die zich bezighoudt met het onderzoek naar de mogelijkheid van weersverwachtingen op lange termijn. Immers, men heeft er weinig aan te weten, dat  $r_{i,j}$  afhankelijk is van *i* of van *j*. De correlatie is zo klein, dat ze onbruikbaar is voor seizoenverwachtingen. Nu we mogen aannemen, dat  $r_{i,j}$  niet afhangt van k = j - i, kunnen we bij voorbaat elke methode verwerpen, die uitgaat van een periodiciteit van 3 tot 12 maanden.

Tot slot vermelden we nog in tabel 12 de variantiequotiënten met hun overschrijdingskansen.

De systematisch te lage waarden voor de kwadratensommen, die veroorzaakt zijn door de onderlinge afhankelijkheid der correlatiecoëffi-

dienten, hebben weinig invloed op de variantiequotiënten, omdat deze invloed zowel in de teller als in de noemer optreedt.

De algemene indruk van tabel 12 verschilt in niets van die van tabel 11, zodat we voor de conclusies verwijzen naar het voorafgaande.

TABEL 12 De varianticquotienten voor kolommen, rijen en diagonalen in diverse tijdvakken, met

hun overschrijdi	ingskansen	Tright - Magal	TOW THE E
tijdvak	kolommen	rijen	diagonalen
1741-1840	14.2 + + +	2,54 + +	1.86 —
1841-1940	1.74 —	0.76 — — —	0.69 — —
1735-1770	2.86 + +	1.61 — —	1.15
1771-1810	8.19 + + +	2.79 + +	1.09
1811-1850	7.18 + + +	2.62 + +	2.90 + +
1851-1890	2.13 +	1.34	2.24 +
1891-1930	1.94 —	. 1,94 —	0.97 — — —
1931-1947	1.04	2.30 +	1.68 — —
overschrijdingskans P	0 0.001	0.01 0.05 0.1	0.2 1
symbool voor het inter	val + + + + + +	+ +	



#### LITERATUUR

- BRUNT, D. (1925) Periodicities in European weather. A 225 Philos. Trans. 247-302.
- BIJL, W. VAN DER (1952) Toepassing van statistische methoden in de klimatologie. Med. en Verh. 58.
- HOFMEYR, W. L. (1949) 'n Statistiese ontleding van lugdruk. Dissertatie Pretoria.

KENDALL, M. G. (1948) Rank correlation methods. Charles Griffin, London.

- LABRIJN, A. (1945) Het klimaat van Nederland gedurende de laatste twee en een halve eeuw. Med. en Verh. 49.
- LANDSBERG, H. and APPEL, F. W. (1943) Studies on temperature persistence April-May. Univ. of Chicago, Institute of Meteorology. Military Climatology Project, Report no 20.
- Lewis, L. F. (1947) Variations of temperature in London, 1764-1939. 76 Met. Mag. 135-8.
- MARSHALL, W. A. L. (1952) A century of London weather. Met. Office, London. M.O. 508.
- NORTON, H. W. and BRIER, G. W. (1944) Persistence in London temperature. Research Paper no 10, U.S. Weather Bureau. Division of special scientific services.
- IJZEREN, J. VAN (1952) Elementair bewijs van de onafhankelijkheid van gemiddelde en spreiding bij steekproeven uit een normale verdeling. 6 Statistica 113-9.

FIGUREN 2-7. Voor elke maand zijn onder elkaar weergegeven voor de diverse tijdvakken: het gemiddelde, de standaarddeviatie en de correlatiecoëfficiënten met de 12 daaropvolgende maanden van de maandelijkse temperatuur te De Bilt (1735-1947).

For each month are given under one another: the average, the standard deviation and the correlation coefficients with the 12 subsequent months of the monthly temperature at De Bilt (1735-1947).











NOVEMBER 1735 1770 1810 1850 1890 1735 1770 1810 1850 1898 1938 17 1930 47 2.9-2.7-2.5 2.3-5.7-5.9 , Mag GEM. 5.3-51-21-4.9-3-STAND. AFW 2 STAND. 2-Ŀ . 84-0.2 0 CORR. MET 04-0.2-CORR. - 0.2 -JAN.4 0.2 **0.4**--FEBR.n a±-, 0 -0.2 -. +0.2+ FEGR.# 0.2 1. 84-MAARTA 8.2--0.2 -0.4-10.5 PIMART # C.2 -- 6.2 -8.2-0-APRILE °۲ -9.2 -APRIL . 0.2 --9.2-0.2-I 0.1 HEIH -0.2--0.2-0.4 8.4-HEIH 0.2 8.2-0 \*INUL -92-°т -0.8-0.4-- INUC 4.2 0.2-100 <u>ه د</u> 0. -8.2-0.2 -- IUL 0.2-01 AUG.a 8-- 0.2 -6.4--0.2-AUG.# 0.2 -0.1-\* 0.1-1 0 0 0 -0.2-6--0.2 --4.4 0.2 SEPT # °τ 64-0.2--0.2-0CT.0 0.4--ا\_و 0.2-0 -0.2e 1.20 0.2-# NON 0-- 0.2 --0.6-0.2-NOV.# **1** - 0.2 fig<sub>+</sub> 7

Ш

## C. LEVERT

## HERHALINGS- EN AFWEZIGHEIDSTIJDEN VAN ZEER GROTE WAARDEN VAN KLIMATOLOGISCHE ELEMENTEN (ZELDZAME VERSCHIJNSELEN)

- Post saeculum evenire --

ABSTRACT: This article deals with a proposition by GUMBEL: 'The probability that a year with a 'reduced largest value' equalling or exceeding y will occur for the first time after 0.32  $\overline{T}$  and before 3.13  $\overline{T}$  years, is about 2/3. 'The factors 0.32 and 3.13 do not depend on the value of y, provided that y is large enough (and in consequence the event is 'very rare'). Here  $\overline{T}$  stands for  $1: (1 - \Phi)$ , with  $\Phi =$ exp  $[-(e^{-\psi})]$ , and is called 'the mean return period'.

We prove this proposition in quite a different way, not using the 'Theory of Extreme Values' and stress the fact that the results will hold also for the large values if sufficiently large values are considered. Next we study the frequency distribution of return periods and absence periods. Finally we consider risks, which are introduced in order to interpret the computed probabilities as exactly as possible.

## I. INLEIDING

Zij x een initiaalvariabele. Men beschouwe uit 'random' steekproeven (bijv. is elke steekproef de verzameling aller waarden van x in een jaar of seizoen), elk van N stuks, de grootste waarde u. In de 'Theorie der Extreme Waarden' (GUMBEL, BARRICELLI, e.a.) wordt bewezen, dat (wanneer N voldoende groot is en als de kansverdeling van x aan bepaalde voorwaarden voldoet, op welke finesses wij hier niet kunnen ingaan) het universum der u's scheef verdeeld is en wel zó dat  $\tilde{u} > \hat{u} > \bar{u}$ , met  $\tilde{u} =$  modus,  $\hat{u} =$  mediaan en  $\bar{u} =$  gemiddelde; zij verder  $\sigma_u =$  standaarddeviatie.

Wanneer men  $y = \alpha$   $(u - \tilde{u})$  als 'gereduceerde grootste waarde 'definieert (nl. *u* t.o.v.  $\tilde{u}$ , en in  $\alpha^{-1}$  als eenheid uitgedrukt, waarbij  $\alpha = \pi/\sigma_u \sqrt{6}$ ,) dan laat zich gemakkelijk bewijzen, dat de kans, dat de gereduceerde grootste waarde *y* niet overschrijdt, in benadering weergegeven wordt door

$$\Phi(y) = e^{-e^{-y}} \tag{1}$$

E. J. GUMBEL poneerde in de Comptes Rendus 1952 de stelling: 'de kans, dat na heden voor het eerst nà 0.32  $\overline{T}$  en vóór 3.13  $\overline{T}$  jaren een jaar met een gereduceerde grootste waarde  $\ge y$  komt, is ongeveer 2/3'. Hierbij stelt  $\overline{T} = \mathbf{1} : (\mathbf{1} - \Phi)$  de gemiddelde herhalingstijd van zulk een jaar voor.

Ons doel is de stelling van GUMBEL op een andere manier te bewijzen, waarbij het niet nodig is op de Theorie der Extreme Waarden terug te grijpen. Tevens komt het feit, dat  $\overline{T}$  een gemiddelde herhalingstijd voorstelt, beter tot zijn recht. Eveneens willen wij verschil maken tussen berhalingstijden en afwezigheidstijden. Vervolgens tonen wij aan, dat de afgeleide formules in zeer goede benadering ook gelden voor het geval toch jaarlijkse extremen beschouwd worden. Tenslotte voegen wij 'Risico-beschouwingen' toe, die de bedoeling hebben de aandacht op een juiste interpretatie der waarschijnlijkheden te vestigen en het nut ervan in practische vraagstukken in het licht te stellen.

## 2. DE HERHALINGSTIJD

Zij p(b) de kans – en zij deze kans jaar voor jaar dezelfde – op een jaar, waarin het verschijnsel  $E \ge b$ ; (q = 1 - p). Zij een jaar met  $E \ge b$  een +jaar en anders een —jaar. Onder M jaren  $(M \rightarrow \infty)$  bevinden zich gemiddeld pM +jaren, leverende Mp intervallen T, met een gemiddelde lengte  $\overline{T} = \frac{1}{p} \left( \text{voor } p = \frac{1}{\overline{T}}, \text{ zie } d. \right)$ 

Onder deze Mp intervallen zijn er

stuks van een lengte  $T_{\bullet}$ 

$$\int p^2 q^{T-1}$$
 (2)

Een interval heet T jaren lang als een +jaar door T-1 -jaren en dan door een <math>+jaar gevolgd wordt ( $T = 1, 2, 3, \ldots, \infty$ ). De relatieve frequentieverdeling der intervallen T is dus

$$f(T) = p (1-p)^{T-1} = \frac{1}{\overline{T}} \left( 1 - \frac{1}{\overline{T}} \right)^{T-1} \underbrace{\mathfrak{O}}_{\overline{T}} \frac{1}{e^{\frac{T-1}{\overline{T}}}}_{\overline{T} \to \infty}$$
(3)

Wij onderstellen in het volgende p (zeer) klein, dus  $\overline{T}$  (zeer) groot.

Voor  $\overline{T} = 10$  is  $\left(1 - \frac{1}{\overline{T}}\right)^{\overline{T}}$  ongeveer 5%, voor  $\overline{T} = 100$  al minder dan 5%, kleiner dan  $e^{-1} = 0.368$ .

f(T) is een discontinue distributie. Hier volgen enige bijzonderheden. a.  $\sum_{i=1}^{\infty} f(T) = 1$ , ook qua definitie; f(T+1) < f(T), voor elke T b. modus  $\tilde{T} = 1$ ;  $f(\tilde{T}) = p = 1/\overline{T}$  (zie ook d) s. mediaan  $\hat{T}$ ; s. mediaan 1;  $0.50 = \sum_{1}^{\hat{T}} f(T) = 1 - q^{\hat{T}}; \hat{T} = \frac{\log \frac{1}{2}}{\log \left(1 - \frac{1}{\bar{T}}\right)} \propto \bar{T}/n \, 2 = 0.69 \, \bar{T} \qquad (4)$   $d. \text{ gemiddelde } \bar{T} = \sum_{1}^{\infty} T f(T) = p \, (1 + 2q + 3q^2 + \dots) = \frac{1}{p}; \text{ ook qua}$ e. standaarddeviatie  $\sigma = \sqrt{\sum_{1}^{\infty} f(T)(T - \overline{T})^2} = \sqrt{\overline{T^2} - (\overline{T})^2} = \frac{1}{p} \sqrt{1 - p} = \overline{T} \sqrt{1 - \frac{1}{\overline{T}}} \propto \overline{T} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{\overline{T}}\right)$ (s)f. de relatieve frequentie van intervallen T met  $a < T \le b$  is  $F(a < T \le b) = \sum_{a=1}^{b} p(1-p)^{T-1} = (1-p)^a - (1-p)^b =$  $= \left(1 - \frac{1}{\overline{T}}\right)^a - \left(1 - \frac{1}{\overline{T}}\right)^b \underline{\circ} e^{-a/\overline{T}} - e^{-b/\overline{T}}$ (6) Voorbeelden -1 - 0.63 als  $\overline{T} \ge 1$ 

$$F(T \leq \overline{T}) = 1 - \left(1 - \frac{1}{\overline{m}}\right)^{\overline{T}} \otimes 1$$

$$F(T \le \hat{T}) = 1 - \left(1 - \frac{1}{T}\right) \stackrel{\text{form}}{\boxtimes} 1 - e^{-1} = 0.63, \text{ als } T \ge 1$$
  
$$F(T \le \hat{T}) = 1 - \left(1 - \frac{1}{T}\right)^{\hat{T}} = 0.5 \text{ (qua definitie), zie } c.$$

## 3. DE AFWEZIGHEIDSTIJD

De kans, dat een jaar, op volkomen toevallige wijze gekozen, gevolgd wordt door A negatieve jaren en vervolgens door een positief jaar (afwezigheidstijd van A jaren) is  $K(A) = p(1-p)^A (A = 0, 1, 2...\infty)$ . Toelichting: stel wij kiezen uit een oneindig lange reeks jaren een jaar / en stel wij leggen talloos vele keren M een louter toevallige verdeling van positieve en negatieve jaren langs bedoelde oneindige reeks jaren, mits gehoorzamende aan de conditie, dat elk jaar met een kans p een positief jaar is, dan zullen wij zien, dat het jaar J in gemiddeld MK (A) van deze M keren gevolgd wordt door een afwezigheidstijd A en wel onafhankelijk van het

feit of J al dan niet een positief jaar is.<sup>1</sup>) Men lette op de overeenkomst van deze K(A) met f(T).

De kans dat het zeldzame verschijnsel zal plaatsvinden na a jaren en vóór b jaren, waarbij  $a = \overline{T} : s$  en  $b = s.\overline{T}$ , is

$$K(a \le A \le b) \infty e^{-i/t} - e^{-t} \text{ (als } \overline{T} \text{ zeer groot is)}$$
(7)

I	let verband tus	sen K en .	r wordt ge	illustreerd	l in het vo	lgende tab	elletje.
К	0.000	0.100	0.500	0.683	0.900	0.954	1.000
r	0	1.146	2.105	3.129	9.50	21.48	00
1/ <i>s</i>	00	0.873	0.475	0.320	0.105	0.046	0

De getallen 0.683 en 0.954 hangen samen met de 1  $\times \sigma$  en 2  $\times \sigma$ -grenzen bij de normale verdeling, d.i.

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-1}^{+1} e^{-\frac{y_2t^*}{2}} dt = 0.683 \text{ en } \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-2}^{+2} e^{-\frac{y_2t^*}{2}} dt = 0.954.$$

Onder woorden: er is een kans van 10%, dat de zeldzame gebeurtenis optreedt voor het eerst nà 0.87  $\overline{T}$  en vóór 1.15  $\overline{T}$  jaren; een kans van ca 2/3 nà 0.32  $\overline{T}$  en vóór 3.13  $\overline{T}$  jaren, etc. De  $\overline{T}$  is zo groot gedacht (bijv. > 20 jaren) dat s slechts van K en niet van  $\overline{T}$  afhankelijk is.

## 4. DE AFGELEIDE FORMULES EN DE THEORIE DER EXTREME WAARDEN

a. Tot nu toe spraken wij zeer algemeen van 'een jaar met het verschijnsel  $E \ge b$  of niet'. Wij kunnen bijvoorbeeld alle dagsommen neerslag op een gegeven station beschouwen en van deze weer alleen de hoeveelheden  $\ge b$ , voorgekomen met een relatieve frequentie p(b). Het is gemakkelijk aan te tonen, dat de kans op een jaar met twee of meer zulke dagsommen snel vermindert en verwaarloosbaar wordt tegenover de kans op een jaar met precies één zulk een dagsom, als b toeneemt.<sup>2</sup>)

<sup>1</sup> Toelichting: men werpt met een goede dobbelsteen. De worp levert een  $g_0$ . De kans hierna 4 worpen te doen elk met een  $g \neq 6$  en dan een 5de worp met  $g_5 = 6$  hangt niet samen met  $g_0$ . Ze is bijv, helemaal niet kleiner bij een  $g_0 = 6$  dan bij een  $g_0 = 2$ . In dit voorbeeldje is  $p = \frac{1}{6}$  voor elke g;  $\overline{T} = 6$ ;  $\overline{A} = 5$ ;  $f(T) = \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{5}{6}\right)^{T-1}$ ;  $\overline{T} = 1$ ;  $\overline{T} = 3.80 = 0.63$   $\overline{T}$ ;  $\sigma = 0.91$   $\overline{T}$ ;  $F(T \leq \overline{T}) = 0.66$ . <sup>1</sup> De kans op een steekproef van N stuks met precies 1 succes is  $K(1) = Np(1-p)^{N-1}$  en op een met 2 of meer successen dus  $K (\geq 2) = 1 - K(1)$ . Zij  $V = [K(1) - K(\geq 2)] : K(1) = 2 - [1 : Np(1-p)^{N-1}]$ ; aangezien  $d[p(1-p)^{N-1}] dp = (1-p)^{N-2}$ . [1-pN] neemt V toe met afnemende

 $p\left(\text{mits } p < \frac{1}{N}\right)$ 

Bijgevolg weten wij dat, als de jaarlijkse grootste dagsom  $u \ge b$  is, het 'zo goed als zeker' is, dat de op één na grootste in dat jaar beneden b ligt, indien b voldoende groot is. Anders gezegd: legt men de drempel b voldoende hoog (en dat doet men zeker, want het gaat hier om zeldzame verschijnselen), dan is het beschouwen van alle dagsommen  $\ge b$  onder alle uit de ganse basisreeks identiek met dat van alle jaarlijkse grootste dagsommen  $\ge b$ .

Aldus ligt in (7), voor het geval K = 0.683 (dus s = 3.12) de in de aanvang genoemde stelling van GUMBEL opgesloten.

b. De theorie van GUMBEL (Theorie der Extreme Waarden) is in staat voor onze functie p(b) een bepaalde gedaante af te leiden. Het is niet de bedoeling van dit artikel op deze theorie in te gaan. Wij volstaan met de mededeling, dat, indien de grootste waarde n gekozen wordt uit een voldoend grote steekproef N en indien de initiaalverdeling (in het voorbeeld die der dagsommen van de neerslag) van een exponentieel karakter is, waarbij aan bepaalde voorwaarden voldaan is, p(b) geschreven kan worden als

$$p(b) = 1 - e^{-e^{-y}}, \text{ met } y = \alpha (b - \bar{u})$$
 (8)

Bijgevolg wordt de kans, dat y begrepen is in het interval  $y \pm \triangle$  gegeven door

$$P(y - \Delta; y + \Delta) = e^{-e^{-(y + \Delta)}} - e^{-e^{-(y - \Delta)}},$$
(9)

en dus  $\triangle = \triangle (P, y)$ .

Stelt men verder P = 0.683 en y = 0 (dus  $b = \tilde{u}$ ), dan is  $\Delta = \Delta_0 =$ 1.141 en  $e^{\Delta_0} = 3.13$  en  $e^{-\Delta_0} = 0.32$ . M.a.w. er is een kans van ca 2/3, dat de grootste waarde u gelegen is rondom zijn meest waarschijnlijke waarde ( $\tilde{u}$ ) binnen de grenzen  $\pm \Delta_0 \cdot \alpha^{-1} = \pm 0.89 \sigma_u$  en er is een kans van ruim 95% op een ligging binnen het interval  $\pm \Delta^*_0 \cdot \alpha^{-1} = \pm 2.4 \sigma_u$  ( $\Delta^*_0$  volgt uit  $e^{\Delta^*_0} = 21.48$ , bij K = 0.954).

Deze 'stelling' wordt wel gebruikt om te onderzoeken of de grootste onder een reeks grootste waarden 'statistisch toelaatbaar veel' verschilt van zijn door de theorie geëiste waarde  $u^*$ . Blijkt namelijk de gemeten afwijking tot een  $P(y = 0; \alpha(u - u^*)) > 0.954$  te leiden, dan 'past' deze grootste waarde niet bij de andere (hetgeen aanleiding kan zijn verdere onderzoekingen te ondernemen).

c. Het beweerde onder *a* laat zich nog verduidelijken a.v. Om de gemiddeld  $\overline{T}$  reeksen (een reeks is bijv. een jaar, d.i. N = 365 elementen) komt er weer een reeks met daarin een grootste waarde  $\ge u_0$ . In het universum der basiselementen zelf komt er na gemiddeld  $\overline{T}^*$  elementen weer een element  $\ge u_0$ . Wij zullen bewijzen dat  $N\overline{T}$  altijd groter is dan  $\overline{T}^*$ , doch dat het verschil afneemt met toenemende  $\overline{T}$  (grotere  $u_0$ ; grotere zeldzaamheden) en toeneemt bij toenemende N.

Als f(x) dx de initiaalverdeling is, dan is  $F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(k) dk = kans$  op waarneming  $\leq x$ ; dus

$$\overline{T} = \frac{1}{1 - [F(u_o)]^N} \text{ of } N\overline{T} = \frac{N}{1 - [F(u_o)]^N} \text{ , terwijl } \overline{T}^* = \frac{1}{1 - F(u_o)} = \frac{N}{\overline{N}(1 - F(u_o))}$$

Hoe verhouden zich de noemers van  $N\overline{T}$  en  $\overline{T}^*$ ?

Nu is  $1 - F^{N} = (1 - F) (1 + F + F^{2} + \dots F^{N-1})$ , dus  $1 - F^{N} < N(1 - F)$ en  $\lim \frac{1 - F^{N}}{N(1 - F)} = 1^{-1}$  en  $\lim \frac{1 - F^{N}}{N(1 - F)} = 0^{-2}$  dus  $NT > \overline{T^{*}}$  $u_{0} \rightarrow \infty$  $(F \rightarrow 1)$ 

## 5. RISICO-BESCHOUWINGEN

De kans, dat na heden in geen der *j* komende jaren de gebeurtenis plaats vindt, is

$$(1-p)^j = \left(1-\frac{1}{\overline{T}}\right)^j$$

zodat de kans, dat in de komende *j* jaren de gebeurtenis tenminste één keer optreedt, is

'risico' =  $R = 1 - \left(1 - \frac{1}{\overline{T}}\right)^{i} \ge 1 - e^{-i/\overline{T}}$  $\overline{T} \to \infty$ 

<sup>1</sup> Stel  $A = \frac{1 - FN}{1 - F}$ ; dan is  $\frac{dA}{dF} = \frac{A - NFN - 1}{(1 - F)} > 0$  voor alle F < 1 en inderdaad is  $F = \int_{-\infty}^{N} f(k) dk < 1$ en  $\left| \frac{1 - FN}{1 - F} \right|_{F = 1} = \left| \frac{-NFN - 1}{-1} \right|_{F = 1} = N.$ <sup>2</sup> Met toenemende N gaat  $\frac{1 - FN}{N(1 - F)}$  naar  $\frac{1}{N} \cdot \frac{1}{1 - F} \Rightarrow 0.$ 358 Hieruit volgt  $\overline{T} = \overline{T}(j, \mathbb{R}) \rightarrow \frac{-j}{\ln(1-\mathbb{R})} \rightarrow j/\mathbb{R}$  $\overline{T} \rightarrow \infty \qquad \mathbb{R} \rightarrow \infty$ 

Als  $\overline{T}$  'zeer' groot is, is  $\overline{T} \mathfrak{N} j/R$ .

Wanneer iemand dus een 'werk' bouwt en hiervoor een 'leven' ('levensduur') van tenminste j jaren eist (d.w.z. binnen j jaren geen 'ramp') en daarbij bewust een risico van R% aanvaardt, dan dient hij dit 'werk' te berekenen op een 'verschijnsel', tenminste zo 'groot', dat de gemiddelde herhalingstijd  $\overline{T} \simeq j/R$  ( $\gg j$ ) jaren bedraagt.

			Г — waarder	1		
R	5	10	25	50	100	300
1 %	498	995	2488	4975	9900	29700
5	98.0	19.5	480	975	1950	5850
10	48.0	95.4	238	475	950	2848
20	22.9	45.3	113	225	449	1345

## 6. VOORBEELDEN

In bijgaande figuur is het verband tussen j en  $\overline{T}$  bij de R-waarden 1, 5, 10, 20 % dubbellogarithmisch uitgezet. Het verband tussen j en  $\overline{T}$  is voor grote j meer en meer lineair (dat tussen log j en log  $\overline{T}$  dus ook); bij grote R voor grotere j-waarden dan bij kleine R. Wij lezen af bijv. bij j = 10, R = 5 een  $\overline{T} = 200$ ; bij j = 10, R = 20 een  $\overline{T} = 46$ ; bij j = 50, R = 5 een  $\overline{T} = 1000$  en bij j = 50, R = 20 een  $\overline{T} = 225$ .

In dezelfde figuur zijn nog enkele krommen getekend, die het verband tussen de gemiddelde herhalingstijd  $\overline{T}$  in jaren (langs de horizontale as) en de bereikte- of overschreden-waarde van een 7-tal 'verschijnselen' weergeven.

A. een jaar met tenminste één dagsom  $\ge b$  mm. De kromme wordt voor grotere *b*-waarden meer en meer recht. Zij geldt voor een fictief station, zo ongeveer het gemiddelde aller stations in Nederland. De kromme kwam tot stand door toepassing van de stationsjarenmethode (resultaten van Dr C. BRAAK – zie Med. en Verh. no 34a – aangevuld door ons met die der jaren 1931-1952)

- B. idem, nu voor een 10-daags tijdvak (1866-1930)
- C. idem, voor regens of regengedeelten van 1 uur (1866-1930)
- D. idem, voor regens of regengedeelten van 10 minuten (1866-1930)
- E. De Bilt: regens van precies 1 uur duur (op basis van 1926-1948)
- F. De Bilt: maandsommen neerslag (op basis van 1849-1946)
- G. 'Wetmatigheden in het optreden van stormvloeden'. Onder deze titel verscheen in 1939 in De Ingenieur een artikel van de hand van ir P. J. WEMELSFELDER. Aangezien meer recente gegevens niet op korte termijn ter beschikking staan, zijn wij zo vrij de figuur 1 uit genoemd artikel over te nemen. Zij heeft betrekking op de hoogwaters te Hoek van Holland in de jaren 1888-1937. Men leest bijv. af, dat een hoogwater  $H \ge 346$  cm + N.A.P. optreedt 1 keer in gemiddeld  $\overline{T} = 100$ jaren.

Het is de bedoeling in het statistische onderzoek der zware stormen (begonnen naar aanleiding van de overstromingsramp van 1 Februari 1953 en tijdens het schrijven van dit artikel in volle gang) aan boven ontwikkelde waarschijnlijkheidsinterpretaties zeer veel aandacht te schenken. Hierbij zal men dus aansturen op het verband tussen de overschrijdingsfrequentie (als gemiddelde herhalingstijd) en de overschreden waarde van een de storm voldoende karakteriserende grootheid.

## Toelichting bij de figuur

- A. 1 Keer in gemiddeld  $\overline{T}$  jaren is er op een gegeven station een jaar met tenminste één dagsom  $\ge b \text{ mm}$  (stationsjarenmethode, alle stations 1866-1952).
- B. Idem, voor 10-daagse som.
- C. Idem, voor regens (regendelen) van 1 uur; meestal vormt zulk een '1 uurregen' het zwaarste 1-uur gedeelte van een regen van een langere totale duur en van een grotere totale hoeveelheid.
- D. Idem, voor regens (regendelen) van 10 min.
- E. I Keer in gem. T jaren komt er in De Bilt een regen voor van precies I uut duur en een hoeveelheid  $\ge b \text{ mm}$  (op basis 1926-1948).
- F. Idem, De Bilt, maandsommen  $\ge b \text{ mm}$  (op basis 1849-1946).
- G. Hoogwaterstanden H te Hoek van Holland (+ N.A.P.), op basis van 1888-1937 (artikel van ir P. J. Wemelsfelder).

Krommen A t/m F met verticale schaal I; G met II.



## Eerste voorbeeld: zware regens en pompcapaciteit

Wanneer men de capaciteit van een pomp, welke plassen aan de ingang van een tunnel in een zo kort mogelijke tijd moet kunnen verwijderen of zelfs voorkomen, wil baseren op de zwaarste regens of de zwaarste regen-

delen van 1 uur en men bereid is hierbij een risico van 10% te aanvaarden, dat de pompen het desalniettemin tenminste één keer in de komende 30 jaren niet aan kunnen, dan moet men niet de hoeveelheid 34 mm (behorende bij  $\overline{T} = 30$  j.; curve C) als maatgevend beschouwen, maar 60 mm (behorende bij  $\overline{T} = 300$  j.; immers j = 30 en R = 10% leveren  $\overline{T} =$ 300). En wil men een zeer grote veiligheid, bijv. j = 100 jaren, bij R =10%, dan moet men zich baseren op 78 mm, d.i. bij  $\overline{T}$  ca 1000 jaren (de finesse, dat bovengenoemde getallen, zoals gezegd, voor een fictief 'gemiddeld' station gelden en dus bij toepassing voor een bepaald station zo nodig correctie behoeven, gaan wij hier voorbij).

## Tweede voorbeeld: regenoverstorten en gezondheid van het openbare water

Bij problemen, verband houdende met door 'regenoverstorten' veroorzaakte waterverontreiniging, is kennis van de frequentie der hoeveelheden in regens van gegeven duur onontbeerlijk. Men moet de kans weten op regens van een duur van bijv. precies 1 uur en met (zeer) grote hoeveelheden. Ieder overstorten brengt gevaren mede voor de gezondheid van het openbare water. Het komt vooral aan op een juiste bergingscapaciteit van de riolering en een juiste pompcapaciteit. In de berekening van deze capaciteiten vormt de frequentie van overstorten, welke weer met die der flinke regens samenhangt, een essentieel element. (Kromme E, voor De Bilt).

## Derde voorbeeld: gemaal en regeling waterstand in een polder

Men kan ook terugrekenen, d.w.z. niet van j naar T, maar van T naar j. Gesteld men baseert de capaciteit van een gemaal, althans voor wat de hoeveelheden in 10-daagse tijdvakken betreft, op hoeveelheden met de zeer grote herhalingstijd 500 jaren (derhalve van 165 mm en meer; zie kromme B). Indien men een risico van 10% wil toelaten, komt er een j = 50. Interpretatie: zelfs al bouwt men het gemaal 'zeer safe', dan nog is er 10% kans, dat er in de komende 50 jaren tenminste één keer een 10-daags tijdvak zal optreden met zulk een hoeveelheid neerslag, dat deze niet voldoende snel weggemalen kan worden, met alle gevolgen van dien.

## Vierde voorbeeld: hoogwaterstanden en dijkhoogte

Men legt ergens dijken zo hoog, dat zij het tenminste bijv. 200 jaren zullen uithouden, dat dus de eerste 200 jaren geen rampen (gevolg zijnde

van dijkdoorbraak en overstroming) zullen plaats vinden. Vanzelfsprekend neemt men zeker risico, bijv. R = 10%. Een j = 200 leidt tot  $\overline{T} = 2000$ jaren. Bij deze  $\overline{T}$  behoort, zie grafiek G, een  $H_{\overline{T}} \ge 425$  cm + N.A.P.

Een  $\overline{T}' = 200$  zou hebben geleid tot  $H_j \ge 365$  cm + N.A.P., dat is 60 cm minder. Hoewel dus  $\overline{T}$  zeer groot lijkt (en men dus het gevoel heeft aan de zeer veilige kant te zijn), is er toch nog een 10 % kans, dat in de eerstkomende 200 jaren tenminste één keer een hoogwaterstand van meer dan 425 cm zal optreden, terwijl er een kans is van ca 2/3, dat er zulk een hoogwater eerst nà 620 (= 0.31 × 2000) en vóór 6400 (= 3.2 × 2000) jaren komt, en er 63 % kans is op het verschijnsel binnen 2000 jaren. Men kan nu verder òf tot een R = 1 % overgaan (bij j = 200) òf tot een j = 500(bij R = 10 %). In het eerste geval worden  $\overline{T} = 20000$  en  $H \ge 485$  cm; in het tweede geval worden  $\overline{T} = 5000$  en  $H \ge 452$  cm. In het eerste geval geen ramp binnen 200 jaren, tenzij met de geringe kans van 1 %; in het tweede geval niet binnen 500 jaren, tenzij met een grotere kans van 10 %.

## 7. SLOTOPMERKINGEN

In het bovenstaande is gehandeld alsof de exacte ligging van de 'rechte'  $\overline{T}$  tegen b (H) bekend zou zijn. Dit nu is geenszins het geval. De waarden van T bij de (zeer) zeldzame verschijnselen (om de gedachten te bepalen: die minder dan 10 keren zijn voorgekomen in de ganse basisreeks van bijv. 100 jaren) zijn onvermijdelijk onnauwkeurig. Men berekent weliswaar bijv.  $\overline{T}$  = 25 jaren (4 op 100), maar dit betekent eigenlijk, dat de uitspraak, dat de ware  $\overline{T}$  ergens in het interval 10-92 jaren ligt, een zekerheid van 95 % heeft. Dus niet  $\overline{T} = 25$ , maar 10 à 92 jaren. Dit betrouwbaarheidstraject wordt met toenemende zeldzaamheid van het verschijnsel breder. Wij hebben zulk een betrouwbaarheidsband getekend rondom de curve A. Dit brengt mede, dat bij een gegeven b, bijv.  $\geq$  80 mm, de bijbehorende ware  $\overline{T}$  niet precies 340 jaren is, maar ergens tussen 230 en 580 jaren gelegen moet zijn. Het gevolg is dat alle uitspraken, waarin de  $\overline{T}$  optreedt, voor deze  $\overline{T}$ -marge moeten worden gecorrigeerd. Omgekeerd is nu ook de bij een gegeven T, bijv. 500 jaren, behorende drempel b (T) onzeker, nl. 78 à 93 mm. Het is niet de bedoeling van dit artikel uitvoerig ook op deze aangelegenheid in te gaan, en evenmin op de zeer interessante statistische

bijzonderheid, dat vele van dergelijke krommen, waarbij log  $\overline{T}$  tegen b wordt uitgezet (welk verschijnsel men ook op het oog heeft), voor grote b-waarden (en dus grote  $\overline{T}$ -waarden) meer en meer recht worden, waarmee de extrapolatie gemakkelijker en zinvoller wordt, hoewel de brede betrouwbaarheidsband dit effect weer grotendeels teniet doet.

## LITERATUUR

GUMBEL, E. J. (1952) Intervalles de contrôle pour l'extrapolation des plus grardes valeurs, C. R. 235, 1598.

## S. W. VISSER

## DE PERIODE VAN 27 DAGEN

De periodische afwisseling wint het op den duur van de onregelmatige. Buys Ballot (1876)

ABSTRACT: A short description of the heat waves in the summer of 1947 and their connection with the sun's rotation is given in § 1 and § 2. In § 3 a short account of the BUYS BALLOT (fig. 1) and ABBOT periods is given. § 5 and § 6 and Tables I-IV contain the results of an investigation of the above connection in the years 1947-1953 (up to August). The investigation of long sequences of temperature-extremes and their relation to the annual sunspot numbers has been extended to the 43 years 1910-1952. The results are given in § 8 and in fig. 2. The extremely high sunspot maximum of 1778 produced disappointing results (§ 9). The spreading out of the heat waves over Western Europe is illustrated by the figures 3-6 (§ 10). There are indications that analogous phenomera are found on the west coasts of the United States of America (§ 11). Probably the phenomena discussed in this paper are caused by some activity in the ionosphere.

## I. INLEIDING

In 1946 besprak ik de invloed van de zonnevlekken op het weer. Ik roerde ook de betrekking aan tussen de zonsrotatie en het weer en noemde de uitgebreide onderzoekingen naar een periode van ongeveer 27 dagen door Buys BALLOT, die inderdaad in 1847 een invloed op de temperatuur vermoedde.

Het jaar 1947 bracht een merkwaardige reeks van verschijnselen, waarbij de invloed van de zonsrotatie buiten kijf werd gesteld.

Ik acht het een bijzonder voorrecht in dit Gedenkboek, dat vooral ook het belangrijke werk van BUYS BALLOT gedenkt, aandacht te mogen besteden aan dit vraagstuk en verslag te geven van het werk, dat sinds 1947 op dit gebied verricht is.

## 2. DE ZOMER VAN 1947

De zomer van 1947 was, weerkundig bekeken, heel bijzonder. In deze eeuw van de sport beschouwt men de weersverschijnselen als een soort

Olympische wedloop en men kan dan ook zeggen, dat er in dat jaar heel wat records gesneuveld zijn.

Het KNMI vermeldt dergelijke gevallen getrouwelijk in zijn Jaarboeken niet vanwege de sportieve aanleg van zijn ambtenaren, maar omdat de uiterste waarden, die bereikt kunnen worden, economische betekenis hebben en tevens, omdat ze statistisch van belang zijn.

Ziehier de records in de dagelijkse maximumtemperaturen, die in de hete zomer van 1947 bereikt werden, met vermelding van het vorige record en het jaar, waarin dit record in dezelfde maand voorkwam (ontleend aan het Maandelijks Overzicht van de Weersgesteldheid in Nederland):

Jun	28	Hoorn	34°	34° in	1915
	27 en 28	Wijster	34	33	1941
	27	Naaldwijk	36	34	1916
	27	De Bilt	37	33	1915
	27	Oudenbosch	37	36	1915
	27	Gemert	37	34	1941
	27	Maastricht	38	34	1915
Aug	16	Vlissingen	35	32	1911
Sep	16	Joure	30 <sup>1</sup>	29	1926 (te Rottum
	16	Groningen	32 1	31	1898

De zomer van 1947 kenmerkte zich door het optreden van 7 achtereenvolgende hittegolven met tussenpozen van 27 dagen. Het dagelijkse maximum steeg herhaaldelijk boven 30°. De zonne-activiteit, zich uitende in het optreden van zonnevlekken, was in deze zomer uitzonderlijk krachtig. Er vertoonden zich 7 achtereenvolgende toppen met tussenpozen van 27 dagen, waarin het dagelijkse relatieve zonnevlekkengetal de 200 en zelfs de 300 overschreed. Deze herhalingen zijn geheel het gevolg van de aswenteling der zon, waardoor telkens weer hetzelfde gestoorde gebied op de zon op aarde merkbaar wordt. De overeenstemming tussen beide verschijnselen was tot in bijzonderheden zo opvallend, dat zeker aan een nauw verband tussen beide gedacht mag worden.

Bovendien kwam een verband met stormen in de  $F_2$ -laag der ionosfeer voor de dag (VISSER, 1949): de temperatuurmaxima kwamen tot stand 21 dagen na de zonnevlekken-minima en 2 dagen na  $F_2$ -stormen. Hierdoor viel in de eerste plaats mijn aandacht op een negatieve corre-

<sup>1</sup> beide op 5 September 1949 geslagen met resp. 31° en 33° (te Eelde)

latie tussen aantallen vlekken en temperaturen met een faseverschuiving van 21 dagen. Dit tijdsverschil is in het volgende gehandhaafd, maar wij moeten bedenken, dat met deze negatieve correlatie na 21 dagen overeen moet komen een positieve correlatie na 7 dagen (het verschil tussen 21 en 7 dagen is de duur van de halve periode). Wij komen hierop in § 12 terug.

Verder valt nog het volgende te overwegen: een temperatuur-extreem 21 dagen na een vlekken-extreem kan ook beschouwd worden op te treden 6 dagen vóór het volgende vlekken-extreem; in plaats van een faseverschil van + 21 dagen kan het ook zijn een faseverschil van - 6 dagen. Wanneer beide perioden zo regelmatig optreden als in 1947, kan niet vastgesteld worden, welke van de twee mogelijkheden er gaande is. Het jaar 1949 bracht de beslissing.

## 3. DE ONDERZOEKINGEN VAN BUYS BALLOT EN VAN ABBOT

a. Buys Ballot heeft zich van 1846 tot 1886 bezig gehouden met een onderzoek van de 27-daagse periode in de temperatuur.

Hij deelde de dagelijkse temperaturen, sinds 1729 te Zwanenburg waargenomen, in 28 kolommen in. Bestaat er een 28-daagse sinusoidale periode, waarvan het golfdal in de eerste helft gelegen is en de golfberg in de tweede, dan moeten de temperatuurverschillen tussen de 15de en de 1ste dag, de 16de en de 2de dag enz. alle positief uitvallen. Hij rangschikte nu deze 14 verschillen in 14 kolommen en noemde alle positieve verschillen 'winst', alle negatieve 'verlies'. Deze winst- en verliesrekening leverde in 145 jaren een batig saldo van 26665° F. Dit indrukwekkende bedrag geeft echter per periode slechts een grootste verschil van 0.5° F; dit is tevens de amplitudo van de schommeling.

Buys BALLOT heeft telkens groepen van 5 jaren (vrijwel 66 perioden) samengevoegd en deze weer verenigd tot groepen van 50 of meer jaren, hierbij het statistisch juiste principe toepassende dat ik als motto heb gebruikt. Buys BALLOT schrijft hierover in 1876:

De onregelmatige afwisselingen van temperatuur, die in de weersgesteldheid door allerlei storingen voorkomen, zijn zeer veel groter dan de wisselingen ten gevolge van de periode, maar er is toch groote waarschijnlijkheid voor, dat er ook werkelijk

eene periodische toe- en afneming der warmte bestaat, telkens na 27.682 dagen weder aanvangende; want de periodische afwisseling wint het op den duur van de onregelmatige.

BUYS BALLOT slaagde erin, door een correctiemethode toe te passen, de lengte van de periode in 1876 te stellen op 27.682 dagen. Later, in zijn



fig. 1. De periode van Buys Ballot. 1729-1884.

De zware lijn stelt de 14 verschilwaarden voor, gesommeerd over 145 jaren, de dunne het resultaat van de harmonische analyse. laatste publicatie na een onderzoek van 155 jaren in 1886, wijzigde hij de duur in 27.675 dagen.

Zijn *Tableau* Recapitulatif heb ik in fig. 1 grafisch weergegeven. Het aantal winstposten in zijn tabellen is opvallend groot. Wij mogen dan ook aan deze periode zekere realiteit toeschrijven, al is de practische waarde uiterst gering.

Is deze periode aan de zonsrotatie te danken? Burs BALLOT meende zelf van niet, maar nu het blijkt, dat de zonsrotatie belangrijke invloed op de temperatuur kan hebben, bestaat de mogelijkheid, dat zijn resultaat wel degelijk aan de zon moet worden toegeschreven, maar dat de rotatietijd door zijn werkmethode niet ongeschonden te voorschijn is gekomen. Alleen een nadere analyse kan hier zekerheid geven.

b. Abbot in de Verenigde Staten hecht sinds 1944 grote waarde aan een periode van 27.0074 dagen, in het bijzonder in de neerslag te Washington D.C., die hij aan de aswenteling der zon toeschrijft.

Ik kan over dit onderzoek kort zijn; het is statistisch veel te zwak gefundeerd. Hiertoe verwijs ik naar de vernietigende kritiek van MARGARET SMAGORINSKI en GLENN BRIER. Ook anderen hebben hun bezwaren tegen Abbot's methoden geuit.

## 4. DE ZONSROTATIE

De zon wentelt om haar as, maar, afhankelijk van de heliografische breedte, met verschillende snelheden. Hierdoor heeft ook de omwentelingstijd van de zonnevlekken geen vaste waarde. Door het Observatorium te Zürich, het internationale instituut voor de bewerking der zonne-
vlekken onder leiding van WALDMEIER, worden de zonsrotaties genummerd volgens een gemiddelde duur van 27.27 dagen <sup>1</sup>.

BARTELS daarentegen nummert de zonsrotaties volgens een vaste omloopstijd van precies 27 dagen. Hij spreekt van de 'geophysische omwentelingstijd' in tegenstelling tot de 'astronomische' van de zonnephysici. Hij is hiertoe gerechtigd, omdat de geophysische invloed van de zonnevlekken (b.v. op het aardmagnetisme) steeds tot enkele perioden beperkt blijft en de kleine afwijking, die hij zich veroorlooft, zonder betekenis is. Ik heb de nummering van BARTELS gevolgd, maar wijs erop en heb het ook enkele malen kunnen vaststellen, dat bij langdurige reeksen het verschil wel degelijk voor den dag komt.

## 5. HET JAAR 1947

De betrekking tussen de zonnevlekken en de dagelijkse maximumtemperatuur te De Bilt in de jaren 1947 en 1948 is in Tabel I weergegeven.

De kolommen in deze en de volgende tabellen hebben de volgende betekenis:

Rot., rotatienummer volgens BARTELS.

Dag, de middelste dag (geteld van 1-27) van de groep van 5 opeenvolgende extreme waarden van het relatieve zonnevlekkengetal in de beschouwde rotatie.

Datum, de datum van deze middelste dag.

R, het gemiddelde van het relatieve zonnevlekkengetal van deze groep van 5 extremen.

t, de gemiddelde waarde van de dagelijkse maximumtemperatuur te De Bilt op 5 dagen, 21 dagen na het zonnevlekken-extreem. Deze datum is niet nader aangegeven.

In iedere kolom heeft vette druk betrekking op de maxima, kleine druk op de minima; in de kolom *t* zijn temperaturen, die noch maximaal, noch minimaal zijn (overgangstemperaturen o genoemd) door gewone druk aangegeven.

<sup>1</sup> Dit is de synodische omloopstijd. Ten gevolge van de beweging van de aarde in haar baan om de zon ontstaat er – overeenkomstig de tweede wet van KEPLER – een jaarlijkse schommeling met een maximum van 27.34 in Januari (aarde in perihelium) en een minimum van 27.20 in Juli (aarde in aphelium).

Tenslotte is achter ieder jaartal in het hoofd van de tabel het gemiddelde jaarlijkse aantal zonnevlekken vermeld.

Г	ABEL.	T	
•	17111717	~	

	194	47 (R = 15)	1.5)		1948 (R = 136.2)					
Rot.	dag	datum	R	t + 21 d	Rot.	dag	daium	R	+ 21 d	
1555	24	Jan 17	189	2.9°	1569	7	Jan 13	100	9.9°	
1556	10	30	69	— 1.9		20	26	116	5.5	
	24	Feb 13	195	1.9	1570	12	Feb 14	63	14.8	
1557	6	22	101	6.5					5	
	21	Mrt 9	206	13.8	1	17	19	105	14.2	
1558	3	18	52	11.8		24	26	73	10.2	
	22	Apr 6	205	16.4	1571	14	Mrt 14	122	10.8	
						22	22	43	14.4	
1559	7	18	84	24.6	1572	19	Apr 15	213	18.2	
	16	27	208	16.9	1573	9	Mei 2	132	16.8	
1560	7	Mei 15	136	23.1		17	10 -	294	16.3	
	17	25	306	18.6	1574	2	22	104	29.2	
1561	8	Jun 12	97	24.1		19	Jun 8	188	16.9	
	16	20	243	18.6		25	14	147	17.7	
1562	3	Jul 4	136	29.8	1575	11	27	205	19.9	
	19	20	199	23.7		20	Jul 6	111	30.5	
1563	1	29	116	29.6	1576	20	Aug 2	198	21.1	
	14	Aug 11	295	24.0	1577	3	12	115	20.8	
	27	24	82	27.4		10	19	197	23.8	
1564	14	Sep 7	228	17.7	1578	3	Sep 8	66	20.4	
1565	1	21	95	18.3		15	20	221	16.7	
	14	Oct 4	248	10.7	1579	5	Oct 7	78	9,3	
	24	14	97	13.2						
						13	15	203	10.8	
1566	8	Oct 25	213	8.6	1580	10	Nov 8	84	4.3	
	23	Nov 9	67	3.1		21	19	148	11.3	
1567	7	20	182	6.5	1581	4	29	65	2.5	
	21	Dec 4	97	9.0	<u>70</u>	24	Dec 19	207	5.6	
1568	8	18	119	76			20017	207	5.0	
1500	13	22	101	91						
	18	28	147	4.5						
	10		177		-					

De grote reeks van maxima en minima in de zomer van 1947 treedt op van het minimum van rotatie 1559 (April) tot na het minimum in rotatie 1565 (October) en is in de tabel dadelijk te herkennen aan de tegenstel-

lingen tussen vette en kleine druk in de kolommen R en t. Wij zien voorts in de tweede kolom het regelmatig zich herhalen van het maximum op ongeveer dezelfde dag in de opeenvolgende rotaties.

## 6. DE JAREN 1948-1953

Het onderzoek werd voortgezet over de jaren 1948 tot op heden, Augustus 1953 (Zie de Tabellen II, III en IV).

Na een negatieve correlatie van December 1947 (rotatie 1567) tot Februari 1948 (rotatie 1570) blijft in het gehele jaar 1948, ondanks de zeer hoge zonnevlekkengetallen, alle correlatie zoek. In October (rotatie 1579) tot aan het einde van het jaar (rotatie 1581) komt een reeks van  $2\frac{1}{2}$  periodeduur met positieve correlatie voor den dag. (Zonnevlekkenmaxima werden door temperatuurmaxima gevolgd, minima door minima).

In 1949 treffen wij een negatieve correlatie met een korte onderbreking aan van rotatie 1585 in April tot 1590 in Augustus (Tabel II links).

Uit kolom 2 (dag) blijkt, dat de rotatiedagen der zonnevlekkenmaxima sterk uiteenlopen. Hier vinden we de sleutel tot de beslissing, waarop aan het einde van § 2 gezinspeeld werd. Want nu is het niet meer zo, dat het tijdstip 21 dagen na een zonnevlekken-uiterste overeenkomt met 6 dagen vóór het volgende. In Tabel II (bladz. 372) vindt men beide mogelijkheden vermeld onder de hoofdjes + 21 d en -6 d.

Wij zien grote regelmaat in de linkerhelft van de tabel, terwijl alle regelmaat in de rechterhelft ontbreekt. Wij mogen daarom de faseverschuiving van + 21 dagen tussen zonnevlekken- en temperatuurextreem als reëel beschouwen.

Bij het gehele onderzoek heb ik aan dit verschil van 21 dagen vastgehouden. Hierbij valt op te merken, dat bij het opbouwen van de tabellen herhaaldelijk blijkt, dat de temperatuur-extremen beter passen bij verschuiving van 1 of 2 dagen naar de ene of de andere kant. Wij kunnen ook wel aannemen, dat het verschijnsel niet steeds gebonden zal zijn aan een vast verschil van precies 21 dagen. Ik heb hier echter niet aan toe gegeven. Het is pas veroorloofd, als wij eenmaal het physisch verband geheel begrijpen. Hieraan ontbreekt nog alles en daarom is iedere retouchering uit den boze. Ik kom echter hierop in § 10 terug.

37I

TABEL	Π
-------	---

			1949 (R	= 134.7)		
Rot.		dag	datum	R	t + 21 d	t — 6 d
1582		14	Jan 5	85	5.8°	5.2°
1583		3	21	164	6.5	7.5
		11	29	93	11.8	5.7
		19	Feb 6	207	8.0	6.3
		24	11	196	2.6	4.6
1584		3	17	221	6.1	6.5
		10	24	134	6.2	11.3
1585		6	Mrt 19	201	11.7	8.7
		14	27	108	22.0	8.7
		21	Apr 3	161	16.9	16.7
1586		3	12	128	19.4	13.2
		14	23	171	16.3	22.0
		22	Mei 1	97	19.4	16.8
1587		1	7	129	16,8	14.5
		8	14	67	19.1	12.3
	8	- 25	31	119	20.1	16.8
1588		17	Jun 19	84	22.3	18.3
		26	28	202	21.2	18.8
1589		10	Jul 9	63	21.6	23.6
1590		3	29	182	20.5	24.9
		15	Aug 10	40	25.0	21.9
1591		2	24	159	23.1	20.2
		7	29	150	19.7	26.5
		14	Sep 5	169	22.2	24.7
		19	10	162	18.0	27.8
		27	18	171	18.6	24.9
1592		11	29	67	15.4	23.5
		18	Oct 6	198	19.8	17.2
1593		12	27	88	7.4	15.2
1594		1	Nov 12	138	8.2	8.3
		25	Dec 6	114	7.6	6.0
1595		3	11	135	6.1	9.7

Op het einde van 1949 (rotaties 1591 tot 1594) komt weer een positieve correlatie tussen beide verschijnselen te voorschijn evenals een jaar tevoren.

TABEL III

	I	950 (R = 83	3.9)		1951 ( $R = 69.3$ )				
Rot.	dag	datum	R	$\begin{array}{c}t\\+21 d\end{array}$	Rot.	dag	datum	R	t + 21 d
1596	7	Jan 11	78	3.7°	1609	18	Jan 8	65	2.9°
	19	23	153	8.8	10.0	25	25	18	5.9
1597	8	Feb 8	33	6.4	1610	12	29	111	6.8
1000	20	20	177	8.3	127		100		
1598	1	28	81	11.4	1611	6	Feb 19	42	9.9
298		111 1544			615	4	27	72	9.1
	10	Mrt 9	168	9.9	1612	4	Mrt 16	29	11.0
19:03	27	26	73	12.4	0.06	13	25	96	10.0
1599	10	Apr 5	136	9.2	OCEL.	22	Apr 3	30	19.2
233	25	20	85	22.6	1613	12	20	145	14.6
1600	8	30	151	22.2	1,201		51 - 32		
10.25	23	Mei 15	59	30.7	1614	2	Mei 7	28	16.6
1601	7	25	139	20.3	8:37	12	17	210	20.6
	19	Jun 7	59	23.6	1615	1	Jun 2	37	21.2
100			6 10	14 au	017	14	15	156	20.6
1602	10	25	111	21.7	1616	3	Jul 1	26	21.8
1.00	18	Jul 3	65	21.5	1.25	13	11	103	26.3
1603	10	22	117	22.0	A.115	22	20	34	18.6
1604	2	Aug 10	72	19.1	1617	16	Aug 10	111	20.8
	13	21	108	18.9	1618	7	28	12	15.6
1605	3	Sep 7	29	14.8	12,223	21	Sep 11	118	17.2
	12 ·	16	84	16.6	1619	19	Oct 6	26	17.5
	26	30	40	13.7	10.0	24	11	75	11.2
1606	14	Oct 15	91	8.3	1620	10	24	25	10.4
	22	23	26	10.0	1621	1	Nov 11	65	9.7
1607	8	Nov 5	75	7.0		23	Dec 3	21	8.0
	26	23	18	2.0	1622	15	22	84	7.3
1608	16	Dec 10	101	- 2.4	1.4		110		
	27	21	3	6.7					

In Tabel III vindt men de resultaten vermeld voor de jaren 1950 en 1951. Met afnemend vlekkengetal geven deze jaren ook een afneming van het tegengestelde verband te zien (1950, rot. 1598 tot 1601; 1951, rot. 1611 tot 1613).

Het jaar 1952 (Tabel IV) vertoont zo goed als geen correlatie. Het einde van het jaar, van rot. 1630 tot rot. 1634, laat zien, hoe het verloop is, als er geen enkel verband bestaat: de temperatuur neemt onafgebroken af van 22.8° tot 2.9°.

TABEL ]	[V
---------	----

	19	52 (R = 32	2.5)		1953 (R = )				
Rot.	dag	datum	R	t + 21 d	Rot.	dag	datum	R	$\begin{vmatrix} t \\ + 21 d \end{vmatrix}$
1623	3	Jan 6	30	1.2°	1636	25	Jan 13	60	3.9°
	11	14	65	5.0					
1624	3	Feb 2	11	7.2	1637	14	29	0	6.8
8	18	-17	49	7.7	1 -	22	Feb 6	9	12.1
1625	3	29	0	11.2	1638	10	21	0	9.7
	15	Mrt 12	27	9.0		22	Mrt 5	4	14.6
10.02	25	22	0	20.4		27	10	0	12.7
1626	5	29	60	19.0	1639	23	Apr 2	48	16.0
	23	Apr 16	12	17.0	1640	9	15	0	13.0
1627	1	21	75	18.6		22	28	58	22.5
	22	Mei 12	9.	19.1	1641	8	Mei 11	0	13.8
1628	12	29	42	18.3	1642	6	Jun 6	37	25.0
	18	Jun 4	11	18.8					10 E
1629	17	30	64	22.3	1643	7	Jul 3	1	24.1
	23	Jul 6	20	18.7		17	13	25	20.2
1630	4	14	81	22.2	1644	4	27	0	22.2
	14	24	11	22.8		21	Aug 13	70	19.7
1631	5	Aug 11	56	20.6	0 <sup>11</sup> m -				
	14	20	31	16.6					
	23	29	86	14.0					
1632	11	Sep 13	4	12.2	-				100
	23	25	40	10.9				C4	
1633	18	Oct 7	7	9.6					
	26	25	36	3.6			8		
1634	9	Nov 4	8	3.3					
						5			
	26	21	41	2.9					
1635	8	30	10	6.1		1.0			
	24	Dec 16	67	- 0.3					
1636	10	29	10	5.4					

In 1953 is in Februari een positieve correlatie ontstaan (rot. 1637–1642). De zo opvallende koude-invallen, die iedereen over het voorjaar deden klagen, traden alle 21 dagen na de vlekken-minima op, de warmte, die men al te gauw vergat, na de zwakke maxima.

## 7. DE MOGELIJKHEID VAN TOEVAL

Wij dienen ons af te vragen, of alles, wat we tot nu toe besproken hebben, niet te wijten is aan het stomme toeval.

Wij kunnen het vraagstuk, dat ons bezig houdt, als volgt vergelijken met een kansspel. Neem een bord, afwisselend met rode en groene vakken (als een schaakbord), resp. voorstellende de vlekkenmaxima en minima. Doe in een zak gelijke aantallen rode en groene knikkers, die de temperatuurmaxima en minima voorstellen, alsmede een hoeveelheid zwarte knikkers, die de overgangstemperaturen betekenen, in totaal even veel knikkers als vakjes op het bord. Schud de zak leeg over het bord. Hoeveel rode, groene en zwarte knikkers komen er of op rode of op groene vakken terecht? Theoretisch de helft van ieder der drie groepen. Maar wij zullen zeker gevallen aantreffen, waarbij rijen opeenvolgende rode en groene knikkers netjes op rode en groene vakjes vallen (of omgekeerd) op een dergelijke wijze als in de tabellen vette en kleine druk.

In werkelijkheid is het vraagstuk heel wat ingewikkelder dan ons spel. Wij mogen echter verwachten, dat bij toevallige verdeling lange reeksen zeldzaam zullen zijn en de correlaties in zulke lange reeksen onafhankelijk van de grootte van R.

Wij zullen over veel meer gegevens moeten kunnen beschikken dan die uit de jaren 1947 tot 1953. Ik heb daarom het onderzoek uitgestrekt over de jaren 1910-1952, een tijdvak van 43 jaren.

## 8. HET ONDERZOEK OVER DE JAREN 1910-1952

Wanneer inderdaad de gevonden negatieve correlatie bij hoge zonnevlekkengetallen optreedt, dan moet hiervan wel wat blijken in het tijdvak 1910-1952, dat vier zonnevlekkenperioden omvat. Ik heb hiertoe dit tijdvak in zes groepen verdeeld volgens het jaarlijks zonnevlekkengetal als volgt (bladz. 376).

De duur van een reeks is bepaald door het aantal afwisselende zonnevlekextremen te tellen, waarvoor de reeks geldt; dit betekent, dat de duur is uitgedrukt in halve periodes van 27 dagen.

Verder heb ik onderscheid gemaakt tussen reeksen met positieve correlatie (+) en met negatieve (----), en reeksen met overgangstemperaturen (0). We mogen verwachten, dat de gemiddelde duur van 'negatieve' reeksen

groter is dan die van de 'positieve', naarmate R toeneemt.

Tenslotte merken we nog op, dat het aantal gevallen in groep I veel

50 °										11	R <i>m</i>
I		1913	1912	1911	1933	1923	1934	1914	1944	8	
	R	1.4	3.6	5.7	5.7	5.8	8.7	9.6	9.6		6.3
II		1932	1922	1943	1924	1910	1931	1921		7	
	R	11.1	14.2	16.3	16.7	18.6	21.2	16.1			17.7
III		1942	1952	1945	1930	1935	1920	1925		7	
	R	30.6	32.5	33.2	35.7	36.1	37.6	44.3			35.7
IV		1915	1941	1916	1919	1926	1929	1940		7	
	R	47.4	47.5	57.1	63.6	63.9	65.0	67.8			58.9
V		1927	1951	1928	1936	1918	1950	1939		7	
	R	69.0	69.3	77.8	79.7	80.6	83.9	88.8			78.4
VI		1946	1917	1938	1937	1949	1948	1947		7	
	R	92.6	103.9	109.6	114.4	134.7	136.2	151.5			120.4

kleiner is dan in de andere, omdat bij deze lage vlekkengetallen lange reeksen met R = o voorkomen, waarin van een maximum geen sprake meer is en die dus moeten vervallen; de resultaten hebben daarom voor de zeer lage zonnevlekkengetallen weinig waarde.



Voor iedere ondergroep +, — en o heb ik frequentie-tellingen verricht voor de duur van de reeksen en de gemiddelde duur bepaald. Ik geef de resultaten grafisch weer in figuur 2, zonder de aantallen voor iedere duur te vermelden.

fig. 2. De duur van de temperatuur-reeksen en hun verband met het zonnevlekkengetal, 1910-1952,

De rechte lijnen in fig. 2a, b en c geven aan, welke duren in ieder van de zes groepen voor

de positieve, de negatieve correlaties en de o-gevallen zijn voorgekomen.

De krommen d, e en f in fig. 2 stellen de gemiddelde duur voor voor ieder van de drie ondergroepen.

Bij negatieve correlaties (2b) breidt de duur zich verder uit, naarmate R toeneemt. Ook de gemiddelde duur (2e) neemt toe.

In grafiek 2g zijn de lijnen van fig. 2a en 2b boven elkaar geplaatst voor ieder van de zes vlekkengroepen en in grafiek 2h is hetzelfde gedaan voor de gemiddelde duur. Wij zien nu duidelijk, vooral in fig. 2h, dat de reeksen

met positieve correlatie overwegen bij lage zonnevlekkengetallen (groepen II en III), reeksen met negatieve correlatie daarentegen bij hoge R (groepen IV, V en VI). Laten we in groep VI de lange reeks 15 weg, dan valt de gemiddelde duur terug van 3.9 naar 3.3, een waarde, die toch nog zeer hoog is. Schrappen we de hele zesde groep, waarin de bijzondere jaren 1947 en 1949 liggen, dan nog blijft de gevonden regel gelden voor de groepen IV en V.

De bijzondere verschijnselen van het jaar 1947 vinden hun bevestiging in de lange reeks van 43 jaren, 1910-1952. Ik meen hiermede voldoende aangetoond te hebben, dat inderdaad met toenemende zonsactiviteit een negatieve correlatie met de maximumtemperatuur gaat overheersen, terwijl met afnemende zonsactiviteit positieve correlatie de overhand krijgt.

De zonnevlekken zijn in het bovenstaande ingedeeld naar hun jaarlijkse zonnevlekkengetal. Deze indeling is zeer ruw. Waarschijnlijk komen we verder door een rangschikking uit te denken volgens de waarde van R in iedere 27-daagse periode. Bovendien moet er in het verschijnsel een seizoensinvloed werkzaam zijn: onder overigens gelijke meteorologische omstandigheden brengt oostenwind 's zomers hoge temperaturen, 's winters lage.

Beide vraagpunten eisen een diepergaand onderzoek dan mij tot nu toe mogelijk was.

#### 9. HET ZONNEVLEKKEN-MAXIMUM VAN 1778

Het enige zonnevlekkenmaximum, dat met dat van 1947 te vergelijken is, viel in 1778 met een jaargemiddelde van 154.4.

De vlekkenwaarnemingen vóór 1820 zijn echter zeer onvolledig. In BRUNNER's tabel zijn in 1778 alleen de maanden Mei, Juni, Juli en Augustus als betrouwbaar gekenmerkt. In deze vier maanden ontbreken nog 26 waarnemingsdagen <sup>1</sup>.

Voor de temperatuur zijn de drie maal daags verrichte waarnemingen te Zwanenburg beschikbaar. Deze leveren echter niet de dagelijkse maxima en daarom heb ik me tevreden moeten stellen met de hoogste temperatuur, die dagelijks te Zwanenburg genoteerd werd.

<sup>1</sup> Ik heb aan Dr WALDMEIER een opgave van de dagelijkse zonnevlekkengetallen te danken voor de drie jaren 1777-1779. Deze jaren bevatten resp. 14, 110 en 17 waarnemingsdagen.

Deze temperaturen heb ik, te beginnen met 1 Januari 1775 ('rotatie 1') tot het einde van 1783 ('rotatie 122') in 27 kolommen gerangschikt. Vervolgens heb ik die rotaties uitgezocht, waarin lange reeksen met regelmatig verdeelde maxima en minima voorkomen, die met goed recht aan zonsactiviteit mogen worden toegeschreven. Ik kon alleen in de bovengenoemde vier maanden van 1778 nagaan, hoe het met de zonnevlekken-21 dagen vóór de temperatuur-extremen gesteld was.

De enige lange reeksen traden op in 1777 (duur 11) en in 1778 (duren 8 en 12). Ze zijn in Tabel V opgenomen. Voor 1778 zijn de dagelijkse zonnevlekkengetallen, voorzover beschikbaar, vermeld en de gemiddelde waarde Rm is hieruit berekend. Bovendien kon ik dagelijkse temperatuurgemiddelden voor Berlijn toevoegen <sup>1</sup>; ze komen heel behoorlijk met de getallen voor Zwanenburg overeen.

Het resultaat stelt teleur. De temperatuur-amplitudo is lang niet zo groot als in 1947. Bovendien is de correlatie met R in de eerste reeks van 1778 positief, terwijl in de tweede reeks (waarin de maxima vrijwel op de plaats van de minima in de eerste reeks optreden) slechts een zwakke negatieve correlatie aanwezig is.

#### 10. GEOGRAFISCHE UITBREIDING IN EUROPA

Om vast te stellen, hoever de hittegolven van 1947 zich uitbreidden, heb ik een aantal stations in Europa in het onderzoek betrokken, behalve de 69, die op de kaartjes, figuren 3-6, zijn opgenomen nog enkele daarbuiten die echter niets hebben opgeleverd. Ik ontleende de gegevens aan de verschillende jaarboeken en aan schriftelijke mededelingen uit Oost-Europa, waarvoor ik mijn correspondenten hartelijk dank zeg.

Omdat de golven zich duidelijk over West-Europa verplaatsten, gaat het niet meer aan strikt vast te houden aan de faseverschuiving van 21 dagen. Ik heb daarom voor ieder van de gebruikte stations de middelste data van 5 opeenvolgende dagen met extreme temperaturen bepaald en de gemiddelde temperatuur van deze dagen. Steeds heb ik als tevoren de dagelijkse maxima genomen.

<sup>1</sup> Te danken aan de vriendelijke toezending door de Duitse Weerdienst in de U.S.-zone. Alleen de daggemiddelden zijn beschikbaar; de oorspronkelijke waarnemingen zijn door oorlogsgeweld vernietigd.

TABEL V

Rot.	dag	datum	temp.	Rot.	dag	datum	temp
34	9	Jun 18	19.4° c	37	11	Sep 9	23.8
	14	23	15.4		24	22	16.1
35	11	Jul 17	22.3	38	4	29	22.2
	21	27	18.3		26	Oct 21	7.3
36	11	Aug 13	22.8	39	10	Nov 1	12.1
37	5	Sep 3	17.4				

	1778									
Rot.	dag	datum	temp.	2	R 2	1 dagen vr	roeger		Rm	t Berlin
45	7	Apr 9	17.4							14.6°c
	22	24	8.8				=			13.2
46	6	Mei 5	17.3							17.0
	22	21	14.0				128	169	148	12.9
47	5	31	17.3	169		252	297	301	255	15.9
	22	Jun 17	15.4			143		199	161	18.4
48	6	28	23.6		233			233	233	21.9
	18	Jul 10	20.2	162	169	203	173	173	176	20.1
	26	Jul 18	24.7	102	102	150			118	25.4
49	4	23	19.1	165	199	139	150	147	160	22.8
	24	Aug 12	22.1		117	120	.158	159	141	23.1
50	17	Sep 1	14.7	177	135	139	143	132	145	12.9
	26	10	16.8	79	117	177	177	169	144	13.2
51	19	30	10.3							10.6
	27	Oct 8	14.0				1			11.8
52	10	18	6.7		<b></b> )					2.1
	23	31	11.4							7.2
53	9	Nov 13	6.9							2.9
	21	25	10.0							6.8
54	2	Dec 3	5.2							1.1
	Second.			all sectors.	110000000000000000000000000000000000000	ALCOHOL &	The second second	and the set of the	S Chieves	the state of the s



fig. 3. De duur van de temperatuur-reeks in 1947 in West-Europa.

Zo is het mogelijk te bepalen:

- 1. de duur van de lange reeks golven op ieder station;
- 2. de sterkte van de golven, gekenmerkt door het temperatuurverschil van elk tweetal opeenvolgende extremen;
- 3. de verplaatsing van de golven over Europa.

Fig. 3 geeft de duur van de reeks op ieder van de 69 stations. Deze is maximaal, 15 halve periodes, in Midden-Europa te De Bilt, Maastricht, Marburg en Bad Kissingen. Van hieruit neemt de duur naar buiten toe af; er is nauwelijks meer iets van te bemerken in Finland, Skandinavië, Groot-Brittannië, Ierland, Zuid-Frankrijk en waarschijnlijk Oost-Europa. Opvallend is de sterke afneming naar de kust, bijv. te Den Helder. Een sterke teruggang is ook merkbaar op de hoog gelegen bergstations Säntis, Zugspitze en Sonnblick.





Wat de amplitudo betreft (het temperatuurverschil tussen 2 opeenvolgende extremen) werden de stations gerangschikt naar afnemende amplitudo en vervolgens gekarakteriseerd door een van de cijfers 1-6: 1 voor amplitudo's in het algemeen meer dan 3° beneden de gemiddelde waarde, 6 voor amplitudo's in het algemeen meer dan 3° boven het gemiddelde. De som van deze karaktergetallen voor de beschikbare golven geldt dan als maat voor de totale intensiteit van het gehele verschijnsel. Het resultaat is in fig. 4 voorgesteld. Maximale intensiteit, met sommen boven 50, wordt weer aangetroffen in Midden-Europa, Maastricht, Baraque Michel, Marburg, Bad Kissingen en Fichtelberg. Ook nu vallen weer de sterke vermindering in Den Helder op en de storing in het hooggebergte.

Over de voortbeweging valt op te merken, dat meestal de storing aan-



fig. 5. De uitbreiding van de hittegolf van 26-30 Juni 1947 over West-Europa.

vangt in het westen of zuidwesten, enkele malen ook in het oosten. De golven breiden zich in enkele dagen over heel Europa uit, nemen aanvankelijk in sterkte toe, om daarna af te sterven. Twee voorbeelden worden in de figuren 5 en 6 gegeven.

Het moet mogelijk zijn langs synoptische weg een bijdrage te leveren tot het opsporen van de oorzaak van deze hittegolven en tevens tot een beter inzicht in de betrekkingen tot de zonsactiviteit.

## II. HET VERSCHIJNSEL IN NOORD-AMERIKA

Het onderzoek naar hittegolven in de zomer van 1947 op 24 stations in de Verenigde Staten leverde alleen iets op voor de Staat Oregon en dan, naar het schijnt, met een faseverschil van slechts tien dagen.



fig. 6. De uitbreiding van de hittegolf van 15-19 Augustus 1947 over West-Europa.

De volgende Tabel VI geeft het verband tussen de zonnevlekken en de dagelijkse maximumtemperaturen weer voor dezelfde reeks van 15 gevallen in 1947 als in Tabel I. De kolom *temp* heeft nu betrekking op deze temperaturen 10 dagen na de vlekken-extremen, herleid op Celsius-graden, voor Astoria op de kust van Oregon (46°8' N, 123°48' W), Portland (45° 36' N, 122°36' W) en Arlington (45°43' N, 120°11' W).

Voor het grootste deel van de reeks kunnen we de negatieve correlatie met de zonnevlekken (kolom R) constateren. Ook in 1949 was het effect, hoewel veel zwakker, aanwezig.

Een onderzoek op 70 stations in Oregon toonde aan, dat evenals in Europa langs de kust geen betrekking van betekenis aanwezig is en dat het eveneens in het gebergte afneemt. Het was niet goed mogelijk, lijnen

TABEL VI

		1947		$\begin{array}{l} temp. \\ + 10 \ d. \end{array}$			
Rot.	dag	datu	m	R	Ast.	Portl.	Arl.
1559	7	Apr	18	84	15.8	18.7	23.7°c
	16		27	208	18.3	21.5	27.4
1560	7	Mei	15	136	24.1	30.5	35.1
	17		25	306	18.1	19.8	24.1
1561	8	Jun	12	97	19.4	24.6	29.5
	16		20	243	18.4	21.6	29.5
1562	3	Jul	4	136	23.0	26.9	31.6
	19		20	199	22.8	25.9	30.7
1563	1		29	116	20.0	24.8	29.0
	14	Aug	11	295	19.1	21.7	25.8
	27		24	82	20.4	25.4	31.2
1564	14	Sep	7	228	16.6	20.9	23.8
1565	1		21	95	18.1	22.9	26.9
	14	Oct	4	248	14.5	17.0	20.0
	24		14	97	16.5	16.5	16.1

van gelijke sterkte te tekenen, juist door deze grote hoogteverschillen.

Het verschijnsel kwam het duidelijkst voor den dag oostelijk van Portland in het noordelijk deel van Oregon. In Alaska en op de Aleoeten was geen enkel verband tussen beide verschijnselen te ontdekken.

Uitbreiding van het onderzoek over de Staat Washington en Canada is noodzakelijk, verder ook over vele andere jaren: ik kan het zo interessante tijdsverschil van 10 dagen op de kust van de Stille Oceaan nog niet als definitief beschouwen.

## **12.** DE VERKLARING

HAURWITZ heeft de volgende verklaring gegeven voor het verband tussen de zonsactiviteit en het weer op aarde.

Verhoogde werking op de zon heeft ten gevolge verhoogde uitstraling van ultraviolet licht. Hiermede gaat gepaard verhoogde ozonvorming en temperatuurstijging in de ozonosfeer, waarbij een zeer belangrijk deel van het UV geabsorbeerd wordt. De temperatuurstijging is het grootst in de

omgeving van de evenaar en wordt poolwaarts kleiner. Hierdoor ontstaan luchtstromingen met con- en divergenties en drukveranderingen, die tot op zeeniveau merkbaar worden. Zo doen zich dus veranderingen in de troposfeer voor en wordt de weersinvloed van de zonnevlekken begrijpelijk.

Hiermee wordt nog geen verklaring gegeven van de verschillende phaseverschuivingen der besproken effecten in Europa en Noord-Amerika. Wij merken echter op, dat het tijdsverschil van 10 dagen in de Verenigde Staten vrijwel overeenstemt met het in § 2 genoemde mogelijke verschil van 7 dagen in West-Europa. Zo zouden we tot de conclusie komen, dat de extremen in beide gebieden gelijktijdig optreden, maar in tegengestelde phase verkeren. Een voorlopig onderzoek bevestigt deze conclusie, een nader onderzoek is op het ogenblik nog gaande.

De twee gebieden hebben twee eigenschappen gemeen, die voor de verklaring der verschijnselen belangrijk kunnen zijn:

(1) zij komen beide voor op de westkusten van de continenten op het noordelijk halfrond;

(2) beide gebieden liggen 38° van het aardmagnetische aspunt.

De eerste eigenschap kan wijzen op een gelijksoortige ontwikkelingsgang, toe te schrijven aan werkingen, die zich tussen continent en oceaan afspelen. Bedenken we bij de tweede eigenschap, dat er in 1947 een sterk verband bleek te bestaan tussen de hittegolven in Europa en stormen in de  $F_2$ -laag der ionosfeer, dan schijnt de oplossing van het vraagstuk, dat ons hier heeft bezig gehouden, te liggen in een tussenwerking der ionosfeer.

Toen Buys BALLOT in 1866 tot de conclusie kwam, dat zijn periode niet aan de omwenteling van het zonnelichaam kon worden toegeschreven, kwam hij tot de onderstelling, dat een ring van asteroïden zich tussen de zon en Mercurius om de eerste beweegt, waardoorheen dan de zon ongelijke hoeveelheden warmte naar de aarde zendt. Deze ring was echter niet aan te tonen en zo kwam hij – in 1876 – tot de volgende verzuchting, waarmede ik eindigen wil, omdat deze zucht ook nu nog geslaakt moet worden:

Aanwijzing [geven] van dit werkelijk aanwezig zijn der theorie en ze nader ontwikkelen kan men nu in dit geval niet, omdat er geen theorie is.

#### LITERATUUR

1. BUYS BALLOT, C. H. D. (1847) Les changements périodiques de température, Utrecht.

(1866) Over eenige periodische warmtewerkingen van zon en maan, Aant. P.U.G.

(1876) Nog iets over de temperatuurwisseling naar een periode van 27.682  $\pm$  0.004 dag, Versl. K.A.v.W. Amsterdam, 2 IX.

(1886) Etude d'une variation périodique de la température en 27.675 jours, d'après les observations de 155 années = 2046 périodes successives, Arch. Néerl. XX.

- 2. Abbot, C. G. (1944-1952) A 27-day period in Washington precipitation, Smiths. Misc. Coll. 104, no 3, tot 117, nr 9.
- 3. SMAGORINSKI, M. and BRIER, G. W. (1949) Verification of temperature predictions based on an alleged periodicity in solar radiation, Bull. Am. Met. Soc. 30, 256-257.
- 4. HAURWITZ, B. (1946) Relations between solar activity and the lower atmosphere, Trans. Am. Geoph. Un. 27, 161-163.
- 5. VISSER, S. W. (1946) De invloed van de zonnevlekken op het weer, Inaug. Rede, 1946; H. en D. 44, 81-88.

(1949) Zonneactiviteit en hittegolven in Nederland, T. Kon. Ned. Aardr. Gen. 66, 572-579.

(1949) Heat waves of the year 1947 and solar activity, Qu. J. Roy. Met. Soc. 75, 411-416.

# VIERDE AFDELING

## R. DORRESTEIN

# EEN REGISTRERENDE ELECTRISCHE ZOUTGEHALTE- EN TEMPERATUURMETER VOOR GEBRUIK OP ZEE

ABSTRACT: An instrument is described which can record continuously salinity or temperature of the sea water. One section of the apparatus is lowered into the sea from a ship, and is connected by a multiple-connector cable with the recording section aboard the ship; see fig. 1. The determination of salinity is accomplished by measuring the electrical conductivity of the sea water flowing through a tube with electrodes in the under water section. By means of a small thermistor which is mounted near the tube, the influence of temperature on the sea water conductivity is electrically compensated.

#### I. INLEIDING

Gedurende de laatste jaren is op het KNMI een instrument tot ontwikkeling gebracht, waarmee het mogelijk is aan boord van een schip continu betrekkelijk nauwkeurige gegevens te verkrijgen van zoutgehalte of temperatuur van het zeewater op diepten tot ca 40 meter. De werking van dit instrument berust op een gecombineerde meting van het electrisch geleidingsvermogen van het zeewater, dat door een tot de gewenste diepte neergelaten meetbuis stroomt, en van de temperatuur met behulp van een vlak naast deze meetbuis bevestigde electrische weerstand (die van het zeewater electrisch geïsoleerd is). De verkregen electrische gegevens worden via een kabel overgebracht naar een aan boord opgesteld apparaat, dat deze gegevens met behulp van een servo-mechanisme registreert. De fout in de zoutgehaltebepaling bedraagt maximaal ongeveer 0.1 gram per kilogram, m.a.w. voor normaal zeewater, met 30-35 gram zout per kilogram, een relatieve fout van ten hoogste 0.4 %. De nauwkeurigheid der chemische titratiemethode, welke ca 0.02 gram per kilogram bedraagt, wordt dus niet bereikt. In feite moet het instrument van tijd tot tijd met behulp van

titraties worden geijkt. De fout in de temperatuurbepaling is maximaal ongeveer 0.1° C.

Het valt niet te verwonderen, dat zoutgehaltemeters, die berusten op een meting van het electrisch geleidingsvermogen van het zeewater, reeds eerder in verschillende landen zijn ontwikkeld en beschreven  $[1, \ldots, 7]$ . De meting kan zeer nauwkeurig geschieden, maar de methode is dan niet continu registrerend  $[2, \ldots, 5]$ , of zeer traag werkend [1].

Meestal wordt het geleidingsvermogen van het zeewater gemeten in een glazen meetcel en wordt voor de compensatie van de temperatuur-afhankelijkheid van het geleidingsvermogen gebruik gemaakt van de weerstand van een hoeveelheid zeewater in een gelijkvormige afgesloten glazen cel als vergelijkingsweerstand, die zo nauwkeurig mogelijk dezelfde temperatuur moet hebben als het te onderzoeken zeewater [1, ... 5]. De meting gebeurt, of in een goed geroerd bad aan boord waarbij het te onderzoeken zeewater in de meetcel wordt gebracht, hetzij door oppompen [1], hetzij als een monster [2, ... 5], of door een meetinstrument dat in zee wordt neergelaten [4, 5, 6]. De aanpassing van de temperatuur van het te onderzoeken zeewater aan die van het bad, resp. van de temperatuur van de vergelijkingscel aan die van het omgevende zeewater gebeurt echter betrekkelijk langzaam. De thermische tijdconstante is van de orde 30 sec. of meer [1, 2, 3]. Dit bezwaar is in het hieronder beschreven instrument grotendeels opgeheven door de toepassing van een weerstandje met negatieve temperatuurcoëfficiënt (thermistor) met een kleine warmtecapaciteit.

Speciale vermelding verdient hier nog de Amerikaanse 'S.T.D. recorder' [7], waarin geen directe compensatie wordt toegepast, maar de temperatuur wordt gemeten met een snelle weerstandsthermometer, en het zoutgehalte langs electrische weg wordt berekend uit geleidingsvermogen en temperatuur volgens een approximatieve formule. De opgegeven meetnauwkeurigheid bedraagt 0.3 gram zout per kilogram zeewater. Dit fraaie instrument is echter belangrijk gecompliceerder en duurder dan het hieronder beschrevene.

Het feit, dat schrijver dezes op deze plaats als beschrijver van dit instrument optreedt, betekent geenszins dat hij méér tot de totstandkoming ervan zou hebben bijgedragen dan vele anderen hebben gedaan. De eerste ontwerpen zijn gemaakt en de eerste experimenten zijn uitgevoerd door R. R. VIERHOUT, die in 1950 de dienst bij het KNMI verliet. Onder de

vele medewerkers van de 1e afdeling van het KNMI, die een belangrijke rol bij de constructie en bij het overwinnen der talrijke moeilijkheden hebben gespeeld, mogen hier slechts enkelen met name genoemd worden: de heren E. P. F. H. BLOKHUIS (constructeur), P. KWINT, C. LANNING en A. C. VROLIJK (instrumentmakers) voor het mechanische gedeelte en H. J. A. VESSEUR, phys. drs., en H. v. D. AA voor het electrische gedeelte.

## 2. BEGINSEL DER METING

In dit instrument wordt het electrisch geleidingsvermogen geïnterpreteerd als maat voor het zoutgehalte van het zeewater. Wil men het zoutgehalte uit het electrisch geleidingsvermogen alléén kunnen afleiden (bij een gegeven temperatuur), dan kan dit slechts door een bepaalde relatieve samenstelling van de opgeloste bestanddelen te onderstellen. Hierbij is nu van belang de waargenomen omstandigheid, dat het zeewater op verschillende plaatsen en diepten wel verschillen in totaal zoutgehalte vertoont, maar dat de verhoudingen der concentraties der voornaamste opgeloste bestanddelen in hoge mate constant zijn. Dit geldt voor alle oceanen en met de oceanen in verbinding staande zeeën (de concentratie van levende en dode organische stof is naast de opgeloste zouten geheel te verwaarlozen). De in quantitatief opzicht belangrijkste ionen, die van deze regel wel eens afwijken, zijn calcium, sulfaat en bicarbonaat. Afgezien van betrekkelijk geringe afwijkingen, is men dus inderdaad gerechtvaardigd om bij een gegeven temperatuur uit één eigenschap, die met de opgeloste zouten samenhangt, in dit geval het electrische geleidingsvermogen, te besluiten tot het zoutgehalte.

In het vervolg van dit artikel zal in plaats van het zoutgehalte vaak de *chloriniteit Cl* worden beschouwd, die onmiddellijk met het zoutgehalte samenhangt. Volledigheidshalve volgen hieronder de in de oceanografie gebruikelijke definities van zoutgehalte en chloriniteit [8]:

Zoutgehalte S = totale hoeveelheid opgeloste vaste stoffen in grammen per kilogram zeewater, wanneer alle carbonaten in oxyden zijn omgezet, het broom en jodium vervangen zijn door equivalente hoeveelheden chloor en alle organische stof volledig geoxydeerd is.

Door titratie kan men vrij snel en zeer nauwkeurig bepalen de *chloriniteit Cl.* De oorspronkelijke definitie hiervan luidde: totale hoeveelheid chloor in grammen per kilogram zeewater, wanneer het broom en jodium vervangen zijn door equivalente hoeveelheden chloor. Deze definitie is later vervangen door een, die niet afhankelijk is van mogelijke kleine veranderingen in de atoomgewichten, namelijk: de hoeveelheid 'atoomgewicht-zilver' in grammen, die juist nodig is om de halogenen in 0.3285233 kilogram zeewater neer te slaan. Uit de chloriniteit *Cl* kan het zoutgehalte *S* berekend worden volgens de empirische formule S = 1.805 Cl + 0.03, voor de in de zee voorkomende waarden van *Cl* (ongeveer 15-22 %).

Het instrument werkt nu in beginsel als volgt. Een van electroden voorziene meetbuis wordt in zee neergelaten. De electrische weerstand van het door deze buis stromende zeewater wordt gemaakt tot een der vier takken van een brug van Wheatstone. Deze weerstand  $R_1$  is dan, bij gegeven geometrie en vaste relatieve concentraties der ionen, een functie van twee variabelen: het zoutgehalte S en de temperatuur T. De temperatuur nu kan op eenvoudige wijze geëlimineerd worden dank zij het feit, dat de *verhouding* van de geleidingsvermogens van twee monsters zeewater van verschillende zoutgehalten (of chloriniteiten) en eenzelfde temperatuur T practisch *niet* van deze temperatuur T blijkt af te hangen, of m.a.w. dat het geleidingsvermogen van zeewater tussen de electroden in de buis in hoge benadering gelijk is aan het product van twee functies, één van de chloriniteit, f(Cl), en één van de temperatuur, g(T):

 $R_{1}^{-1}(T, Cl) = f(Cl) \cdot g(T) \cdot \{1 + \alpha(T, Cl)\},\$ 

waarbij de functie  $\alpha(T, Cl)$  zeer klein blijft t.o.v. de eenheid. De functie f(Cl) is ruw genomen evenredig met Cl.

Er is nu nabij de meetbuis nog een van het zoutgehalte onafhankelijke weerstand  $R_2$  aangebracht, die met de temperatuur ook omgekeerd evenredig met g(T) varieert, en deze weerstand is tot een der 3 andere weerstanden van de brug van Wheatstone gemaakt. De verhouding  $R_2/R_1$ hangt dan nog slechts van het zoutgehalte af, en het is deze verhouding, die in de brug wordt gemeten.

Als weerstand  $R_2$  fungeert in het huidige instrument een weerstandje met negatieve temperatuurcoëfficiënt (NTC-weerstand of thermistor) in serie met een weerstand, die niet van de temperatuur afhangt.

De derde weerstand van de brug  $R_3$  is vast en de vierde  $R_4$  is variabel en is gekoppeld met een registreerpen. Een servo-motor, die reageert op een eventuele verschilspanning in de brug nadat deze versterkt is, brengt de brug steeds weer in evenwicht; de aanwijzing van  $R_4$  wordt hierbij geregistreerd.

Door een eenvoudige omschakeling kan de weerstand van het zeewater in de meetbuis worden uitgeschakeld en vervangen door een vaste weerstand. De temperatuurgevoelige weerstand  $R_2$  blijft dan nog ingeschakeld, en aldus kan de temperatuur worden geregistreerd.

#### 3. UITVOERING

Het instrument is opgebouwd uit een gedeelte, dat in zee wordt neergelaten (onderwaterdeel), dat de meetbuis en de NTC-weerstand bevat, en een gedeelte, dat aan boord van het schip wordt opgesteld (bovenwaterdeel), dat de rest van de Wheatstonebrug, een versterker en een servomotor met registreermechanisme bevat. Beide delen zijn electrisch verbonden door een 50 meter lange kabel met 3 aders. Het schema van het geheel wordt gegeven door fig. 1, terwijl afb. 64, blz. 227 een indruk geeft van de beide delen van het apparaat.

Het instrument wordt electrisch gevoed met 220 V, 50 Hz (zo nodig via een omvormer uit een accu-batterij) en verbruikt ongeveer 60 W. Als frequentie voor de meetbrug is de eenvoudigste mogelijkheid gerealiseerd: eveneens 50 Hz.

### 3.1. Het onderwaterdeel

Een enigszins gestroomlijnde mantel met enkele grote gaten voor de doorstroming beschermt het inwendige. De verschillende onderdelen zijn gemakkelijk demonteerbaar gemaakt. Alle af- en aansluitingen zijn waterdicht en bestand tegen een overdruk van 10 atmosferen (100 m water).

## 3.1.1 Meetbuis en electroden

Een moeilijkheid bij alle nauwkeurige metingen van de electrische weerstand van electrolyten heeft altijd gelegen in de verschijnselen, die zich voordoen bij de onvermijdelijke overgang van de electrische stroom tussen het electrolyt en de electroden. Deze verschijnselen uiten zich in een extra



Waarden der weerstanden: - Values of resistances :

 $\begin{array}{l} R_{3}=76\ \Omega\,;\,R_{5}=450\ \Omega\,;\,R_{6}=600\ \Omega\,;\,R_{7}=180\ \Omega,\,230\ \Omega\,\,of/or\,280\ \Omega\,;\,R_{8}=ca\ 700\ \Omega\,;\,R_{9}=ca\ 1700\ \Omega\,\,(T=10^{\circ}\ C);\,R_{10}=ca\ 450\ \Omega\,\,(T=10^{\circ}\ C,\,Cl=18\ 0/_{00}). \end{array} \end{array}$ 

Weerstanden in brug van	Registrering zoutgehalte	Registrering temperatuur
Wheatstone (zie tekst)	(schakelaars: 'S')	(schakelaars: 'T')
Resistances in Wheatstone	Salinity recordings	Temperature recordings
bridge circuit (see text)	(switches: 'S')	(switches: 'T')
$R_{1} = R_{2} = R_{3} = R_{4} = R_{4} = R_{4}$	$R_{10}$ $R_{0} + R_{8}$ $R_{3}$ $pR_{5} (p < 1)$	$R_{7}$ $R_{9} + R_{8}$ $R_{3}$ $pR_{5} + R_{6} (p < 1)$

positieve overgangsweerstand en een eindige overgangscapaciteit, die sterk afhankelijk zijn van de oppervlaktegesteldheid der electroden en daardoor ongelukkigerwijze zeer veranderlijk en slecht reproduceerbaar zijn. In het hier beschreven instrument zijn de buisvormige electroden gemaakt uit koolstaven, die in de handel zijn voor gebruik in booglampen. Door de poreusheid van dit materiaal zijn de overgangsweerstand en het capacitieve effect hierbij betrekkelijk gering. Om de storende invloed hiervan in voldoende mate te elimineren was het bovendien nodig de te meten weerstand van het zeewater betrekkelijk groot te maken door de meetbuis een grote lengte en een kleine diameter te geven. De totale lengte is 70 cm en de inwendige diameter 1.0 cm. Er zijn drie electroden, lengte 3.0 cm, inwendige diameter 1.0 cm, waarvan zich één in het midden en één aan elk uiteinde bevindt. De laatste twee zijn electrisch met elkaar verbonden en kunnen als 'aarde' dienen. De electrische stroom door het zeewater loopt dus uitsluitend binnen de buis. De electrische weerstand tussen de beide eind-electroden samen en de midden-electrode is bij een chloriniteit van 18  $%_{00}$  en een temperatuur van 10° ongeveer 450  $\Omega$ .

De meetbuis is opgebouwd uit 3 delen. Het middelste en kortste stuk, dat de midden-electrode bevat, maakt deel uit van een dikwandig, waterdicht gesloten, messing huis, waarbinnen zich de electrische contacten bevinden. Dit huis is afgesloten met een deksel met bouten en waterdichte pakking. De beide andere delen van de buis zitten geschroefd op het middenstuk. Ze bestaan uit een messing buitenbuis van 2 mm wanddikte met daarin passend een vinidur (plastic) binnenbuis van 2.5 mm wanddikte. De kool-electroden aan de einden zitten in de messingbuis geschoven tot waar de vinidurbuis ophoudt en worden tegengehouden met afsluitringen.

## 3.1.2 NTC-weerstand

De weerstand  $R_2$  in de brug moet precies dezelfde temperatuur-afhankelijkheid hebben als de weerstand  $R_1$  van het zeewater. Het zou dus zeer voor de hand liggen om als  $R_2$  te nemen de weerstand van een vaste hoeveelheid zeewater van een zeker zoutgehalte, die zich bevindt in een afgesloten ruimte met vaste wanden, b.v. een glazen capillair, voorzien van vaste electroden. Deze oplossing is in principe de mooiste en ze is inderdaad aanvankelijk geprobeerd. Het blijkt echter ook mogelijk te zijn

de vereiste temperatuur-afhankelijkheid (tussen  $-2^{\circ}$  en  $+25^{\circ}$ C) in voldoende mate te benaderen door een weerstand met negatieve temperatuurcoëfficiënt (NTC-weerstand) in serie met een temperatuur-onafhankelijke weerstand. Deze oplossing is in practisch opzicht verkieslijker en heeft ook het grote voordeel, dat de temperatuurvariaties van het zeewater sneller gevolgd worden dan het geval is bij de eerstgenoemde methode, dank zij de kleine afmetingen van het NTC-weerstandje.

Een kleine quantitatieve discussie moge hier volgen. Voor de weerstand  $R_1$  als functie van de temperatuur T (in graden C) en de chloriniteit Cl, geldt:

$$R_{1}^{-1} = f(Cl) \cdot g(T) \cdot \{1 + \alpha(T, Cl)\}, \text{ met } \alpha(T, Cl) \ll 1.$$

In deze uitdrukking kan men bijvoorbeeld de functies f(Cl) en g(T) zo kiezen dat  $\alpha$  (10, Cl) = 0,  $\alpha$  (T, 18) = 0; dan geeft dus f (Cl) het verloop van  $R_1^{-1}$  met de chloriniteit bij  $T = 10^{\circ}$  en g(T) het verloop met de temperatuur bij Cl = 18 %. Stel per definitie g(10) = 1; verder  $g(0) = a^{-1}$ en  $g(20) = b^{-1}$ .

Voor de weerstand R<sub>2</sub> zal gelden:

$$\mathbf{R_{2^{-1}}}=c^{-1}.\,g^{*}\,(T),$$

met  $c = \text{constante en } g^*(T)$  een functie van T die op g(T) lijkt, zodanig dat  $g^{*}(10) = 1$  (per definitie); verder  $g^{*}(0) = (a^{*})^{-1}$  en  $g^{*}(20) = (b^{*})^{-1}$ . De brugverhouding is dus

$$k = \frac{R_2}{R_1} = c \cdot f(Cl) \cdot \frac{g(T)}{g^*(T)} \cdot \left\{ 1 + \alpha(T, Cl) \right\} \approx c \cdot f(Cl) \left\{ \frac{g(T)}{g^*(T)} + \alpha(T, Cl) \right\}.$$

Wanneer deze brugverhouding wordt gemeten en geïnterpreteerd als c.f(Cl), is de relatieve fout hierin

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{g(T)}{g^*(T)} - 1 + \alpha(T, Cl) \equiv \beta(T) + \alpha(T, Cl)$$
(1)

Bij 10° is per definitie  $\triangle k = 0$ . Daar f(Cl) ruwweg recht evenredig is met Cl en de totale relatieve fout in Cl ten hoogste 4 % mag bedragen, eisen we, dat de relatieve fout in k bij andere temperaturen dan 10° kleiner blijft dan ongeveer 2 %.

Voor het specifiek geleidingsvermogen van zeewater bij verschillende temperaturen ( $0^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$ ) en chloriniteiten (1, 2, 3, .... 22 %) zijn nauwkeurige gegevens in tabelvorm gepubliceerd [9]. We

zullen in eerste instantie de situatie bij de temperaturen 0° en 20° en bij de chloriniteiten 16 °/00 en 20 °/00 vergelijken met die bij 10° en 18 °/00.

Uit de genoemde gegevens kan men berekenen:

$$a = \{g(0)\}^{-1} = 1.31227 \text{ en } b = \{g(20)\}^{-1} = 0.79484,$$
  

$$\alpha(0,16) = -0.0012; \alpha(0,20) = +0.0013;$$
  

$$\alpha(20,16) = +0.0006; \alpha(20,20) = -0.0006,$$

en ook

zodat het gedeelte a van de relatieve fout in dit gebied ten hoogste ongeveer 1 % zal zijn (bij grotere variaties van de chloriniteit dan van 16 tot 20 % kan het wat meer zijn).

Beschouw nu als R2 de serie-combinatie van een thermistor met een weerstand  $a_N R_N$  bij 0°,  $R_N$  bij 10° en  $b_N R_N$  bij 20°, en een weerstand  $x R_N$ die onafhankelijk is van de temperatuur.

 $a^* \equiv \frac{1}{g^*(0)} = \frac{a_N + x}{1 + x}$  en  $b^* \equiv \frac{1}{g^*(20)} = \frac{b_N + x}{1 + x}$ en men heeft voor  $\beta(T) \equiv \frac{g(T)}{g^*(T)} - 1$  in vgl. (1):

$$\beta(0) = \frac{a_N + x}{a(1 + x)} - 1$$
 en  $\beta(20) = \frac{b_N + x}{b(1 + x)} - 1$ .

Een normale NTC-weerstand verloopt met de temperatuur volgens exp  $(B/T_{abs})$ , waarin B een constante en  $T_{abs}$  de absolute temperatuur voorstelt. In het algemeen geldt dit zeer nauwkeurig binnen een temperatuurgebied, dat het hier van belang zijnde gebied van  $-2^{\circ}$  tot  $+25^{\circ}$  C aan beide zijden ver overschrijdt. De parameter B heeft de dimensie van een temperatuur. Men kan dan  $a_N$  en  $b_N$  in B uitdrukken en dus  $\beta$  (0) en  $\beta$  (20) als functie van B en x berekenen. In fig. 2 zijn  $\beta$  (0) en  $\beta$  (20) uitgezet tegen x voor een aantal waarden van B. Men ziet, dat alleen voor een waarde van Btussen ongeveer 2700° en 2900° en een aan deze waarde van Baangepaste waarde van x tussen 0.35 en 0.45 zowel  $\beta$  (0) als  $\beta$  (20) binnen de grenzen  $\pm$  2 % kunnen blijven. Het is nu toevallig zo, dat de B-waarden der in de handel zijnde NTC-weerstanden juist in deze buurt liggen!

Gebruikt werden staafweerstandjes met diameter 1.7 of 3.0 mm en lengte 7-8 mm, fabrikaat Philips, met een weerstand bij 10° van 1500-2000  $\Omega$  en *B* van 2700°—2800°.<sup>1</sup> Een weerstandje zit gesoldeerd op een <sup>1</sup> Dank is verschuldigd aan het Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken te Eindhoven voor de ondervonden medewerking.

houdertje, dat op het apparaat, terzijde van de meetbuis, waterdicht afsluitend kan worden vastgeschroefd. Het is dus gemakkelijk te verwisselen. Een dun laagje bakelietlak zorgt voor de electrische isolatie tegen



fig. 2. Het gedeelte  $\beta(T) = \frac{g(T)}{g^*(T)} - 1$  van de relatieve fout in de 'brugverhouding' k volgens vergelijking (1), berekend voor de combinatie van een NTC-weerstand  $R_N \exp\left[B\left(\frac{1}{T+273.2}-\frac{1}{283.2}\right)\right]$  en een temperatuur-ongevoelige weerstand  $xR_N$  in serie. Het blijkt dat  $|\beta(T)|$  kleiner dan  $2^{0}/_{00}$  blijft voor temperaturen van 0° tot 20°, als  $B \approx 2800^\circ$  en  $x \approx 0.4$ . The part  $\beta(T) = \frac{g(T)}{g^*(T)} - 1$  of the relative

The pair  $\beta(T) = g^*(T)$  is of the relative error in the 'bridge ratio' k according to eq. (1), calculated for a combination of a thermistor resistance  $R_N \exp \left[ B \left( \frac{1}{T_{abs}} - \frac{1}{283.2} \right) \right]$  and a thermally insensitive resistance  $\times R_N$  in series. It appears that  $|\beta(T)|$  remains less than  $2^{0}/_{00}$ for temperatures from  $0^{\circ}$  to  $20^{\circ}$ , if  $B \approx 2800^{\circ}$ and  $x \approx 0.4$ . het zeewater, dat verder vrij om het weerstandje heen stromen kan. Temperatuurveranderingen van het zeewater worden door het weerstandje gevolgd met een vertraging van ongeveer 2 sec. De benodigde regelbare temperatuuronafhankelijke serieweerstand van 600—800  $\Omega$  is van constantaandraad en is opgenomen in het bovenwaterdeel.

Wanneer slechts gezorgd is, dat de functie  $g^*(T)$  bij o° en bij 20° ongeveer de goede waarde heeft, blijft strikt genomen de mogelijkheid nog open, dat voor tussenliggende temperaturen grotere afwijkingen optreden. In fig. 2 zijn daarom ook nog  $\beta$  (5) en  $\beta$  (15) aangegeven voor  $B = 2800^{\circ}$ . Deze twee krommen geven geen reden voor ongerustheid in dit opzicht. Men mag wel aannemen, dat de juiste instelling van  $g^*(T)$  bij o° en bij 20° voldoende is om het gehele verloop tussen — 2° en 25° nauwkeurig te benaderen.

## 3.2 Het bovenwaterdeel

and  $x \approx 0.4$ . Dit bestaat in hoofdzaak uit een gemakkelijk draagbaar kastje. Ook hiervan zullen de verschillende onderdelen kort beschreven worden.

#### 3.2.1 De brug van Wheatstone (zie fig. 1)

De electrische spanning voor de brug van Wheatstone is ongeveer 10 V; zij kan via een transformator verkregen worden uit de voedingsspanning

van 220 V. De verschillende weerstanden in de brug zijn bifilair gewikkeld van constantaandraad, behalve de variabele weerstand  $R_4$ . Deze laatste is van chromeldraad, dat bifilair in een spiraal gewikkeld is op een draaibare cylinder van vinidur (plastic) met twee sleepring-contacten, die door een slip-koppeling gekoppeld is met de as van de servo-motor. Het schuifcontact van deze weerstand schuift langs een parallel met de cylinderas draaiende draadstang. Het eigenlijke contact wordt gemaakt door een stalen kogeltje, dat door een veer op de beide naast elkaar liggende draden op de cylinder wordt gedrukt en deze aldus kortsluit. Chromeldraad is gekozen wegens de betrekkelijke hardheid van dit materiaal.

De omschakeling van 'S' op 'T' en omgekeerd in het schema wordt verricht door één schakelaar op het voorpaneel van het instrument om te zetten. Bij het registreren van de temperatuur ('T') wordt de variabele weerstand  $R_4$  verhoogd met een zodanige vaste weerstand, dat een temperatuurgebied van ongeveer 25 graden wordt verdeeld over het loop-gebied van de schrijfpen. Dit temperatuurgebied kan men nog variëren, doordat men de weerstand  $R_1$  in dit geval 3 waarden kan geven. Dit is nodig omdat bij vervanging van de NTC-weerstand vrij grote verschillen in  $R_2$ kunnen voorkomen (bij een bepaalde temperatuur), die een gevolg zijn van de vrij grote toleranties in de waarden der NTC-weerstanden.

In de tak  $R_2$  van de brug kan men nog een hulpcapaciteit inschakelen, die regelbaar is tot 0.10  $\mu$ F, met stappen van 0.01  $\mu$ F. Met behulp hiervan kan een capacitieve component van de tak  $R_1$ , die soms merkbaar is bij de zoutgehaltemeting wanneer de electroden wat vervuild zijn, gecompenseerd worden. Voor nauwkeurige metingen is het echter nodig, dat de brug goed in evenwicht kan komen bij een hulpcapaciteit van ten hoogste 0.02  $\mu$ F.

#### 3.2.2 De versterker

Om de servo-motor te laten lopen zodra de brug maar heel weinig uit zijn evenwichtsstand is, moet de verschilspanning van de brug flink versterkt worden. Een ingangstransformator met een transformatieverhouding 100 past de ingangsimpedantie van de eerste trap van de versterker aan die van de brug aan. De versterker heeft twee voortrappen met buizen Philips EF6 en een eindtrap met twee buizen Philips EL3 in balans, met

wisselspanning op de anode. Wanneer er geen ingangssignaal is, levert deze trap slechts een wisselspanning van 100 Hz. Reeds bij een verschilspanning op de brug van 100  $\mu$ V komt ongeveer 50 V op de ingang van de eindtrap en wordt een der twee eindbuizen stroomloos, zodat een flink vermogen van 50 Hz wordt geleverd (ongeveer 4 W), dat aan de servomotor wordt toegevoerd. Een aanslaan van de motor op een verschilspanning van 100  $\mu$ V is ruimschoots voldoende om een nauwkeurigheid van 1  $\eta_{00}^{\prime}$  in de brugverhouding k te bereiken.

Op het voorpaneel is een kathodestraalindicator ('oog') aangebracht, die aangeeft of de brug al of niet in evenwicht is.

### 3.2.3 Het servo-mechanisme

Als servo-motor wordt gebruikt een twee-phase-inductiemotortje, fabrikaat Minneapolis-Honeywell (Brown Instr. Div.), 110 V. De uitgangsspanning van de versterker wordt gevoerd naar een parallelkring, gevormd door een der wikkelingen van de motor en een condensator. Hierdoor wordt de sterke vervorming van de 50 Hz-anodestroom, die de eindtrap van de versterker levert, enigszins opgeheven. De andere wikkeling van de motor krijgt een gedeelte van de primaire voedingsspanning. Enkele geschikte condensatoren zorgen ervoor, dat de spanningen, die beide wikkelingen van de motor krijgen, 90° ten opzichte van elkaar in phase zijn verschoven.

Wanneer nu dit motortje gaat draaien, draait de cylinder van  $R_4$  mee, en dit draaien gaat met een vrijwel constante snelheid zo lang door totdat de versterker geen spanning meer levert en de brug blijkbaar in evenwicht is gekomen.

## 3.2.4 De registrering

Aan de cylinder van  $R_4$  is rechtstreeks door tandraderen gekoppeld een ruim 20 cm lange draadstang die een schrijfpen meevoert. Deze pen kan met inkt schrijven op een papierstrook, die loopt over een rubber rol die met zijn as evenwijdig aan genoemde draadstang is opgesteld. De speling tussen de stand van de pen en die van de cylinder is kleiner dan 0.1 mm op het registreerpapier. Dit papier kan door een apart motortje langzaam (met twee snelheden) over deze rol worden bewogen. Een tweede pen,

die vast is, beschrijft een nullijn. De variabele pen heeft een loop-gebied van ruim 20 cm, door de lengte van de draadstang bepaald; de grenzen corresponderen met de waarden 8  $\Omega$  resp. 445  $\Omega$  van de variabele weerstand en het verband tussen de plaats van de pen en de weerstandswaarde is practisch lineair. De snelheid van de servo-motor correspondeert met een snelheid van 2 mm/sec van de schrijfpen. De stand van de pen kan ook op 0.1 mm nauwkeurig op een glazen schaal worden afgelezen.

## 3.3 De verbindingskabel tussen boven- en onderwaterdeel

Twee van de drie noodzakelijke aders in de electrische kabel, die de verbinding vormt tussen boven- en onderwaterdeel, maken deel uit van weerstanden in de brug. Daar de temperatuur van deze aders kan fluctueren is het dus nodig, dat de weerstand ervan gering blijft, liefst kleiner dan 1  $\Omega$ . Aan deze eis kan door in de handel zijnde kabels bij een lengte van ca 50 m gemakkelijk worden voldaan. Deze electrische kabel mag natuurlijk niet als draagkabel fungeren. Hiervoor kan touw of staaldraad gebruikt worden.

## 4. TOEPASSINGEN

Het instrument is in de eerste plaats bedoeld voor onderzoekingen in de Noordzee en in het bijzonder in de gebieden nabij de kusten, waar belangrijke verschillen in zoutgehalte en temperatuur kunnen voorkomen. In de open oceaan zijn de optredende verschillen in zoutgehalte en temperatuur veel geringer, zodat veelal een grotere nauwkeurigheid gewenst is.

Men kan, of het onderwaterdeel min of meer horizontaal achter het varende schip slepen, of bij stilliggend schip het onderwaterdeel verticaal laten zakken, waarbij in het laatste geval de diepte volgt uit de lengte aan uitgevierde draagkabel. In het eerste geval kan de laag vlak onder het wateroppervlak onderzocht worden door het onderwaterdeel te bevestigen aan een geschikt drijflichaam, en dit voort te slepen. Men moet zorg dragen, dat geen lucht in de meetbuis achterblijft of in de buis kan komen, omdat gasbellen de meting uiteraard storen.

De serieweerstand in de tak  $R_2$  moet van te voren worden ingesteld op grond van de eigenschappen van de gebruikte NTC-weerstand (vgl. 3.1.2) en wordt daarna onveranderd gelaten. In het laboratorium kan dan

een eerste ijking worden verricht door het onderwaterdeel te dompelen in een vat, dat met zeewater is gevuld, en de aanwijzingen van het instrument te vergelijken met de zoutgehalten en temperaturen resp. verkregen door titratie van een monster en door waarneming met een goede thermometer. Het is daarbij noodzakelijk goed te roeren, daar de NTC-weerstand in stilstaand water enkele tienden graden in temperatuur kan stijgen boven die van het water door de warmteproductie van de electrische stroom die er door heen gaat (ca 20 mW).

Wanneer het instrument wordt gebruikt in water van snel variërend zoutgehalte en/of variërende temperatuur zullen de registreringen een iets vertekend beeld geven, doordat de variaties in eigenschappen van het rondom het onderwaterdeel stromende water niet onmiddellijk worden gevolgd. De voornaamste factor in dit opzicht is wel de thermische traagheid van de met een laklaagje bedekte NTC-weerstand, die een thermische tijdconstante van ongeveer 2 sec heeft. De beperkte snelheid van het servomechanisme maakt verder dat snellere veranderingen dan ca 0.2 % per sec in de chloriniteit of dan 0.3° C per sec in de temperatuur niet geregistreerd kunnen worden. Ook zullen de eigenschappen van het zeewater binnen de meetbuis niet geheel overeenkomen met die van het zeewater, dat ter plaatse aanwezig zou zijn geweest wanneer het instrument hier niet gepasseerd was. De hierdoor veroorzaakte fout is echter gering, wanneer gezorgd wordt, dat de buis in de richting van zijn as door het water wordt bewogen. Ze komt dan overeen met een fout in de plaats van de orde van 0.5 meter. Overigens is de mogelijkheid open gelaten om bij stilliggend schip via een slang zeewater door de meetbuis aan te zuigen met behulp van een aan boord opgesteld zuigpompje.

Bij het meten op zee is het goed van tijd tot tijd ter controle een temperatuurwaarneming te doen en een monster zeewater te nemen om te titreren, het laatste omdat het voorkomt, dat de electroden geleidelijk iets vervuilen en de ijkcurve van het instrument hierdoor iets verloopt. In verband hiermee is het moeilijk te spreken van de feitelijke nauwkeurigheid van de zoutgehaltebepaling op iets langere termijn, zolang in dit opzicht nog niet voldoende ervaring is opgedaan. Het is echter wel reeds bewezen, dat de feitelijke nauwkeurigheid over een kortere termijn (bv. een dag of minder) goed beantwoordt aan het in § 1 gestelde, en dit is vol-

doende voor het detail-onderzoek van zouttongen, spronglagen, stroomnaden enz. in kustwateren, waarvoor het instrument in de eerste plaats bedoeld is. Fig. 3 geeft ter illustratie een klein gedeelte van een chloriniteitsregistratie opgenomen in de Waddenzee, niet ver van Kornwerderzand.



fig. 3. Fragment of chlorinity record (red. 3/4). The apparatus was towed at a depth of 1.5 feet aside a ship, speed ca 7 knots.

Time: August 18, 1953, 11.08-11.19 MET (10.08-10.19 GMT).

Position: Wadden Sea, W of Kornwerderzand, near enclosing dam of Zuiderzee (buoys being passed bave been indicated).

Course of ship: average ENE, zigzagging on both sides of a current rip directed WSW-ENE. On the south side of this rip relatively salt and homogeneous water was present, on the north side relatively fresh and inhomogeneous water. The sharp boundary between the two water masses comes out clearly.

### 5. SAMENVATTING

Beschrijving van een instrument, dat, gebruikt aan boord van een schip, continu zoutgehalte of temperatuur kan registreren. De bepaling van het zoutgehalte berust op de meting van het electrisch geleidingsvermogen van het zeewater dat door een in zee neergelaten buis stroomt. De temperatuurafhankelijkheid van dit geleidingsvermogen wordt dan gecompenseerd met behulp van een zich naast deze buis bevindend electrisch weerstandje met negatieve temperatuurcoëfficiënt (NTC-weerstandje), dat tevens op zichzelf kan dienen voor de temperatuurbepaling. De nauwkeurigheid is ongeveer 0.1 % in het zoutgehalte en 0.1° C in de temperatuur, de traagheidsconstante van het instrument is ongeveer 2 sec. Het instrument is in het bijzonder geschikt voor het onderzoek van zeegebieden nabij kusten.

#### LITERATUUR

- 1. WEIBEL E. E. and THURAS A. L. (1918) An Electrical Instrument for Recording Sea Water Salinity, Journal of the Washington Academy of Sciences, Washington D.C., 8, 145-153 en 676-687.
- 2. WENNER F., SMITH E. H. and SOULE F. M. (1930) Apparatus for the Determination Aboard Ship of the Salinity of Sea Water by the Electrical Conductivity Method, Journal of Research, Nat. Bur. of Standards, Washington D.C., 5, 711-732.
- 3. ROCHE A. (1939) La conductivité électrique pour déterminer à bord la salinité de l'eau de mer, Bulletin de l'Institut Océanographique, Monaco, no 779.
- 4. ROUCH J. (1946) Traité d'Océanographie Physique, II: L'eau de mer, Paris Payot, 146-154 (Korte bespreking van diverse apparaten).
- 5. WATTENBERG H. und JOSEPH J. (1943) Neue Wege zur Messung des Salzgehaltes und der Temperatur des Meerwassers, Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie 71, 240-245.
- 6. ULLYOTT P. and ILGAZ O. (1942) Apparatus and Methods for Measuring the Conductivity of Natural Waters in Marine and Semi-Marine Conditions, Revue de la Faculté des Sciences de l'Université d'Istanbul, A, 7, 190-227.
- JACOBSON A. W. (1948) An Instrument for Recording Continuously the Salinity, Temperature, and Depth of Sea Water, Trans. Amer. Inst. El. Eng. 67 p. 714-722; herdruk (1950)Int. Hydrogr. Rev. 27 (1), 107-122.
- 8. SVERDRUP H. U., JOHNSON M. W. and FLEMING R. H. (1946) The Oceans, their Physics, Chemistry, and General Biology, New York, Prentice-Hall Inc., 50-52.
- 9. THOMAS B. D., THOMPSON T. G. and UTTERBACK C. L. (1934) The Electrical Conductivity of Sea Water, Journal du Conseil Int. p. l'Exploration de la Mer 9 (1), 28-35.

## G. VERPLOEGH

# EEN MERKWAARDIGE GEMIDDELDE LUCHTDRUKVERDELING VOOR DE KUST VAN SOMALILAND

## (Een maritiem klimatologische schets)

ABSTRACT: In connection with the preparation of a new climatological atlas of the Indian Ocean the analysis of the monthly mean pressure charts revealed a remarkable mean pressure distribution off the Somali coast during the Southwest monsoon season. Its main characteristic is a ridge of relatively high pressure just off the coast followed by a long trough parallel to the coastline.

Though the pressure differences are only small, about 1-2 mb, the whole system is very persistent and appears on the charts from June up to and including October.

Bij de analyse van de maandelijkse gemiddelde luchtdrukkaarten van de Indische Oceaan werd in het zeegebied voor de kust van Somaliland een luchtdrukverdeling gevonden, die voor de vijf maanden Juni t/m October dezelfde karakteristieke trekken vertoonde. De verdeling kenmerkt zich, zoals op de hieronder gegeven kaartjes te zien is, door een rug van hogere druk vlak voor de kust, waarachter zich op zee een langgerekte vore van lagere druk evenwijdig aan de kustlijn uitstrekt, wederom gevolgd door een vrij brede rug. Voor alle genoemde maanden is de plaats van deze druksystemen t.o.v. de kust ongeveer dezelfde. De onderlinge drukverschillen tussen vore en ruggen bedragen 1 à 2 mb. Verder doet dit verschijnsel zich in deze oceaan uitsluitend nabij deze kust tussen 6° ZB en 8° NB voor.

Het laat zich aanzien, dat het hier gaat om een kusteffect, teweeggebracht door het speciale karakter van de klimatologische omstandigheden in dit seizoen.

De drukverschillen zijn echter klein en het is de vraag, of voor luchtdrukwaarden op zee een dergelijke nauwkeurige analyse mogelijk is. Het zou nl. best kunnen zijn dat deze verdeling ontstaan is ten gevolge van de typische statistische invloeden, die bij waarnemingsreeksen op zee op de gemiddelde waarden inwerken.

De vorige, door het KNMI in 1924 bewerkte klimatologische atlas van de Indische Oceaan vertoont in dit gebied tijdens de zomermaanden een blanco vak; in feite berusten de tegenwoordige gegevens practisch geheel op waarnemingen verricht door schepen van de Holland-Afrika Lijn sinds ongeveer het jaar 1922. In de oudere atlas werden ook de oorspronkelijk berekende gemiddelden gepubliceerd. Want, hoewel reeds vanaf ongeveer 1850 overal op zee systematisch meteorologische waarnemingen door steeds meer schepen werden verricht, was in die tijd het verkregen aantal waarnemingen over grote oceaangebieden nog te gering om meer dan een globaal overzicht te geven van de verdeling van de diverse elementen. De in die atlas getekende isobaren waren dan ook alleen bedoeld voor een algemeen overzicht; door de grote spreiding in de gemiddelde waarden was een gedetailleerde interpretatie niet goed mogelijk; vandaar, dat de oorspronkelijk berekende gemiddelden mede gepubliceerd werden.

Bij de bewerking van de nieuwe atlas van de Indische Oceaan, welke momenteel nagenoeg geheel voltooid is, zijn op de maandkaarten de gemiddelde verdelingen van luchtdruk en lucht- en zeewatertemperatuur uitsluitend gepubliceerd in de vorm van isobaren-, resp. isothermenvelden. Het weglaten van de oorspronkelijke gemiddelden legt aan deze analyse de eis op, dat enerzijds het getekende patroon statistisch verantwoord moet zijn, en anderzijds, dat zo veel mogelijk geen details verwaarloosd worden die een physische betekenis hebben, ook al bestaat er op het moment nog geen verklaring voor.

Deze eis verlangt een antwoord op de vraag: Wanneer is het aantal waarnemingen voldoende groot om een klimatologisch druk- of temperatuurveld tot op een vooraf vastgestelde nauwkeurigheid (b.v. 1 mb of  $0.5^{\circ}$  C) te kunnen analyseren? Het is in het algemeen niet mogelijk een exact antwoord op deze vraag te geven. Wel kan men zich een indruk verschaffen, hoe groot de invloed van statistische fluctuaties is op de verdeling van de gemiddelde waarden van een element in een bepaald zeegebied. Daar de criteria weer van geval tot geval kunnen verschillen, bestaat door

fig. 1. (Zie pag. 405) Gemiddelde luchtdrukverdeling voor de kust van Somaliland, voor de maanden Mei t/m October.

(See page 405) Mean pressure distribution off the Somali coast for the months May up to and including October.


het min of meer subjectieve karakter van de analyse de neiging de juistheid van verschillende details te onderschatten of ook wel details op niet verantwoorde wijze in een physische beschouwing op te nemen. Vooral de nauwkeurigheid in de gemiddelde luchtdrukwaarden op zee wordt vaak onderschat.

Het doel van dit artikel is om aan de hand van een onderzoek naar de realiteit van de gevonden drukverschillen voor de kust van Somaliland iets mee te delen over het typische karakter van waarnemingsreeksen op zee en de statistische problemen, waarvoor men zich gesteld ziet bij de interpretatie van gemiddelden uit scheepswaarnemingen.

Het is dan eigenlijk in twee opzichten, dat de statistische bewerking van klimatologische waarden op zee verschillend is van die op het land.

Ten eerste bestaan op zee geen vaste stations. De plaatsen van de waarnemingen worden volkomen bepaald door de routes van de schepen. Dit heeft tot gevolg dat, behalve op zeer druk bevaren routes, zich haast geen twee waarnemingen op dezelfde positie bevinden. In de klimatologie wordt echter de kennis van het algemene en bijzondere karakter van de weersgesteldheid op een vaste plaats verlangd. Om hieraan tegemoet te komen, wordt het oppervlak van de oceanen en zeeën verdeeld in vakken, die klein zijn t.o.v. het te onderzoeken zeegebied. Het kleinste vak dat hiervoor nog een practische betekenis heeft, is het ééngraadsvak, met afmetingen van I breedtegraad bij I lengtegraad. Om practische redenen werden tot voor enkele jaren de posities van de schepen niet nauwkeuriger opgetekend dan tot op het 1°-vak, waarin de positie viel. Aangenomen wordt dan dat de gemiddelde plaats van de waarnemingen in zo'n 1°-vak precies in het middelpunt daarvan ligt. Door de uniformiteit van het oppervlak is de fout, die hierdoor gemaakt wordt, voor de meeste meteorologische elementen zeer klein en van dezelfde orde als de meetfouten aan boord. De fout neemt overigens snel met toenemend aantal waarnemingen af. De onbekendheid van de juiste posities limiteert het gedetailleerde onderzoek naar met de plaats snel veranderende grootheden, zoals deze vlak onder de kust of langs stroomnaden kunnen voorkomen.

Een zeer belangrijk argument vóór deze indeling is de omstandigheid dat de mechanische bewerking van het materiaal zeer snel en gemakkelijk kan geschieden.

Terwijl in het algemeen het 1°-vak de fijnste practische structuur van het klimatologische waarnemingsnet op zee vormt, kunnen voor een grover onderzoek natuurlijk ook grotere vakken genomen worden. Het zwaartepunt van de daarin berekende gemiddelde waarden is dan te bepalen aan de hand van de aantallen waarnemingen per 1°-vak.

Door deze indeling in 1°-vakken op zee wordt met een groot aantal waarnemingen de toestand van de vaste stations op land benaderd. Doch hiermee houdt de analogie ook op. Terwijl nl. de waarnemingen op een landstation een continue reeks vormen met regelmatige tijdsintervallen van één of meer uren, vormen zij in een 1°-vak op zee een discontinue reeks. Dit is als volgt in te zien.

Tot ca 1948 werden aan boord de waarnemingen verricht om de vier uur, telkens bij het afgaan van een zeewacht. De tijd waarin een schip een 1°-vak doorvaart beslaat normaal één en maximaal twee wachten. Bij windstil weer kon in vroeger tijden een zeilschip er langer over doen; om nu niet een te grote invloed op het gemiddelde te krijgen van één bepaalde weerssituatie, worden maximaal 3 wachten van één schip in één 1°-vak opgenomen.

Behalve op zeer druk bevaren routes komt het maar weinig voor dat twee schepen tegelijkertijd, of zelfs binnen een tijdsduur van enige dagen, hetzelfde 1°-vak doorvaren. Het maandgemiddelde van een meteorologische grootheid over een groot aantal jaren is dus samengesteld uit waarnemingen met tijdsintervallen, die van enige uren tot enige jaren kunnen variëren. Hoe groter het beschouwde zeegebied is, des te meer opeenvolgende waarnemingen het bezit. Een dergelijke verdeling van waarnemingen over een aantal jaren wordt op karakteristieke wijze door bijgaande tabel geïllustreerd. Hierin staan de luchtdrukwaarnemingen van Nederlandse schepen in het zeegebied begrensd door de kust van Somaliland, de equator en de 50° OL meridiaan, verricht in Juli in een tijdvak van 17 jaar. Uit deze verdeling is wel te zien, dat in het algemeen op zee pas na een groot aantal jaren een redelijk aantal waarnemingen op een bepaalde plaats verkregen wordt. Voor verscheidene klimatologische beschouwingen brengt dit feit de moeilijkheid met zich mee, dat men rekening moet houden met eventuele seculaire veranderingen, die dan óók nog verschillende effecten hebben op gemiddelden van die gebieden, waarvan

1938		3   A						1
1937		3 A				4 5 5 B		1
1936	2 S S	4  - B						=
1935		5 S	5   B 2   B					t t
1934	3 A 3 A		1 6		5 AB		1.10	Ę
1933	1 6 3 3						3B	13
1932	3 1 >		1 (B	1111 112 - 5		u-L	3 C	37
1931			2 6 3 3					
1930		3 (3) 6 (6)	8 (4) (4) 2 (2) (2)	1-C	6 ( D			25
1929	A B 1 (1)	3 (5) 3 (6) 1 (3) 3 (6)	6 (6) 6 (4) (2)			2 E	4 } 6   F	44
1928	5 S		3 J B	6 { C 4 } C	11			24
1027	A B 1 (1) 11 (5) (6) 7 (4) (3)				2 2 2			77
1926			I HI	3 A	5—B			15
1925	A B 7 (1) (6)	(c) (c)			6 ∮ C			77
1924		6 { A 5 } A		171			1	=
1923	1 6 2 2		5 B				6 C 3 ] C	30
1922		11-A		The second			T I I	17

the sea area bounded by long.  $fo^{\circ}$  E, the equator and the coast of Somaliland. For each year the observations made by the same ship are indicated by the characters A, B, etc. Distribution of the Dutch observations over years and days in the month of July in

Verdeling van de Ned. waarnemingen over de jaren en data in de maand Juli in het zeegebied, begrensd door 50° OL, de equator en de kust van Somaliland. Voor elk jaat zijn de waarnemingen, verricht door het-zelfde schip, samengenomen onder de letters A, B, enz.

het tijdvak van waarneming niet hetzelfde is. Een ander gevolg van deze verdeling is dat de mogelijkheid, dat één bepaalde weerssituatie een grotere invloed dan normaal op het gemiddelde uitoefent, veel groter is dan bij klimatologische reeksen op land.

Dit is b.v. ook het geval bij de dagelijkse gang van de luchtdruk in de tropen. Midden op zee kan over het algemeen gerekend worden dat de verdeling van de waarnemingen over het etmaal gelijkmatig is, zodat gemiddeld op ieder van de zes wachten evenveel waarnemingen verricht zijn. Ook dit wordt natuurlijk steeds méér het geval bij een groter wordend aantal. Onder de kust behoeft dit nu echter principieel niet het geval te zijn. Bij kustvaart immers worden de vaartijden tussen twee havens zoveel mogelijk des nachts gehouden om de dag te kunnen gebruiken voor laden

en lossen in de havens. Door dezelfde afvaarttijden van alle schepen uit de havens, nl. des avonds, ontstaan dus in een strook voor de kust gebieden waarin hoofdzakelijk 's nachts, naast gebieden waarin hoofdzakelijk overdag waargenomen wordt. Deze verdeling van de waarnemingen over de wachten is dan onafhankelijk van het aantal.

Dit effect komt tot uiting in de verdeling van het tijdstip, dat het 'zwaartepunt' vormt van de uren, waarop de waarnemingen zijn verricht. Worden deze uren aangeduid met 04, 08 .... t/m 24, dan valt het 'zwaartepunt' bij een gelijkmatige verdeling van de waarnemingen over de wachten op 14 uur. In fig. 2 is per 1°- vak

4	0° 0	jι								5	08/	-1	0	0	0
Ť,		10	$\cap$	1		-				1	/1	() 293	0	0	1
21	110	1		Ŧ		1	예	10	10	-3/11	-1	1	0	1 389	0
			5	11		10		01	ļ,	-1 16	-247	0	0 264	0	-1
	-	æ			12		The second		2/30	0,17	-1 41	0	-2	0 215	9.00
	_					<u> </u>		4./	1 83	0,36	0.33	-1,1	Ø_52	-2	-2
_	_						3,	10. 86	-1_52	1,47	3	1,,	0	0,17	0
_	-			Mog	adise	. 012	2-92	-1 49	1.	0_37	Ę,	0.	0	1/23	-2
1			-		1/23	0	0,11	-1_42	-2	1,9	2)	-1	8 2	45 .	-1,,
0 <u>°</u>				10	2.82	3	0	7142	1 23	\2,	5,	6,,	2 1	4	-3 <sub>p</sub>
_		- 43	1/20	-1 91	74	0_56	0 <sub>12</sub>	Ì. 21	-5		1			10	-2 ,
-	_	1/14	1 105	-1 62	-2_61	-2	313	1,	-8	-4 3			4 7	2 3	6.
-	<u> </u> _12	le	/0 <sub>74</sub>	-1 50	/1	-210	-1	2.	3,	3 3	0 2	-2	2	6	1,
24	2	-1 84	-2 41	-1 29	1 25	4 14	-1 <sub>14</sub>	-4	-4-13	)°,,	41.	0 <sub>13</sub>	-2	0,28	1,31
172	286	930	-3	-1,3	2	1	-2	-1_22	0,	2	- I.	-4	-1	9	1

fig. 2. Verschil in gehele uren, per 1° vak, tussen het zwaartepunt van de waarnemingstijden en 14 uur, dat als zwaartepunt zou optreden bij een gelijkmatige verdeling van de waarnemingen over de zes wachten (4, 8 .... 24 uur). De waarden vormen een gemiddelde over de maanden Augustus en September; in elk 1°-vak beduidt het getal rechts onder het aantal waarnemingen.

Difference in bours, per  $1^\circ$ -square, between the average bour of observation and 1400 b, the bour which would be the mean if the distribution of the observations over the six watches (4, 8 .... 24 o'clock) were uniform. The given values are means over the months August and September; in every  $1^\circ$ -square the number of observations is given in the lower right band corner.

het verschil gegeven tussen het zwaartepunt van de waarnemingstijden en 14 uur, gemiddeld over de maanden Aug. en Sept. Waarden met een negatief teken duiden op een overschot van ochtendwaarnemingen (0400, 0800 en 1200 uur), waarden met een positief teken op een overschot van avondwaarnemingen (1600, 2000 en 2400 uur). Uit de regelmatige afwisseling van stroken met positief en negatief teken onder de kust volgt een gemiddelde vaart van de schepen van 12 knopen, hetgeen de veronderstelling over de oorzaak van deze verdeling rechtvaardigt. Meer op volle zee neemt de regelmatigheid geleidelijk af, terwijl in het Noorden bij Kaap Guardafui de scheepvaart op de route op Indonesië een meer gelijkmatige verdeling van de waarnemingen over het etmaal teweegbrengt.

Bij een grote dagelijkse gang van een meteorologische grootheid, zoals die van de luchtdruk in de tropen, wordt door een ongelijkmatige verdeling van de waarnemingen over het etmaal een systematische fout in het gemiddelde gebracht. Daar in dit onderzoek de luchtdrukwaarden tot op o.1 mb nauwkeurig worden bepaald, zal dus een correctie voor de dagelijkse gang nodig zijn. Op deze correctie wordt later nog nader ingegaan.

Door de discontinuiteit in de waarnemingsreeksen wordt ook de beoordeling van de nauwkeurigheid in de gemiddelden bemoeilijkt. De achtereenvolgende waarnemingen van één schip en die, welke gelijktijdig op enige schepen binnen hetzelfde vak zijn verricht, zijn in hoge mate van elkaar af hankelijk. Waarnemingen met een tussenruimte van minstens enige dagen kunnen hier als onaf hankelijk opgevat worden. De waarnemingsreeksen kunnen dus onderverdeeld worden in onderling onaf hankelijke groepen van waarden, die binnen één groep van elkaar af hankelijk zijn. Als maat voor de nauwkeurigheid in het gemiddelde kan gelden de standaardafwijking  $\sigma_m$  voor het gemiddelde. Voor onaf hankelijke waarden geldt:

$$\sigma_m = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$$

waarin  $\sigma$  de standaardafwijking van de enkele waarde t.o.v. het gemiddelde voorstelt en *n* het totaal aantal waarden is. Zijn de waarden van elkaar afhankelijk, dan moet *n* vervangen worden door een kleiner getal g(n)dat het effectieve aantal weergeeft waarmee  $\sigma_m$  uit  $\sigma$  berekend kan worden. Uit het bovenstaande volgt, dat de wijze van afhankelijkheid zeer ingewikkeld en ook telkens weer anders is bij waarnemingsreeksen in een 1°-vak.

Nu is bij de meestal kleine aantallen de onnauwkeurigheid in de  $\sigma$  vrij groot. Daar het hier alleen om een aanduiding van de grootte-orde van  $\sigma_m$  gaat,

is  $\sigma_m$  berekend als een gemiddelde tussen  $\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$  en  $\frac{\sigma}{\sqrt{n_g}}$  waarbij  $n_g$  het aantal onafhankelijke groepen waarnemingen, met een tussenruimte dus van minstens enige dagen, voorstelt.

Voor enige 1°-vakken, gelijkmatig verdeeld over het te onderzoeken zeegebied en met verschillende aantallen waarnemingen, is deze berekening doorgevoerd voor de luchtdruk.

Het blijkt dat  $\sigma_m$  ligt tussen 0.20 en 0.30 mb, de eerste waarde bij een groot aantal waarnemingen (ten minste 80) voorkomend, de tweede bij een klein aantal (ca 20). Hierbij moet nog worden opgemerkt, dat deze standaardafwijkingen gecorrigeerd zijn voor de invloed van de dagelijkse gang.

Een tweede eigenaardigheid van de vaart langs de kust maakt, dat de luchtdrukgemiddelden van de 1°-vakken, met inachtneming van de boven berekende nauwkeurigheidsgrenzen, niet willekeurig met elkaar vergeleken kunnen worden.

In een brede strook voor de kust lopen de scheepsroutes nl. alle min of meer evenwijdig aan elkaar en aan de kustlijn. Langs deze richting berusten de verschillende 1°-vak-gemiddelden dus op waarnemingen die voor het merendeel afkomstig zijn van dezelfde schepen; daar deze waarnemingen betrekking hebben op *dezelfde* algemene weerstoestanden, bestaat er een zekere afhankelijkheid tussen 1°-vak-gemiddelden in een richting evenwijdig aan de kust.

In een lijn loodrecht op de routes bestaat deze afhankelijkheid niet, daar het in dit gebied slechts zelden voorgekomen is, dat twee schepen ongeveer gelijktijdig waarnemingen verrichten op twee verschillende, dicht naast elkaar gelegen routes; daardoor bevatten de gemiddelden van de 1°-vakken op zulk een lijn practisch alleen maar waarnemingen die verricht zijn tijdens *verschillende* weersgesteldheden.

Zolang de aantallen van de waarnemingen per 1°-vak nog klein zijn, kunnen bepaalde bijzondere weersgesteldheden (zoals een diepe depressie, of een hogedrukgebied) een zo grote invloed uitoefenen op het gemiddelde, dat op die plaats de gemiddelde luchtdruk lager of hoger dan in de omgeving wordt. Door de bovengenoemde afhankelijkheid in de richting

langs de scheepsroutes kunnen zodoende ongeveer evenwijdig aan de kust stroken ontstaan, waarin het drukgemiddelde een lagere of een hogere waarde heeft dan ernaast.

Daar de door ons gevonden rug en vore in het drukveld ook evenwijdig aan deze scheepsroutes lopen, zou het bovenstaande effect, dat dus louter van statistische oorsprong is, het te voorschijn komen van dit, slechts door kleine verschillen gevormde, drukpatroon hebben kunnen veroorzaken. De grote bestendigheid van het weer over dit gebied maakt deze veronderstelling echter onwaarschijnlijk.

Het is vooral het feit dat *hetzelfde* druksysteem op *dezelfde* plaats in *vijf* achtereenvolgende maandkaarten voorkomt, dat vaste grond geeft aan de gedachte dat wij hier inderdaad te maken hebben met een meteorologisch verschijnsel. De persistente kleine luchtdrukverschillen voor de kust kunnen te voorschijn komen in de gemiddelde maandkaarten dank zij de bestendige weerstoestand, die zich uitdrukt in de grote bestendigheid van de heersende wind en de kleine standaardafwijking van de luchtdruk (2.4 mb; vergelijk deze waarde met de standaardafwijking in het Kanaal ten Zuiden van Cornwall, die in Februari 14.4 mb bedraagt).

### DE ALGEMENE CIRCULATIE

De klimatologische omstandigheden, waarbij de opeenvolging van een rug en vore in de gemiddelde luchtdruk voor de kust optreedt, worden gevormd door de Zuidwestmoessoncirculatie. Deze wordt gekarakteriseerd door de volgende algemene luchtdrukverdeling. In de noordelijke zomermaanden ligt een thermisch lagedrukgebied boven Arabië, samenhangend met het uitgestrekte laag boven Zuid-Azië. Tegelijkertijd ligt boven Zuid-Afrika in de nabijheid van 30° ZB een uitgestrekt hogedrukgebied. De luchtdrukgradiënt in het westelijk deel van de Indische Oceaan is nu noordwaarts gericht, over de equator heen. Terwijl op volle zee ten Oosten van 60° OL het equatoriale 'laag' zich nog laat herkennen aan een tussen o° en 10° NB plaatselijk zeer zwakke drukgradiënt, is hiervan dichter bij de Afrikaanse kust niets te bemerken. Hier staan de ZO-NW lopende isobaren met een gelijkmatig verval loodrecht op de kust (afgezien van het hier besproken storingsverschijnsel) tot even ten Zuiden van Kaap Guardafui.

Door de grote diepte van het thermische lagedrukgebied boven Arabië is de gemiddelde drukgradiënt bij deze kaap vrij sterk; de isobaren, welke in de Arabische Zee ONO-WZW lopen, convergeren dan ook min of meer op dit punt.

Deze luchtdrukverdeling resulteert in een Zuidoostpassaat op het zuidelijk halfrond, welke in dit westelijke deel van de Indische Oceaan in het algemeen even ten Zuiden van de equator overgaat in de Zuidwestmoesson; in de omgeving van Kaap Guardafui op 10° NB is de gemiddelde windkracht, door de grote drukgradiënt die daar optreedt, sterk toegenomen, nl. tot 7 Beaufort. In dit systeem is de bestendigheid van de winden, waaronder verstaan wordt het quotiënt tussen het 'vectoriële' gemiddelde en het 'scalaire' gemiddelde, zeer groot, nl. ongeveer 90 %.

De kentering tussen deze circulatie en die van de Noordoostmoesson, die gedurende de noordelijke winter heerst, valt in de maanden April en October. In Mei is de volle zomercirculatie al aan de gang; het is daarom opmerkelijk, dat in deze maand de drukstoring voor de kust van Somaliland nog niet optreedt.

Over het Somali-schiereiland heerst in een brede kuststrook een klimaat, dat als voortdurend regenarm gekenschetst kan worden. Door de grote schaarste aan stations die een tot op het zeeniveau reduceerbare luchtdruk meten, is van de luchtdrukverdeling over dit gebied weinig bekend. Volgens waarnemingen van de kuststations bestaat een aanwijzing voor het ontstaan van een thermische lagedruk-vore in Juni over het schiereiland, welke gehandhaafd blijft tot in October, waar deze vore zich nog aan een gesloten lagedruk-kern over de Noordoosthoek laat herkennen. In November treedt hier de volledige wintersituatie op, met als kenmerk een rug van hoge druk, uitloper van het 'hoog' over Arabië en Azië. Over het westelijk deel van de Indische Oceaan heeft zich dan ten Noorden van de equator de Noordoostmoesson ingesteld; de windkracht is echter nog zwak. In deze maand waait hier op het zuidelijk halfrond nog de Zuidoostpassaat; in de omgeving van de equator worden voor de kust de beide winden naar het Westen over land afgebogen. Pas in December zet de Noordoostmoesson krachtig door; ten zuiden van de evenaar waaien dan zwakke noordelijke winden. Bij deze algemene circulatie is in November de luchtdrukgradiënt over het zeegebied voor de Somalikust vrij zwak;

in deze maand strekt zich het equatoriale laag tot vlak voor de kust uit; deze lagedruk verplaatst zich bij het doorzetten van de Noordoostmoesson naar het Zuiden, waarbij de drukgradiënten voor de kust op het noordelijke halfrond toenemen. Zoals vermeld treedt bij deze Noordoostmoessoncirculatie het bewuste drukverschijnsel voor de kust niet op.

Samenvattend kan men zeggen, dat van Mei tot in October een bepaalde algemene luchtdrukverdeling en windcirculatie bestaat, waarbij voor de kust van Somaliland een stelsel van twee ruggen, gescheiden door een vore, in het drukveld optreedt; en wel kan men het gebied, waarin dit stelsel optreedt, karakteriseren als een grensgebied tussen een thermisch laag over land en het equatoriale laag over de oceaan. De bijbehorende windcirculatie kenschetst zich door een stroming rond het equatoriale gebied (ZO-passaat en ZW-moesson), welke in de onderste 2 à 3 km van de troposfeer even voor de kust naar land wordt afgebogen.

In de drie hierbij afgedrukte kaartjes wordt deze gesteldheid nader verduidelijkt. Het eerste geeft de gemiddelde drukverdeling over de maanden Augustus en September, gecorrigeerd voor de halfdaagse gang, voorzover het de zeewaarnemingen betreft. Deze correctie is, zoals in het voorgaande nader is uiteengezet, noodzakelijk gebleken door de ongelijkmatige verdeling van de waarnemingen over de wachten. In dit opzicht is alleen de halfdaagse gang van de luchtdruk, door de grote amplitudo (1.1 mb) en het feit dat de beide minima juist ten tijde van een waarneming vallen (resp. 04 uur en 16 uur plaatselijke tijd), van belang. Verder kan deze gang over het gehele gebied constant genomen worden, daar hij niet afhangt van plaatselijke invloeden, in tegenstelling met de enkeldaagse gang, die van plaats tot plaats vrij sterk in amplitudo en phase verschilt. Daar een correctie voor deze laatste gang hoogstens o.1 mb bedraagt, is zij niet uitgevoerd. De over land getekende isobaren zijn ontleend aan de 'Climatological charts of the Indian monsoon area', uitgegeven door het India Meteorological Department, 1945.

Daar luchtdrukwaarnemingen op zee eigenlijk niet zonder meer vergeleken kunnen worden met die op land, is deze gemiddelde drukverdeling over land alleen maar gegeven als een nadere aanduiding van het voorkomen van een thermisch lagedrukgebied aldaar; de gemiddelde isobaren op land zijn dan ook niet aangesloten aan die op zee.

Het tweede en derde kaartje geven de luchtstromingen resp. op grondniveau en op 3 km hoogte, waarbij ook weer gebruik gemaakt is van gegevens uit de bovengenoemde 'Climatological charts'.



fig. 3. a. Gemiddelde luchtdrukverdeling over de maanden Augustus en September, gecorrigeerd voor de halfdaagse gang. Mean pressure distribution for the months August and September with values corrected for the semi-diurnal variation.

b. Luchtstroming op grondniveau. Air flow at ground level.

c. Luchtstroming op 3 km hoogte. Air flow at the 3 km level.

Uit de gemiddelde luchtstroming op 3 km hoogte valt op te maken, dat het convergentiegebied, behorende bij het thermische laag boven land, zich niet tot een grote hoogte uitstrekt. Dat het bestaan van dit convergentiegebied boven land, waarvan de invloed zich op zee doet gelden door afbuiging van de wind naar de kust, een voorwaarde is voor het optreden van een rug en een vore in het drukveld voor de kust, daarvoor is op de kaarten van de maand Mei een aanwijzing te vinden. Boven land begint zich hier een thermisch laag te ontwikkelen; uit de zeewaarnemingen blijkt, dat de afbuiging van de wind naar het land voor de kust nog maar zwak is en niet, zoals in andere maanden, een regelmatig verloop heeft langs de kust. Op de gemiddelde luchtdrukkaart kan men op sommige plaatsen een aanwijzing vinden voor een rug voor de kust gevolgd door een vore, maar erg duidelijk is het niet. Pas in Juni is het gehele systeem: thermisch laag over land - afbuiging van de grondwind naar de kust en optreden van een rug en vore vóór de kust, gevolgd door de brede rug verder naar het Oosten, in volle ontwikkeling, en dit duurt dan tot in de maand October.

Bij het zoeken naar een verklaring van het ontstaan van deze kleine, doch persistente druksystemen op zee werd in eerste instantie gedacht aan de drukverschillen, die door verschillen in de zeewatertemperaturen ont-



fig. 4. Gemidd. dagelijks maximum der luchttemperatuur over de periode Aug.-Sept. De letters K en W duiden gebieden aan die kouder resp. warmer dan de omgeving zijn.



Gemidd. luchtdruk, gebaseerd op de waarnemingen van 1200 u en 1600 u pl. tijd en gecorrigeerd voor de halfdaagse gang, over de periode Aug.-Sept. De letters H en L duiden gebieden aan met plaatselijk een hogere, resp. een lagere druk.

De gebieden met hogere, resp. lagere druk blijken enigszins overeen te komen met de 'koude', resp. 'warme' gebieden op het temperatuurkaartje.

Mean daily maximum of air temperature over the period Aug.-Sept. The letters K and W denote regions that are respectively colder and warmer than their surroundings. Mean air pressure, based on the observations of 1200 b and 1600 b local time and corrected for the semi-diurnal range over the period Aug.-Sept. The letters H and L denote areas with bigher and lower local pressures respectively.

The areas with higher and lower pressures appear to correspond more or less with the relatively 'cold' and 'warm' regions respectively.

staan. Boven een gebied van koud zeewater zal nl. bij bestendig weer ook de luchttemperatuur op zeeniveau lager zijn dan in de omgeving, waardoor ter plaatse een z.g. thermische hogedruk ontstaat. Omgekeerd ontstaat boven een gebied van warm zeewater een thermische lagedruk. Inmiddels wordt de luchttemperatuur niet alleen door de locale zeewatertemperatuur bepaald. De invloed van de thermische gesteldheid op de luchtdruk is dan ook beter te onderzoeken aan de hand van de verdeling van de gemiddelde luchttemperatuur. Bij een vergelijking van deze verdeling met het gemiddelde luchtdrukveld is echter van een dergelijk effect niet veel te zien. Wel komt het effect goed tot uiting in de middag, ten tijde van het



temperatuur*maximum*, zoals vergelijking van de twee bovenstaande kaartjes toont. Het linkerkaartje laat de verdeling zien van de (langs grafische weg bepaalde) gemiddelde maxima van de luchttemperatuur over Aug. en Sept.,





fig. 5. Gemidd. dagelijks minimum der luchttemperatuur over de periode Aug.-Sept.

Mean daily minimum of air temperature over the period Aug.-Sept.

Gemidd. luchtdruk, gebaseerd op de waarnemingen van 0000 u en 0400 u pl. tijd en gecorrigeerd voor de halfdaagse gang, over de periode Aug.-Sept.

Mean air pressure, from the observations of 0000 h and 0400 h local time and corrected for the semidiurnal variation, over the period Aug.-Sept.

terwijl op het rechterkaartje de over deze maanden gemiddelde luchtdruk van 12 uur en 16 uur plaatselijke tijd is weergegeven.

Op deze luchtdrukkaart kunnen de meeste ruggen en voren (gebieden met resp. relatief hoge en relatief lage druk) in overeenstemming gebracht worden met gebieden van lagere, resp. hogere maximumtemperaturen. De hoge rug voor de kust zou in dit thermische beeld gezien kunnen worden als de gordel van hoge druk die t.g.v. het land- en zeewindeffect, dat door de vrij grote temperatuurgradiënten over de kust optreedt, in de namiddag voor de kust ontstaat.

Hoe anders is het thermische beeld echter des nachts! De desbetreffende kaartjes geven de gemiddelde minimumtemperatuur en de tussen 0000 en 0400 uur plaatselijke tijd gemiddelde luchtdruk weer. De rug vóór de kust blijkt nu iets versterkt te zijn, terwijl de langgerekte vore duidelijker nog dan overdag te voorschijn komt. Terwijl het voortbestaan van de rug van hoge druk des nachts wellicht verklaard zou kunnen worden uit stuw-

effecten tegen de heuvelachtige kust, is de vore thans in het geheel niet in overeenstemming met het temperatuurveld. Hoewel thermische invloeden zeker werkzaam zullen zijn, blijkt wel, dat het mechanisme van dit seizoenseffect in het drukveld in hoofdzaak op andere oorzaken moet berusten.

Vooral aërologische waarnemingen betreffende wind- en temperatuurverdeling over de hoogte zouden voor een verdergaand onderzoek zeer gewenst zijn.

Het verschijnsel blijkt echter ook in een voor synoptisch en aërologisch onderzoek beter geschikt gebied op te treden en wel voor de Westkust van Afrika ter hoogte van de Kaap-Verdische eilanden. Zo werd op de weerkaarten van 21 en 22 November 1952 een analoge situatie aangetroffen: lage druk boven land, vlak voor de kust een rug van hoge druk, gevolgd door een vrij diepe vore, welke in het Westen begrensd werd door een brede uitloper van het Azorenhoog. Vlak voor de kust werd ook hier de wind, nl. de Noordoostpassaat, afgebogen naar het land. Deze situatie werd eigenlijk toevallig ontdekt, als gevolg van een vraag van een officier van de koopvaardij, die zich op zijn reis langs deze kust verwonderde over het afwijkende gedrag van de naar zijn mening zo bestendige Noordoostpassaat; het schip voer nl. juist door de vore van lage druk heen, waarbij de wind tijdelijk naar het Zuiden draaide.

Dit voorbeeld vormt tevens een aardige illustratie van de belangrijke positie, die de zeeman in de maritieme meteorologie inneemt. Hierbij is het niet alleen de regelmaat in de waarnemingen, welke hij nu reeds vele jaren op zijn reizen vrijwillig verricht heeft en waarop tenslotte onze gehele kennis van het weer op de zeeën berust, die een gestadige vooruitgang van onze kennis – ook tot zijn eigen nut – mogelijk maakt, maar het is vooral de enthousiaste belangstelling van de amateur in hem, die ons steun geeft in het ontraadselen van de geheimen van de natuur.

#### LITERATUUR

Oceanografische en meteorologische waarnemingen in de Indische Oceaan, KNMI no 104 (1924).

Oceanografische en meteorologische gegevens van de Indische Oceaan, KNMI no 135 (1952).

Climatological Charts of the Indian Monsoon Area, India Met. Department (1948).

# **VIJFDE AFDELING**

#### J. G. J. SCHOLTE

## MICROSEISMEN

ABSTRACT: The detailed investigation of BERNARD has proved that many of the observed microseisms are caused by storms occurring over the oceans far from the coasts ('typhoon effect' of ALGUÉ). As the amplitude of gravitational waves decreases exponentially with the depth the disturbance at the surface of the sea must be transmitted to the bottom by elastic displacements. It is therefore adequate to consider a purely elastic system consisting of a body with the properties of the suboceanic rock covered by a liquid layer of finite depth.

In this paper the movement of the sea floor caused by a concentrated force on the surface has been calculated. It appears that at large distances r from the centre of disturbance the main part of this motion is a kind of Rayleigh wave with an amplitude that is proportional to  $r^{-1}$  and that depends in a more intricate way on the depth, measured in wave-lengths. Fig. (5) shows a sharp maximum for each mode; this organ pipe effect is obviously essential for the transmission of the energy from the surface to large distances.

De registreringen van de beweging van het aardoppervlak door middel van een seismograaf vertonen zeer dikwijls kleine trillingen, welke niet veroorzaakt worden door een aardbeving (Fig. 1). Verschillende van deze

mmmmmmm mmmmmm 

munimum mummer man mummer mum mumm man an

mmmm

fig. 1. Microseismen, verticale bodembeweging (max. 3  $\mu$ ) in De Bilt geregistreerd op 26 November 1952.

microseismen kunnen worden toegeschreven aan locale omstandigheden, zoals wegverkeer, wind, vorst e.d., doch de meest voorkomende, kenbaar door een vrij regelmatige opeenvolging van golfgroepen, treden gelijktijdig op in ver uiteenliggende plaatsen en moeten dus een niet-plaatselijke oorzaak hebben.

Reeds een halve eeuw geleden werd door J. ALGUÉ S.J. de mening geuit, dat deze microseismen samenhangen met de zeegolven. Aangezien de druk van deze golven exponentiëel met de diepte afneemt en men daarom niet kon verklaren hoe de zeebodem door de zeegolven aan het trillen te brengen zou zijn, werd deze opvatting tot voor kort door vele seismologen verworpen en dacht men meer aan een overdracht van trillingen die aan de kusten zou kunnen optreden ('brandingstheorie').

Gedurende de laatste 10 jaren bleek echter, vooral door gedetailleerde onderzoekingen van BERNARD (1941), dat de oorsprong van het verschijnsel niet aan de kust maar op volle zee gelegen is; de succesvolle opsporing van stormgebieden op zee door middel van seismogrammen, op verschillende dichtbijeengelegen plaatsen opgenomen (tripartite stations), gelijk de U.S. marine tijdens de laatste oorlog verrichtte, bewees de juistheid van ALGUÉ's opvatting volkomen.

Het is uit deze onderzoekingen, welke nog steeds uitgevoerd worden, niet geheel vast te stellen, hoe men zich het proces der generatie van deze microseismen moet voorstellen; vele waarnemingen duiden er op, dat de toestand van de zee de overheersende factor is, terwijl andere metingen de atmosferische toestand boven de oceaan als de voornaamste voorwaarde voor het ontstaan aanwijzen.

Wanneer we, voorlopig, afzien van de meteorologische en oceanografische



fig. 2. Weerkaart van 26 November 1952: de depressie is ongeveer 2000 km van De Bilt verwijderd.

omstandigheden ter plaatse van het stormgebied, dan kunnen we slechts uitgaan van het onbetwiste feit, dat op een afstand van de orde van 1000 km van het stormcentrum microseismen worden waargenomen, die een amplitude van enige  $\mu$ 's hebben (fig. 2). Hieruit volgt, dat de amplitude van de beweging van de zeebodem in de nabijheid van het stormgebied vele malen groter dan enige  $\mu$ 's moet zijn en daar de verticale component van de be-

weging op de bodem continu is geldt dit ook voor de beweging van het water op de bodem. In verband met de reeds vermelde exponentiële afname der amplituden van de zwaartekrachtsgolven, is het evident, dat deze



beweging op grote diepte niet gravitationeel kan zijn. Blijkbaar is de beweging dan een compressie-golf en kunnen we de gravitatie verder buiten beschouwing laten.

In de zee bestaat dus een, op een of andere wijze veroorzaakt, stelsel compressiegolven (fig. 3); in het meest eenvoudige geval van een stelsel vlakke golven, worden deze aldus voorgesteld:





de verplaatsingspotentiaal van een in de richting  $\gamma$  lopende golf is  $\varphi_0 = \mathcal{A} \exp i\nu \left(\frac{x \sin \gamma + \chi \cos \gamma}{c} - t\right)$  waarin  $\nu =$  de frequentie en c = de snelheid van het geluid in water.

Bovendien loopt er een golf, die bij de bodem teruggekaatst is, terug:  $\varphi_1 = R\mathcal{A}\exp i\nu\left(\frac{x\sin\gamma+(2b-z)\cos\gamma}{c}-t\right)$ . Vervolgens ontstaan in de bodem een longitudinale en een transversale golf, bepaald door de potentiaal:  $\varphi = D_I \mathcal{A}\exp i\nu\left(\frac{z\sin\alpha}{a} + \frac{b\cos\gamma}{c} + \frac{(z-b)\cos\alpha}{a} - t\right)$  en door de vectorpotentiaal in de y-richting  $\psi = D_I \mathcal{A}\exp i\nu\left(\frac{x\sin\beta}{b} + \frac{b\cos\gamma}{c} + \frac{(z-b)\cos\beta}{b} - t\right)$ .

Hierbij zijn a en b de phasesnelheden der beide golfsoorten en zijn R en D coëfficiënten van terugkaatsing en refractie. Wanneer we ter vereenvoudiging aannemen, dat de zeebodem niet gelaagd is, dan zijn deze 4 golven de enige die kunnen optreden. De aansluiting der bewegingen van het water en de bodem wordt verkregen door de voorwaarden, dat de spanningen en de verticale beweging continu moeten zijn; hieruit volgt, behalve de wet van Snellius  $\frac{\sin \alpha}{a} = \frac{\sin \beta}{b} = \frac{\sin \gamma}{c}$ , een drietal vergelijkingen: verticale beweging continu:  $\frac{\cos \gamma}{c} - R \frac{\cos \gamma}{c} = D_l \frac{\cos \alpha}{a} + D_l \frac{\sin \beta}{b}$  normale druk continu:  $\sigma + R\sigma = \sigma_1 D_l \cos 2\beta + \sigma_1 D_l \sin 2\beta$  ( $\sigma$  en  $\sigma_1$  = dichtheid water en zeebodem) tangentiële druk continu:  $0 = D_l \frac{\sin 2\alpha}{a^2} - D_l \frac{\cos 2\beta}{b^2}$ 

4**2**I

waaruit volgt:

$$\begin{split} \mathbf{R} &= \left(\cos^2 2\beta + \frac{b^2}{a^2} \sin 2\alpha \sin 2\beta - \frac{\sigma c \cos \alpha}{\sigma_1 a \cos \gamma}\right) \cdot \frac{1}{\Delta} \ ; \ D_l = \frac{2\sigma \cos 2\beta}{\sigma_1 \Delta} \ ; \ D_t = \frac{2\sigma b^2 \sin 2\alpha}{\sigma_1 a^2 \Delta} \\ \mathrm{met} \ \Delta &= \cos^2 2\beta + \frac{b^2}{a^2} \sin 2\alpha \sin 2\beta + \frac{\sigma c \cos \alpha}{\sigma_1 a \cos \gamma} \cdot \end{split}$$

Vervolgens vindt nog een terugkaatsing plaats aan het oppervlak van het water; daar hierbij de normale druk niet zal veranderen is de terugkaatsingscoëfficiënt = -1 en ontstaat uit  $\varphi_1$  de gereflecteerde golf  $\varphi_2$ :

$$p_2 = -R\mathcal{A} \exp i\nu \left(\frac{x \sin \gamma + (2b + z) \cos \gamma}{c} - t\right).$$

De tweemaal teruggekaatste golf  $\varphi_2$  is dus gelijk aan  $\varphi_0$  vermenigvuldigd met — R exp 2iq, waarbij  $q = v h \cos \gamma/c$ . Door herhaalde reflecties ontstaat dan tenslotte een in de  $\gamma$ -richting lopende golf  $\Phi_+$  die samengesteld is uit golven, die de oceaandiepte n keer op en neer doorlopen hebben (n = 0, I, 2...):

$$\Phi_{+} = \varphi_{0} \sum_{o}^{\infty} \{-\operatorname{Rexp} 2iq,^{n} \text{ of } \Phi_{+} = A \frac{\exp i\nu \left(\frac{x \sin \gamma + \chi \cos \gamma}{c} - t\right)}{1 + \operatorname{Rexp} 2iq}$$
(1)

Evenzo treedt een zich in de positieve z-richting voortbewegend stelsel op:

$$\bar{P}_{-} = R \mathcal{A} \frac{\exp i\nu \left(\frac{x \sin \gamma + (2b - z) \cos \gamma}{c} - t\right)}{1 + R \exp 2 iq}; \qquad (2)$$

overeenkomstige uitdrukkingen gelden voor de gebroken golven.

De grootheden die voor het gestelde probleem van belang zijn, zijn de beweging van de bodem en de druk aan de oppervlakte van de zee. Na enige herleiding vindt men, dat de horizontale (u) en verticale (w) componenten van de bodembeweging worden voorgesteld door:

$$u = w \sin \beta \left\{ \cos 2\beta \left( b^2/a^2 - \sin^2 \beta \right)^{-\gamma_2} - 2 \cos \beta \right\}$$
  
en  $w = \frac{i v \sigma}{b \sigma_1} \frac{A}{N} \exp i v \left( \frac{x \sin \beta}{b} - t \right)$  (3)

met  $N = \{\cos^2 2\beta (b^2/a^2 - \sin^2 \beta)^{-1/2} + 4 \sin^2 \beta \cos \beta\} \cos q - b^2/a^2 + b^$ 

$$-2i\sigma/\sigma_1 (b^2/c^2 - \sin^2\beta)^{-1/2} \sin q$$

en 
$$q = v b/b (b^2/c^2 - \sin^2 \beta)^{1/2}$$
.

De druk aan de oppervlakte is gelijk aan

$$-\varrho v^2 \mathcal{A} \exp i v \left(\frac{x \sin \beta}{b} - t\right). \tag{4}$$

Een dergelijke drukverdeling is vanzelfsprekend geheel in strijd met de in het stormgebied aanwezige; de optredende drukfluctuaties zijn beperkt tot een eindige oppervlakte en worden tevens beter benaderd door een radiaal symmetrische functie. We gaan daarom over van de exponentiaalfunctie op de cilinderfunctie  $I_0\left(\frac{\nu r \sin \beta}{b}\right)$ , waarin  $r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ ; de bijbehorende beweging van de bodem verkrijgt men door in de uitdrukkingen (3) de exponentiaalfunctie te vervangen door  $iI_1\left(\frac{\nu r \sin \beta}{b}\right)$  voor de horizontale component en door  $I_0\left(\frac{\nu r \sin \beta}{b}\right)$  voor de verticale.

Tegelijkertijd is het hierdoor mogelijk geworden de verplaatsing te berekenen, welke overeenkomt met een drukvariatie, die op een meer algemene manier van r afhangt (omkeer-integraal van HANKEL). We kiezen hiervoor een drukverdeling, die gelijk is aan  $p \exp(-ivt)$  in het gebied  $r < r_0$ en welke gelijk nul is voor  $r > r_0$ . Het blijkt uit de formule van WEBER:

$$\int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} (\xi r) I_{1}(\xi r_{0}) d(\xi r) = \begin{cases} 0, \text{voor } r > r_{0} \\ 1, ,, r < r_{0} \end{cases}$$

dat de overgang tot deze drukfunctie bewerkt wordt door toepassing van de operator

$$\int_{0}^{\infty} I_{1}\left(\frac{\nu r_{0}\sin\beta}{b}\right) d\left(\frac{\nu r_{0}\sin\beta}{b}\right).$$

De parameter  $r_0$  is willekeurig; verminderen wij deze grootheid, terwijl we tegelijk p zodanig laten toenemen dat de totale kracht  $\pi r_0^2 p$ , welke op de oppervlakte van de zee wordt uitgeoefend, constant blijft (= Q), dan verkrijgen we in het limietgeval  $r_0$  = 0 als uitdrukking voor een in een punt geconcentreerde kracht Q:

$$\mathcal{Q}|2\pi \int_{0}^{\infty} I_{0}(\xi r) \cdot \xi d\xi.$$

Door vervolgens de operator

$$\frac{Q}{2\pi}\int\limits_{0}^{\infty}\frac{\nu\sin\beta}{b}d\left(\frac{\nu\sin\beta}{b}\right)$$

toe te passen op de uitdrukkingen voor n en w vindt men de beweging door deze puntkracht veroorzaakt in de bodem van de oceaan:

$$u = -\frac{\nu Q}{2\pi \sigma_1 b^3} e^{-i\nu t} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 \beta}{N} \{\cos 2\beta (b^2/a^2 - \sin^2 \beta)^{-1/2} - 2\cos \beta\} \cdot I_1\left(\frac{\nu r \sin \beta}{b}\right) d\sin \beta$$
$$w = i \frac{\nu Q}{2\pi \sigma_1 b^3} e^{-i\nu t} \int_0^{\infty} \frac{\sin \beta}{N} \cdot I_0\left(\frac{\nu r \sin \beta}{b}\right) d\sin \beta.$$

Voor grote waarden van vr/b blijkt, dat de waarden van deze integralen hoofdzakelijk door de residuen van de integrand in de nulpunten  $\beta_m$  van Nworden bepaald. De microseismische beweging is dus op grote afstand van de genererende kracht  $Qe^{-ivt}$  gegeven door

$$u = -\sum_{m} w_{m} \sin \beta_{m} \{ \cos 2\beta_{m} (b^{2}/a^{2} - \sin^{2}\beta_{m})^{-1/2} - 2\cos\beta_{m} \} \text{ en } w = \sum_{m} w_{m} \quad (5)$$

waarin

$$w_m = \mathcal{Q} \frac{\nu^{1/a}}{\sigma_1 b^{s/a} (2\pi r)^{1/a}} \frac{(\sin \beta_m)^{1/a}}{(\partial N/\partial \sin \beta)\beta_m} e^{i\nu (r/b \sin \beta_m - t) + 1/4 \pi i}$$
(6)

De physische interpretatie is vrij eenvoudig: wanneer we de vergelijking N = 0 schrijven in de vorm van de noemer van (1), namelijk

 $-\operatorname{R}\exp\frac{2i\nu b\cos\gamma}{c}=1$ 

en bedenken, dat een golf bij het heen en weer gaan tussen de zeespiegel en de bodem een verandering ondergaat die door het linkerlid van deze vergelijking wordt weergegeven, dan is het duidelijk, dat de wortels van de vergelijking N = 0 de golven bepalen die, na een reflectie tegen de bodem en tegen de oppervlakte, weer dezelfde amplitude en phase hebben als vóórdien. De microseismische beweging op grote afstand is dus een resonantie-effect van de waterlaag.

Door de vergelijking N = o worden bij gegeven waarden van de frequentie de richtingen  $\gamma$  van de compressie golven in de zee bepaald waarvoor resonantie optreedt; de gebroken golven zijn, gelijk uit de gegeven interpretatie volgt, gedegenereerd, zodat het verschijnsel slechts kan op-

treden wanneer de geluidssnelheid in water kleiner is dan de transversale snelheid in de bodem. De grootheid  $b/\sin\beta_m$  is de phasesnelheid der golven langs de bodem.

De in de vergelijking N = 0, of

$$tg\frac{\nu b}{b} \left(\frac{b^2}{c^2} - \sin^2 \beta\right)^{1/s} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma} \left(\frac{b^2}{c^2} - \sin^2 \beta\right)^{1/s}$$
$$\cdot \left\{ -(2\sin^2 \beta - 1)^2 \left(\sin^2 \beta - \frac{b^2}{a^2}\right)^{1/s} + 4\sin^2 \beta (\sin^2 \beta - 1)^{1/s} \right\}$$

voorkomende grootheid  $(b^2/c^2 - \sin^2\beta)^{\frac{1}{2}}$  of  $b/c \cos\gamma$  is reëel wanneer  $\sin\beta$ < b/c. Door het optreden van de periodieke tg-functie verkrijgt men bij iedere waarde van sin  $\beta$  tussen 1 en b/c een oneindig aantal waarden van

v h/b welke aan de vergelijking voldoen. In fig. 4 zijn deze oplossingen weergegeven; iedere kromme heeft betrekking op een resonantie-beweging in de waterlaag met een aantal knoopvlakken, dat door het bij de kromme geplaatste cijfer is aangegeven.

De kromme (o) met de laagste frequenties onderscheidt zich op twee wijzen van vergelijking. ( $\sigma_1 = 2.5 \text{ gr.cm}^{-3}$ ; a/b =de overigen; ten eerste ligt het beginpunt





 $(\sin \beta = 1)$  bij negatieve waarden van  $\nu h/b$ . Het relevante gedeelte begint bij v = 0; daar voor v = 0 de vergelijking overgaat in die welke geldt voor eenvoudige Rayleigh-golven:

$$(2\sin^2\beta - 1)^2 = 4\sin^2\beta (\sin^2\beta - 1)^{1/2} (\sin^2\beta - b^2/a^2)^{1/2}$$

is de bijbehorende phasesnelheid gelijk aan die der oppervlaktegolven in het suboceanisch medium (b = 0) dus = 0.9194 b voor de bij de tekening aangegeven numerieke waarden.

De tweede afwijking betreft het deel van de kromme (o) waarvoor  $\sin \beta > b/c$ . Op dit traject is de tangens hyperbolisch, zodat slechts 1 frequentie mogelijk is. De curve nadert asymptotisch tot de wortel van de voor  $b = \infty$  geldende vergelijking:

 $(2\sin^2\beta - 1)^2 = \left\{ 4\sin^2\beta (\sin^2\beta - 1)^{1/2} - 2\sigma/\sigma_1 (\sin^2\beta - b^2/c^2)^{-1/2} \right\} (\sin^2\beta - b^2/a^2)^{1/2}.$ De hieruit volgende phasesnelheid  $b/\sin\beta$  der langs het scheidingsvlak van twee oneindige dikke media (water en suboceanische gesteente) voort-

lopende oppervlaktegolf ('Stoneley-golf') is slechts weinig kleiner dan de geluidssnelheid in water.



HIGGINS, 1951).

 $\frac{m}{2}$  zijn door Longuet-Higgins (1950) berekend en grafisch voorgesteld als functie van  $h\nu/b$  (zie fig. 5). Men ziet hieruit dat voor lage frequenties slechts 1 trillingswijze van de waterlaag mogelijk is en dat eerst voor frequenties die voldoen aan  $h\nu/b > 3$  meerdere modi tegelijk met vergelijkbare amplituden optreden; in het geval van de aangenomen numerieke waarden vindt deze meer-

voudige resonantie plaats voor compressie-golven waarvan de lengte kleiner is dan ongeveer 0.023  $\times$  de zeediepte.

Tenslotte is in fig. 6 de verhouding tussen de horizontale en de verticale amplitude weergegeven; deze verhouding wordt gegeven door:

$$\frac{u}{|w|} = \sin \beta_m \{ (2\sin^2 \beta_m - 1) (\sin^2 \beta_m - b^2/a^2)^{-1/2} - 2 (\sin^2 \beta_m - 1)^{1/2} \}.$$

Het maximum van de eerste resonantiekromme ligt bij  $b\nu/b = 0.85$ ; voor een diepte van 3 km en een transversale snelheid van 2.8 km/sec is de bijbehorende periode ongeveer 8 sec. Uit (6) volgt, dat de amplitude van de verticale component op een afstand van 3000 km gelijk is aan Q. 1,5. 10<sup>-19</sup> cm. Om een microseismische beweging van 5  $\mu$  te verkrijgen, welke tijdens stormen waargenomen wordt, moet de totale kracht ongeveer 3.10<sup>15</sup> dyne zijn; stellen we de radius van het stormgebied op 10 km dan blijkt dit overeen te komen met een drukvariatie van de orde van 1 mb.

Nu is het zeker niet juist om, gelijk hier gedaan is, te veronderstellen dat de drukschommelingen in het gehele stormgebied onderling samenhangend zijn. De waarde van 1 mb moet men daarom beschouwen als de effectieve drukvariatie in het 10 km gebied. Wanneer we de radius van het gebied waar de phasen der optredende drukveranderingen gecorreleerd zijn, met g aanduiden en de straal van het stormgebied met G, dan is de effectieve drukvariatie = g/G maal de voorkomende drukverandering.

De hier besproken theorie verklaart, waarom een storm alleen dan microseismen veroorzaakt, wanneer deze zich boven een waterlaag bevindt: door

het orgelpijp-effect van deze laag treden sterke bodemtrillingen op. We moeten ons nu bezig houden met het optreden van de primaire drukvariaties (het aanblazen van de pijp), en hierover zijn de meningen verdeeld. Gelijk in het begin reeds vermeld was de reeds jaren geleden verkondigde opvatting, dat de gravitatiegolven deze drukschommelingen veroorzaken, onhoudbaar; de exponentiële afname van deze drukvariaties met de diepte is natuurlijk veel te groot. Echter ontdekte MICHE in 1941, dat er behalve deze druk nog een drukverandering van de 2e orde optreedt (evenredig met het kwadraat van de amplitude) bij staande gravitatiegolven. Door een kleine uitbreiding der theorie van de gravitatiegolven kan men de uitkomst van MICHE vinden:

De horizontale (*u*) en de verticale (*w*) component van de snelheid in een onsamendrukbare vloeistof worden bepaald door een snelheidspotentiaal:  $u = -\partial \varphi / \partial x$  en  $w = -\partial \varphi / \partial z$ .

Uit de bewegingsvergelijkingen

$$\sigma \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \operatorname{en} \sigma \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + g\sigma$$

(waarbij D/Dt = een differentiatie met de vloeistofbeweging mee, p = de druk en  $\sigma$  = de dichtheid) vinden we:  $\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2}q^2 + g\chi = \frac{p - p_0}{\sigma} \mod q = (u^2 + w^2)^{1/2}$  en  $p_0$  = de constante druk op het oppervlak van de vloeistof.

Plaatsen we de oorsprong x = 0, z = 0 in het ongestoorde vloeistofoppervlak, dan is de vergelijking van dit oppervlak

$$\chi = \zeta$$
,  $g\zeta = \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}q^2\right)_{z=1}^{2}$ 

De potentiaal  $\varphi$  moet nu, behalve aan de continuïteitsvergelijking  $\Delta \varphi = 0$ voldoen aan de randvoorwaarde  $\frac{D}{Dt} \left( g \chi + \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2} q^2 \right) = 0$  voor  $\chi = \zeta$  of  $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = g \frac{\partial \varphi}{\partial \chi} + \frac{\partial q^2}{\partial t} + \frac{1}{2} q \nabla q^2$ , met  $\chi = \zeta$ . (8) Een golfsysteem, dat bestaat uit twee in tegengestelde richtingen lopende

golven  $\varphi_1 = g/\nu \left(a_1 \sin \left(kx - \nu t\right) - a_2 \sin \left(kx + \nu t\right)\right) e^{-k_2}$ , met  $a_1 \approx a_2$ voldoet aan  $\triangle \varphi = 0$  en voldoet in eerste benadering aan (8) wanneer  $k a \ll 1$  en  $\nu^2 = gk$ .

In tweede benadering stellen we  $\varphi = \varphi_1 + \nu a^2 f$ , waarbij  $a \approx a_1$ ; verwaarlozen we termen van derde of hogere orde in ka, dan verkrijgen we  $a^2 f = -a_1 a_2 \sin 2\nu t$ . De oppervlakte-elevatie is dan de som van  $\zeta_1$  en  $\zeta_2$ , met  $\zeta_1 = a_1 \cos(kx - vt) + a_2 \cos(kx + vt)$ 

$$\xi_2 = -\frac{1}{2}k \{a_1^2 \cos 2(kx - vt) + a_2^2 \cos 2(kx + vt) + 2a_1 a_2 \cos 2kx\}$$

en de druk p is

 $p = p_0 + g\sigma z - g\sigma \zeta_1 e^{-kz} - \frac{1}{2} \sigma v^2 (a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos 2vt) e^{-2kz} - 2\sigma a_1 a_2 v^2 \cos 2vt.$ 

Op grote diepten ( $k z \gg 1$ ) is blijkbaar het variabele deel van de druk gegeven door  $p = -2\sigma a_1 a_2 v^2 \cos 2\nu t,$ 

en dit is de uitkomst van MICHE voor een staand golfsysteem  $(a_1 = a_2)$ . Een dergelijke drukschommeling, evenredig met het kwadraat der amplitude en met een frequentie die het dubbele is van de frequentie der beweging is geheel analoog aan de verandering der spanning in het koord van een slinger.

Daar de onderzoekingen van BERNARD (1941) er op wezen, dat de frequentie der microseismen het dubbele van die der zeegolven is, onderstelden Longuer-Higgins en Ursell (1948) dat dit effect van de tweede orde de oorzaak van sommige microseismen is.

Door een uitgebreid theoretisch onderzoek was Longuet-HIGGINS in staat de amplitude van de microseismen, veroorzaakt door een willekeurige golfachtige beweging van een compressibele waterlaag, te berekenen. Zijn eindformule kan men op de volgende inexacte wijze interpreteren:

Wanneer  $\lambda$  de gemiddelde golflengte is van het stelsel zeegolven (dat uit interferende golven bestaat), dan is de Miche-kracht van het oppervlak  $\lambda^2$  gelijk aan

 $2\sigma a_1 a_2 v^2 \lambda^2 \cos 2 vt.$ 

Stellen we de (in het begin van deze beschouwingen afgeleide) amplitude der microseismen, welke veroorzaakt worden door een geconcentreerde eenheidskracht met frequentie 2*v*, voor door W(2v, r), dan zal de Michekracht een amplitude veroorzaken, groot

## $2\sigma a_1 a_2 v^2 \lambda^2 W(2v,r).$

Wanneer we nu aannemen, dat het correlatiegebied ongeveer een radius van een halve golflengte heeft, dan zal de amplitude der microseismen

welke gegenereerd worden door een storm met oppervlakte A van de orde zijn:  $A^{1/2}$ 

$$\frac{\lambda^{2}}{\lambda} \cdot 2\sigma a_{1} a_{2} v^{2} \lambda^{2} W(2v,r).$$

Met  $A = 10^3$  km<sup>2</sup> en  $\lambda = 0.25$  km ( $\nu = \frac{1}{2}$ ) blijkt de verticale amplitude op 3000 km afstand 9.4  $\mu$  te zijn, wat van de goede orde is. De gedetailleerde onderzoekingen van LONGUET-HIGGINS tonen aan, dat de uitkomst nog met een factor vermenigvuldigd moet worden, die afhangt van het

₩.

frequentie-spectrum van het zeegolvensysteem. Zo is bijv. in het geval van een beweging, waarbij de energie gelijkmatig verdeeld is in iedere richting over een golflengte gebied tussen  $\lambda_1$  en  $\lambda_2$  deze factor gelijk aan  $(\pi (\lambda_1 \ \lambda_2))^{-1/4}$ 

$$\frac{\lambda_1}{2} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)$$
  
De numerieke waarde van deze grootheid

zontale en verticale amplitude der microseismen.

fig. 6. Verhouding tussen hori-



is ongeveer 0.54 voor  $\lambda_1 = 400$  m en  $\lambda_2 = 154$  m; de verticale amplitude is dan  $5\mu$  en de horizontale  $3\mu$ .

Alhoewel op deze wijze een ongedwongen verklaring van het verschijnsel der microseismen gegeven is, menen verschillende meteorologen, dat deze theorie dikwijls in strijd is met de waarnemingen. Zo worden microseismen waargenomen, wanneer de zee vrij kalm is, terwijl ook de frequentieverhouding 2 : 1 bij stormachtige zee niet altijd blijkt te bestaan. Men zoekt dan de genererende drukvariatie in de atmosfeer; in hoeverre dergelijke snelle drukschommelingen daarin optreden is niet bekend. Een onderzoek naar deze drukveranderingen is enige tijd geleden met behulp van snel responderende microbarographen op enige eilanden in de Caraibische Zee begonnen, terwijl een soortgelijke studie in de omgeving der Grote Meren in voorbereiding is. Verdere gegevens zijn hierover nog niet gepubliceerd.

#### LITERATUUR

ALGUÉ, J. (1904) The cyclones of the Far East, Manilla. BERNARD, P. (1941) Etude sur l'Agitation Microséismique (thèse). SCHOLTE, J. G. (1943) Proc. Kon. Ned. Akad. Amsterdam, 52, 669. MICHE, M. (1944) Ann. Ponts et Chaussées, 2, 42. LONGUET-HIGGINS, M. S. (1950) Phil. Trans. London A, 243, 1.

## MAGNETISCHE DUBBELE BREKING IN DE IONOSFEER

ABSTRACT: Measurements of double and triple magnetic splitting in the  $F_2$ -layer above De Bilt ( $\varphi = 52^{\circ}6'.1$  N,  $\lambda = 5^{\circ}10'.6$  E) are compared with the calculated gyrofrequency. Formulas are derived for the reflection of ordinary and extraordinary rays for vertical incidence in an electron-ion ionosphere, with allowance for collisions of electrons and ions. The observed differences between the critical frequencies  $f_z$ ,  $f_o$  and  $f_x$  cannot be explained by the existence of ions, nor by collisions between the free electrons and ions with neutral atoms, nor by the disturbing influence of electric currents in the ionosphere. It is found that the deviation of the ray-paths in the geomagnetic field may provide a sufficient explanation for the discrepancies.

Volgens de magneto-ionische theorie van APPLETON treedt bij de voortplanting van electromagnetische golven door de ionosfeer in aanwezigheid van het magnetische aardveld het verschijnsel van *dubbele breking* op. Dit komt bij de verticale peilingen, zoals deze op het KNMI worden uitgevoerd, tot uiting in een verdubbeling van de echo, die bij de reflectie tegen de  $F_2$ -laag gewoonlijk aanleiding geeft tot het verschijnen van twee grensfrequenties. Van deze is de langgolvige  $-f_o F_2$ — te danken aan de 'gewone' straal, die zich voortplant alsof geen magnetisch veld aanwezig was, terwijl de kortgolvige  $-f_x F_2$ —afkomstig is van de 'buitengewone' straal.

Uit de bovengenoemde theorie volgt het bestaan van twee reflectiepunten voor de buitengewone straal, die bij eenzelfde frequentie op grotere en kleinere hoogte liggen dan het reflectiepunt van de gewone straal. Hoewel het hoogste reflectiepunt door de buitengewone straal nooit rechtstreeks bereikt kan worden, is toch een enkele maal een echo afkomstig van dit punt zichtbaar ( $\chi$ -reflectie), met grensfrequentie  $f_z F_2$ .

Deze echo is te verklaren [1] uit een overgang van de gewone straal in de buitengewone in een punt voorbij het normale (lage) reflectiepunt; de hierbij ontstane buitengewone straal wordt dan in het bovenste reflectiepunt teruggekaatst. Een dergelijke overgang heeft plaats daar, waar de brekingsindices der beide stralen aan elkaar gelijk zijn, hetgeen bepaald

wordt door de voorwaarde, dat de discriminant van de dispersievergelijking nul is.

RYDBECK [2] heeft aangetoond, dat deze overgang alleen dan een voldoend sterke  $\chi$ -reflectie oplevert, wanneer of de botsingsfrequentie van de electronen met de omringende gasmoleculen weinig verschilt van de z.g. kritieke botsingsfrequentie, of de verticale gradiënt van de electronendichtheid zeer groot is. De kritieke botsingsfrequentie  $v_e$  wordt bepaald door  $v_e = p_T^2/zp_L$ , waarbij  $p_L$  en  $p_T$  de componenten van de gyrofrequentie  $f_{II} = eH/2\pi mc$  in de richting van het aardmagneetveld en loodrecht daarop voorstellen. De eerste mogelijkheid doet zich voor in de *E*-laag op hoge breedte, maar de in De Bilt waargenomen  $\chi$ -reflecties in de  $F_2$ -laag kunnen alleen aan de tweede omstandigheid worden toegeschreven. Inderdaad treedt de  $\chi$ -reflectie meestal op bij z.g. spread-echos, hetgeen wijst op een enigszins gestoorde ionosfeer. Er komen echter ook  $\chi$ -reflecties voor zonder enige aanwijzing voor abnormale toestanden. Dit is bijv. het geval in de bij dit artikel gereproduceerde opname (fig. 1).



fig. 1. Drievoudige magnetische splitsing in de ionosfeer. Loodrecht uitgezonden signalen worden door de ionosfeer weerkaatst. De frequentie van de ionosfeerpeiler is in horizontale richting geregistreerd, de echo-hoogte is verticaal aangegeven. De geregistreerde echo's zijn afkomstig van de normale *E*laag (Heaviside-laag), van twee sporadische *E*-lagen ( $E_s$ ), waarvan één boven en één onder de normale *E*-laag, en van de  $F_a$ -laag (Appleton-laag). De  $F_a$ -echo is onder invloed van het magnetische aardveld in drie componenten gesplitst.

43 I

Een geheel andere verklaring is gegeven door DIEMINGER en MÖLLER [3]. Tijdens ionosferische storingen zou de z-reflectie tot stand kunnen komen door quasi-longitudinale voortplanting, dus door een reflectie die toevallig in de richting van het aardmagneetveld plaats vindt. Dit zou de scherpte van de z-reflectie verklaren, tegenover de onscherpte van de beide andere componenten, die uit richtingen omtrent het zenith weerkaatst worden. Deze opvatting wordt gesteund door metingen van ELLIS [4], die de richting van de aankomende z-echo bepaalde.

Tussen de drie grensfrequenties gelden in een electronen-ionosfeer (bij verwaarlozing van botsingen met de omringende neutrale deeltjes) de betrekkingen:

 $f_o^2 = f_x^2 - f_x f_H$  en  $f_o^2 = f_z^2 + f_z f_H$  (I)

waaruit volgt

$$f_{H} = \frac{f_{x}^{2} - f_{o}^{2}}{f_{x}} = \frac{f_{o}^{2} - f_{z}^{2}}{f_{z}} = f_{x} - f_{z}$$
(2)

Aan de andere kant is  $f_H$  in het niveau van de reflecties te berekenen uit de veldsterkte  $H_0$  op het aardoppervlak volgens  $H = H_0$  (I - 3 h/R), waarin *b* de ware hoogte van het maximum van de reflecterende laag en R de aardstraal voorstelt. Het magnetische aardveld wordt als dipoolveld opgevat.

Het is reeds lang bekend, dat de gemeten  $f_{\rm H}$  wel ongeveer, maar niet precies met de berekende overeenstemt [5-15]. Ook vindt men verschillen naarmate men in vergelijking (2) gebruik maakt van  $f_x$  en  $f_o$ , of van  $f_o$ en  $f_z$ , of wel van  $f_x$  en  $f_z$ . SEATON merkt op, dat alleen de combinatie  $f_x$  en  $f_z$  zowel bij  $E_s$ - als  $F_1$ - als  $F_2$ -reflecties een met de berekening ongeveer overeenstemmende  $f_{\rm H}$  oplevert, zodat de magneto-ionische theorie blijkbaar voor de quasi-longitudinale voortplanting opgaat. Scorr toont aan, dat een onnauwkeurigheid in de onderstelde reflectiehoogte geen afdoende verklaring kan geven voor de verschillen, en vraagt zich af of de verklaring kan gevonden worden in een afbuiging van de energiestroom, waardoor de reflectiepunten van o, x en z op verschillende plaatsen terecht komen. Inderdaad blijkt uit een onderzoek van de Poynting-vector, dat de gewone straal noordwaarts en de buitengewone zuidwaarts wordt afgebogen, waardoor de reflectiepunten over een afstand van ongeveer de

laagdikte uit elkaar liggen. Voor de *E*-laag levert dit niet voldoende verschil, en daarom tracht Scorr de afwijkingen van de berekende  $f_H$  voor de *E*-reflecties te verklaren uit de aanwezigheid van ionen. Wanneer men als parameters invoert

$$\mu = \frac{e_e m_i}{e_i m_e} \text{ en } \lambda = \frac{e_i N_i}{e_e N_e}$$

(met  $N_e$  en  $N_i$  resp. het aantal electronen en ionen per cm<sup>3</sup>, en  $e_e$  en  $e_i$  en  $m_e$  en  $m_i$  resp. de ladingen en massa's van electron en ion), dan komen volgens Scort in plaats van de vergelijkingen (1) voor de grensfrequenties in een ionosfeer van electronen en ionen de betrekkingen:

$$f_x^3 - f_H f_x^2 - f_o^2 f_x + f_H f_o^2 \frac{\lambda}{\lambda + \mu} = 0$$
(3)

$$f_{z}^{3} + f_{H} f_{z}^{2} - f_{o}^{2} f_{z} - f_{H} f_{o}^{2} \frac{\lambda}{\lambda + \mu} = 0$$
(4)

waaruit, bij bekend veronderstelde  $f_H$ , de verhouding  $\lambda/\mu$  uit de drie combinaties van grensfrequenties, nl.  $f_o$  en  $f_x$ ,  $f_x$  en  $f_z$  of  $f_o$  en  $f_z$  kan worden gevonden. Neemt men nu  $e_i = e_e$  en  $m_i = 24$  (de gemiddelde moleculaire massa van het ionosferische gas), dan geeft  $\lambda$  de verhouding van de aantallen ionen en electronen per cm<sup>3</sup>.

Gebruikt Scorr van de te Baker Lake en Resolute Bay verkregen peilingen alleen  $f_o$  en  $f_z$ , dan vindt hij zeer acceptabele waarden voor het ionengehalte, nl.  $N_i/N_e$  tussen 2000 en 10000, in overeenstemming met de waarde die noodzakelijk is om de vereiste sterkte van het stroomsysteem van de dagelijkse aardmagnetische variatie te verkrijgen. Combineert hij echter  $f_x$  en  $f_o$  of  $f_x$  en  $f_z$ , dan komen zeer onwaarschijnlijke — ja zelfs negatieve waarden van  $N_i/N_e$  voor de dag. Scorr schrijft dit toe aan het feit, dat  $f_x$  op zijn opnamen door absorptie moeilijk afleesbaar is, daardoor misschien aan systematische fouten onderhevig, een verklaring die hijzelf ook niet bevredigend vindt.

Van de opnamen in 1949, 1950 en 1951 met de ionosfeerpeiler van het KNMI geproduceerd, werden de duidelijke gevallen van dubbele breking in de  $F_2$ -laag gemeten en getoetst aan de boven gegeven formules.

De gevallen van tweevoudige splitsing van de echo in  $f_o$  en  $f_x$  uit het jaar 1951 zijn in figuur 2 weergegeven, waar het verschil tussen de volgens

(2) berekende  $f_H$  en de uit het geëxtrapoleerde dipoolveld berekende gyrofrequentie is uitgezet tegen  $f_0$ . De voor de berekening benodigde ware hoogte van het maximum van de laag werd voor iedere opname bepaald





volgens de methode van RATCLIFFE [14]. Gemiddeld over alle metingen is de uit de dubbele breking gevonden gyrofrequentie 0.06 Mc/sec groter dan de waarde die men rechtstreeks uit het aardmagnetische dipoolveld berekent. De spreiding der punten is veel groter dan men uit de meetnauwkeurigheid zou verwachten. Stelt men de afleesnauwkeurigheid van de grensfrequenties op  $\pm$  0.02 Mc/sec en van de laaghoogte op 25 km, dan is de mogelijke fout in het verschil tussen de gemeten en berekende gyrofrequentie  $\pm$  0.05 Mc/sec, terwijl de gevonden spreiding meer dan 0.3 Mc/sec bedraagt. Het verschil tussen de berekende en de gemeten  $f_H$ blijkt, gemiddeld genomen, niet afhankelijk te zijn van het uur van de dag, noch van de tijd van het jaar.

De gevallen van drievoudige magnetische splitsing zijn vrij zeldzaam. In het jaar 1951 kwam de z-reflectie op niet meer dan 20 opnamen voor de dag. Terwijl voor grote waarden van de grensfrequenties de splitsing tussen  $f_z$  en  $f_o$  en tussen  $f_o$  en  $f_x$  volgens (2) ongeveer gelijk moet zijn aan  $\frac{1}{2}f_H$ , en de splitsing tussen  $f_z$  en  $f_x$  precies gelijk aan  $f_H$ , is in het algemeen, zoals ook de figuren 3, 4 en 5 aantonen, het frequentie verschil  $f_x$ - $f_o$  groter dan de halve gyrofrequentie, is  $f_o$ - $f_x$  veel te klein, en is  $f_x$ - $f_z$  gemiddeld iets kleiner dan de berekende  $f_H$ .



Onderstaande tabel geeft de grensfrequenties en hun verschillen (in Mc/sec) voor een zestal duidelijke gevallen van drievoudige splitsing. De laatste kolommen bevatten de ware hoogte h (km) van het maximum van de  $F_2$ -laag, en de hieruit berekende gyrofrequentie  $f_H$  (Mc/sec).

								1.00		
Datum	Tijd	$f_z$	fo	fx	fo-fz	fx-fo	fx-fz	b	$f_{H}$	
10- 2-1951	2h 30m	1.88	2.30	3.01	0.42	0.71	1.13	310	1.20	
10- 2-1951	3 h 00 m	1.76	2.07	2.70	0.31	0.63	0.94	320	1.19	
3- 2-1951	5h 00m	2.35	2.80	3.41	0.45	0.61	1.06	300	1.20	
25-12-1949	5h 00m	2.19	2.62	3.25	0.43	0.63	1.06	320	1.19	
23- 4-1951	5h 30m	3.96	4.41	5.07	0.45	0.66	1.11	320	1.19	
26-12-1949	4h 00m	2.71	3.11	3.74	0.40	0.63	1.03	330	1.18	
gemiddeld					0.41	0.64	1.05		1.19	
										_

Ook uit deze tabel blijkt duidelijk hoezeer de verschillen  $f_o-f_z$  en  $f_x-f_z$  tussen de grensfrequenties afwijken van de waarden, die men volgens (2) zou verwachten.

Het is waarschijnlijk, dat het ontstaan van de te De Bilt geregistreerde z-reflecties te danken is aan abnormaal grote gradiënten in de electronendichtheid, hetzij in verticale of in horizontale richting. Hiervoor pleit de zeldzaamheid van het verschijnsel en het meestal gepaard gaan met een gestoorde toestand van de ionosfeer. Voorts blijkt het optreden van drievoudige splitsing een locaal verschijnsel te zijn; van de bovengenoemde zes gevallen werd slechts een enkel geval gelijktijdig te Slough (Engeland) en Lindau (Duitsland) waargenomen, een paar andere werden wel in dezelfde nacht, maar niet op dezelfde tijd geregistreerd. Ook dit wijst op een oorzaak, die plaatselijk beperkt en zelden voorkomt.

Er blijft dan de vraag, hoe men de afwijking van de splitsingswaarden ten opzichte van de gyrofrequentie moet verklaren, zowel wat betreft het gemiddelde gedrag, als ook de grote spreiding in de afzonderlijke gevallen.

De door Scorr gegeven verklaring uit een zeer groot ionengehalte van de ionosfeer gaat voor de drievoudige splitsingen te De Bilt niet op. Ook hier leveren de combinaties tussen  $f_z$ ,  $f_o$  en  $f_x$  waarden van  $N_i/N_o$  die met elkaar strijdig of zelfs onbestaanbaar zijn.

436

TABEL I

Men kan zich afvragen of een verklaring van de afwijkingen gevonden kan worden door het verband tussen de grensfrequenties na te gaan in een ionosfeer van electronen en ionen, daarbij rekening houdende met botsingen van de geladen deeltjes tegen de neutrale gasatomen en moleculen. De berekening van de grensfrequenties verloopt dan als volgt.

Voor een deeltje met lading -e geldt

$$m\frac{dv}{dt} + mvv = -eE - \frac{e}{c}[v \times H]$$
<sup>(5)</sup>

hetgeen in een electrisch veld

overgaat in

$$mv(v-i\omega) = -eE - \frac{e}{c}[v \times H]$$

 $E = E_0 e^{-i\omega t}$ 

De stroom I = -Nev voldoet dan aan

$$(v - i\omega)I = \frac{Ne^2}{m}E - \frac{e}{mc}[I \times H]$$
(6)

of 
$$(\nu - i\omega)I = \omega_{\theta}^{2} \frac{E}{4\pi} - [I \times \omega_{H}]$$
, met  $\omega_{\theta}^{2} = \frac{4\pi N \theta^{2}}{m}$  en  $\omega_{H} = \frac{eH}{mc}$ 

Wij onderstellen twee soorten deeltjes, aan te duiden met de indices e en *i*; verder gebruiken wij de afkortingen

$$\omega_{e}^{2} = \frac{4\pi N_{e} e_{e}^{2}}{m_{e}}, \quad \omega_{i}^{2} = \frac{4\pi N_{i} e_{i}^{2}}{m_{i}}, \quad \omega_{1}^{2} = i\omega (v_{e} - i\omega), \quad \omega_{2}^{2} = i\omega (v_{i} - i\omega)$$
$$\omega_{H} = \frac{He_{e}}{m_{e}c} \quad \text{en} \quad \frac{He_{i}}{m_{i}c} = \mu\omega_{H} \quad \text{met} \quad \mu = \frac{e_{i}m_{e}}{e_{e}m_{i}}$$

De vergelijkingen (6) gelden zowel voor de electronenstroom Ie als voor de ionenstroom I<sub>i</sub>.

Een vlakke electromagnetische golf van het type  $e^{-i\omega \left(t-\frac{nz}{c}\right)}$  voldoet aan de vergelijkingen van MAXWELL:

$$\begin{array}{l} \mathrm{rot} \ E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \ \mathrm{dus} \ H_x = -nE_y, \\ H_y = nE_x, \\ H_z = 0 \\ \mathrm{rot} \ H = +\frac{1}{c} \left( \frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi I \right), \ \mathrm{dus} \ I_x = \frac{i\omega}{4\pi} (1 - n^2) E_x, \\ I_y = \frac{i\omega}{4\pi} (1 - n^2) E_y, \\ I_z = \frac{i\omega}{4\pi} E_z \end{array}$$

Ingevuld in de vergelijkingen voor  $I_e$  en  $I_i$  krijgen wij, met  $\alpha = \frac{1}{1-n^2}$  $\omega_1^2 I_{ex} = \alpha \, \omega_e^2 (I_e + I_i)_x - i \omega I_{ey} \, \omega_{Hz} + i \omega I_{ez} \, \omega_{Hy}$  $\omega_2^2 I_{ix} = \alpha \, \omega_i^2 \, (I_e + I_i)_x - i\mu \, \omega \, I_{iy} \, \omega_{Hz} + i\mu \, \omega \, I_{iz} \, \omega_{Hy}$ 

437

is ni element

$$\begin{split} \omega_1^2 I_{ey} &= \alpha \, \omega_e^2 \, (I_e + I_i)_y - i \omega \, I_{ez} \, \omega_{Hx} + i \omega I_{ex} \, \omega_{Hz} \\ \omega_2^2 I_{iy} &= \alpha \, \omega_i^2 \, (I_e + I_i)_y - i \mu \, \omega \, I_{iz} \, \omega_{Hx} + i \mu \, \omega \, I_{ix} \, \omega_{Hz} \\ \omega_1^2 \, I_{ez} &= \omega_e^2 \, (I_e + I_i)_z - i \omega \, I_{ex} \, \omega_{Hy} + i \omega \, I_{ey} \, \omega_{Hx} \\ \omega_2^2 \, I_{iz} &= \omega_i^2 \, (I_e + I_i)_z - i \mu \, \omega \, I_{ix} \, \omega_{Hy} + i \mu \, \omega \, I_{iy} \, \omega_{Hx} \end{split}$$

Gemakshalve schrijven wij in het vervolg  $\omega_x$  voor  $\omega_{Hx}$ ,  $\omega_y$  voor  $\omega_{Hy}$  en  $\omega_z$  voor  $\omega_{Hz}$ .

Door, geheel zonder beperking van de algemene geldigheid der formules, het z y vlak door H te kiezen, is  $\omega_{Hx} = 0$  en worden de formules:

$I_{ex}$	Iey	I <sub>ez</sub>	-	I <sub>ix</sub>	Iiy	I <sub>iz</sub>
$\omega_1^2 - \alpha \omega_e^2$	iωωz	$-i\omega \omega_y$		α ω <sub>e</sub> <sup>2</sup>	0	0
$-i\omega \omega_z$	$\omega_1^2 - \alpha \omega_e^2$	0		0	$\alpha \omega_e^2$	0
iw wy	0	$\omega_1^2 - \omega_e^2$		0	0	$\omega_{e}^{2}$
$\alpha \omega_i^2$	0	0		$\omega_2^2 - \alpha \omega_i^2$	iμω ωz	$-i\mu\omega\omega_y$
0	$\alpha \omega_i^2$	0		$-i\mu\omega\omega_z$	$\omega_2^2 - \alpha \omega_i^2$	0
0	0	$\omega_i^2$		iμωωy	0	$\omega_2^2 - \omega_i^2$

De determinant der coëfficiënten moet nul zijn voor een niet-triviale oplossing I. Deze determinant is met gebruik van de afkortingen

$$\begin{split} \mathcal{A} &= \omega_1^2 \, \omega_2^2 - \alpha \left( \omega_1^2 \, \omega_i^2 + \omega_2^2 \, \omega_e^2 \right) \\ \mathcal{A}_0 &= \omega_1^2 \, \omega_2^2 - - \left( \omega_1^2 \, \omega_i^2 + \omega_2^2 \, \omega_e^2 \right) \end{split}$$

te schrijven in de vorm:

$$D = A_0 A^2 + \mu^2 \omega^4 \left[ (\omega_y^4 A + \omega_z^4 A_0) + \omega_y^2 \omega_z^2 \left\{ (\omega_1^2 - \alpha \omega_e^2) (\omega_2^2 - \omega_i^2) + (\omega_2^2 - \alpha \omega_i^2) (\omega_1^2 - \omega_e^2) - 2\alpha \omega_e^2 \omega_i^2 \right\} \right] - \omega_y^2 \omega^2 A \left\{ (\omega_2^2 - \omega_i^2) \times (\omega_2^2 - \alpha \omega_i^2) + \mu^2 (\omega_1^2 - \alpha \omega_e^2) (\omega_1^2 - \omega_e^2) + 2\alpha \mu \omega_e^2 \omega_i^2 \right\} + - \omega_z^2 \omega^2 A_0 \left\{ (\omega_2^2 - \alpha \omega_i^2)^2 + \mu^2 (\omega_1^2 - \alpha \omega_e^2)^2 + 2\alpha^2 \mu \omega_e^2 \omega_i^2 \right\}$$
(7)

De wortels van de vergelijking D = o bepalen de waarden van de brekingsindex *n*, waarvoor lopende golven mogelijk zijn [1]. Een sterke koppeling tussen deze golven treedt op voor die waarden, waarbij de wortels in elkaar overgaan. Dit is het geval wanneer beide = o of =  $\infty$  zijn (reflectie van gewone en buitengewone straal), of wanneer de discriminant van de vergelijking nul is (overgang van gewone in buitengewone straal).

*Eerste geval* (n = 0). In dit geval is  $\alpha = 1$  en  $\mathcal{A} = \mathcal{A}_{0}$ , en gaat (7) over in  $\mathcal{A}_{0}^{3} + \mu^{2} \omega^{4} \mathcal{A}_{0} \omega_{H}^{4} - \mathcal{A}_{0} \omega^{2} \omega_{H}^{2} \{ (\omega_{2}^{2} - \omega_{i}^{2})^{2} + \mu^{2} (\omega_{1}^{2} - \omega_{e}^{2})^{2} + 2\mu \omega_{e}^{2} \omega_{i}^{2} \} = 0$  (8) waaruit volgt:  $\mathcal{A}_{0} = 0$  (9)

of: 
$$A_0 + \mu \, \omega^2 \, \omega_H^2 = \pm \, \omega \, \omega_H \left\{ (\omega_2^2 - \omega_i^2) + \mu \, (\omega_1^2 - \omega_e^2) \right\}$$
 (10)

Vergelijking (9) is ook te schrijven als

$$\frac{\omega_s^2}{\omega_1^2} + \frac{\omega_i^2}{\omega_z^2} = 1 \tag{II}$$

Dit is de reflectie-voorwaarde voor de gewone straal.

Vergelijking (10) is te herleiden tot de reflectie-voorwaarde voor de buitengewone straal

$$\frac{\omega_{e^{2}}}{\omega_{1}{}^{2}\mp\omega\omega_{H}}+\frac{\omega_{i}{}^{2}}{\omega_{2}{}^{2}\mp\mu\omega\omega_{H}}=1$$
(12)

Tweede geval  $(n = \infty)$ . In dit geval is  $\alpha = 0$ , dus moet de van  $\alpha$  onafhankelijke term van (7) gelijk o zijn, hetgeen uitloopt op

$$\frac{\omega_{e}^{2}}{\omega_{1}^{2}} \cdot \frac{\omega_{1}^{4} - \omega^{2} \omega_{z}^{2}}{\omega_{1}^{4} - \omega^{2} \omega_{H}^{2}} + \frac{\omega_{i}^{2}}{\omega_{2}^{2}} \cdot \frac{\omega_{2}^{4} - \mu^{2} \omega^{2} \omega_{z}^{2}}{\omega_{2}^{4} - \mu^{2} \omega^{2} \omega_{H}^{2}} = 1$$
(13)

Dit is de voorwaarde van RAI voor reflectie van de buitengewone straal.

Derde geval (discriminant = 0). Om de discriminant van (7) te berekenen moet deze vergelijking als vierkantsvergelijking in  $\alpha$  uitgeschreven worden. De discriminant blijkt te zijn

$$\begin{bmatrix} 2\omega A_0 \omega_z \{\mu \omega_i^2 (\omega_1^4 - \omega^2 \omega_H^2) + \omega_e^2 (\omega_2^4 - \mu^2 \omega^2 \omega_H^2) \} \end{bmatrix}^2 + \\ + \begin{bmatrix} \omega^2 \omega_y^2 \{\mu^2 \omega_i^2 \omega_1^2 (\omega_1^4 - \omega^2 \omega_H^2) + \omega_e^2 \omega_2^2 (\omega_2^4 - \mu^2 \omega^2 \omega_H^2) + \\ - \omega_i^2 \omega_e^2 (\mu^2 \omega_1^2 - \omega_2^2)^2 \} \end{bmatrix}^2$$

De voorwaarde voor het nul worden van deze vorm leidt tot de vergelijking voor de overgang van gewone in buitengewone straal (z-reflectie).

$$\frac{\omega_{e}^{2} \left\{ \omega_{2}^{2} \left( \omega_{1}^{2} \mp i \omega v_{c} - \omega_{e}^{2} \right) - \omega_{1}^{2} \omega_{i}^{2} \right\}}{\omega_{1}^{4} - \omega^{2} \omega_{H}^{2}} + \frac{\mu \omega_{i}^{2} \left\{ \omega_{1}^{2} \left( \omega_{2}^{2} \mp i \mu \omega v_{c} - \omega_{i}^{2} \right) - \omega_{2}^{2} \omega_{e}^{2} \right\}}{\omega_{2}^{4} - \mu^{2} \omega^{2} \omega_{H}^{2}} = \frac{\mp \omega_{e}^{2} \omega_{i}^{2} i \omega v_{c} \left( \mu \omega_{1}^{2} - \omega_{2}^{2} \right)^{2}}{\left( \omega_{1}^{4} - \omega^{2} \omega_{H}^{2} \right) \left( \omega_{2}^{4} - \mu^{2} \omega^{2} \omega_{H}^{2} \right)}$$
(14)

Uit de vergelijkingen (11), (12) en (14) zijn betrekkingen tussen de grensfrequenties  $f_o$ ,  $f_x$  en  $f_z$  af te leiden, die voor  $v_i = 0$  en  $v_e = 0$  in de vergelijkingen (3) en (4) overgaan. Daarbij blijkt, dat de invloed van de botsingsfrequenties voor reflecties in de *E*-laag ( $v_e \approx 10^5 \text{ sec}^{-1}$ ,  $v_i \approx 2.10^6 \text{ sec}^{-1}$ ) en a fortiori in de  $F_2$ -laag ( $v_e \approx 10^3 \text{ sec}^{-1}$ ,  $v_i \approx 10^4 \text{ sec}^{-1}$ ) op de berekende  $f_H$  geheel te verwaarlozen is, omdat deze frequenties steeds zeer veel kleiner zijn dan de in het spel zijnde grensfrequenties.

Ook op deze wijze kan de discrepantie dus niet verklaard worden.

Men kan ook de afwijkingen in verband brengen met storingen in de ionosfeer. Stel, dat tengevolge van bewegende ladingen het aardmagneetveld in de ionosfeer verstoord wordt, dan veranderen daardoor de gyrofrequentie en daarmede ook de grensfrequenties. Stelt men de ionisatie kwadratisch van de hoogte afhankelijk volgens

$$\sigma = \sigma_0 - \beta z^2 \text{ met } \sigma_0 = \frac{Ne^2}{m\pi}$$

en stelt men

$$f_{H} = f_{H_0} + \alpha z$$

hetgeen wil zeggen, dat de storende stromen symmetrisch verdeeld zijn ten opzichte van het maximum van de laag, dan is volgens KESSENIKH [13]

$$f_{x,z} = \frac{\pm f_{H_0} + \sqrt{f_{H_0}^2 + 4\sigma_0 (1 - \alpha^2/4\beta)}}{2(1 - \alpha^2/4\beta)}$$

Hieruit volgt voor kleine waarden van  $\alpha^2/4\beta$ 

$$f_x - f_0 = \frac{f_{H_0} + 2f_0 \,\alpha^2 / 4\beta}{2 \left(1 - \alpha^2 / 4\beta\right)} \tag{15}$$

$$f_0 - f_z = \frac{f_{H_0} - 2f_0 \,\alpha^2 / 4\beta}{2 \,(1 - \alpha^2 / 4\beta)} \tag{16}$$

$$f_x - f_z = \frac{f_{H_0}}{(1 - \alpha^2/4\beta)}$$
(17)

In de  $F_2$ -laag ( $\sqrt{\sigma_0} \approx 3 Mc$ /sec, laagdikte 200 km) is  $\beta$  ongeveer 10<sup>9</sup> km<sup>-2</sup> sec<sup>-2</sup>. Tijdens zeer sterke magnetische storingen kan H tot 10 % variëren. Een kleine berekening leert, dat bij symmetrische stroomverdeling in de parabolische laag als oorzaak van de magnetische storing, de gyrofrequentie van het midden van de laag tot de rand als een derde-graadsfunctie afhangt van de afstand tot het midden, en dat daardoor tijdens sterke storingen  $\alpha$  hoogstens 10<sup>5</sup> km<sup>-1</sup> sec<sup>-1</sup> kan zijn.

Is het nu mogelijk een aannemelijke waarde voor  $\alpha^2/4\beta$  te vinden, waardoor het verband tussen de grensfrequentieverschillen en de gyrofrequentie voldoet aan (15), (16) en (17)? Nemen wij de gemiddelde waarden van tabel 1, dan is  $\alpha$  volgens (15) en (16) ongeveer 10<sup>4</sup> km<sup>-1</sup> sec<sup>-1</sup>, terwijl (17) een onbestaanbare waarde levert. Tijdens de opnamen van tabel 1 was het aardmagneetveld slechts weinig gestoord. Het is dus duidelijk, dat de beschouwingen van KESSENIKH misschien voor een enkel geval van drievoudige splitsing tijdens een magnetische storm kunnen gelden, maar dat
in het algemeen aan een merkbare invloed van electrische stromen niet te denken valt.

Wij willen tenslotte nog ingaan op de door Scorr voorgestelde verklaring voor de afwijking van de grensfrequenties in de  $F_2$ -laag. Boven De Bilt ondergaat de gewone straal een sterke afbuiging naar het noorden, de buitengewone straal wijkt iets af naar het zuiden en het reflectiepunt van de  $\chi$ -straal ligt daartussen. De afstand tussen de uiterste reflectiepunten kan voor grensfrequenties van enkele *Mc*/sec worden geschat op  $\frac{1}{4}$ van de laagdikte [15], hetgeen voor de  $F_2$ -laag neerkomt op ongeveer 50 km.

Volgt men de opvatting van DIEMINGER en MÖLLER over het ontstaan van de z-reflectie, dan komt het weerkaatsingspunt terecht op ongeveer 150 km zuidelijk van het zenith.

In plaats van de betrekkingen (2) komen nu formules die zijn af te leiden uit de reflectievoorwaarden

$$\frac{Ne^2}{\pi m} = f_o^2 \qquad \frac{Ne^2}{\pi m} = f_x^2 - f_x f_H \qquad \frac{Ne^2}{\pi m} = f_z^2 + f_z f_H$$
(18)

waarbij rekening moet worden gehouden met een variabele N, die boven ons land gemiddeld met 4 % per 100 km van Noord naar Zuid toeneemt.

Uit de hierbij gereproduceerde opname kan men in de onderstelling van loodrechte z-reflectie berekenen:

 $f_H(o,\chi) = 1.06 Mc/sec$   $f_H(o,\chi) = 1.14 Mc/sec$   $f_H(x,\chi) = 1.11 Mc/sec$ . Bij scheve  $\chi$ -reflectie worden deze waarden:

 $f_H(o,\chi) = 1.34 Mc/sec$   $f_H(o,\chi) = 1.16 Mc/sec$   $f_H(\chi,\chi) = 1.24 Mc/sec$ , terwijl de waarden, zonder rekening te houden met de afstand tussen de reflectiepunten, zijn:

 $f_H(o,\chi) = 0.96 Mc/sec$   $f_H(o,\chi) = 1.22 Mc/sec$   $f_H(x,\chi) = 1.11 Mc/sec$ . Inderdaad liggen de voor stralenafbuiging gecorrigeerde waarden gemiddeld dichter bij de uit het magnetische dipoolveld berekende waarde 1.19 Mc/sec, zodat de conclusie gerechtvaardigd is dat de afwijkende waarde van de magnetische splitsing in hoofdzaak een gevolg is van de stralenafbuiging in de ionosfeer.

44 I

1. GROENEWOLD, H. J. (1951) ICSU, Proceedings of the Mixed Commission on Ionosphere, 201.

2. RYDBECK, O. E. H. (1951) ICSU, Proceedings of the Mixed Commission on Ionosphere, 182.

3. DIEMINGER, W. und Möller, H. G. (1949) Naturw., 36, 56.

4. ELLIS, G. R. (1953) Nature, 171, 258.

5. Appleton, E. V. (1934) Nature, 133, 793.

6. SEATON, S. L. (1947) Science, 106, 496.

7. HARANG, L. (1936) Terr. Mag., 41, 143.

8. SCOTT, J. C. W. (1948) Terr. Mag., 53, 109.

9. NEWSTEAD, G. (1948) Nature, 161, 312.

10. MEEK, J. H. (1948) Nature, 161, 597.

11. SCOTT, J. C. W. (1950) J. Geophys. Res., 55, 65.

12. SCOTT, J. C. W. (1951) J. Geophys. Res., 56, 1.

13. KESSENIKH, V. N. (1939) C. R. Ac. Sci. URSS, 22, 416.

14. RATCLIFFE, J. A. (1951) J. Geophys. Res., 56, 463.

15. FORSGREN, S. K. H. (1951) Trans. Chalmers Un. Technology, no 104.

#### I. H. J. A. VESSEUR

# TWO IMPROVEMENTS IN THE RECORDING OF WINDVELOCITY WITH ELECTRICAL AIDS

### I. Transmission of the indications of a Dines pressure tube anemometer

Often it is necessary to place the recording apparatus of a pressure tube anemometer at a considerable distance from the vane. Quick changes in pressure, caused by short windgusts, will then be flattened out by the long tubes. Also the laying out of the tubes is often inconvenient. Therefore a servo-mechanism has been developed. The float manometer is placed as near as possible to the vane. The recording mechanism can be placed at will. The transmitter and the receiver of the servo-mechanism are both differential-transformers. At the transmitter side a mu-metal core, of the form given in fig. 1, is fastened at the top of the float-rod. To compensate for the weight of this core it is necessary to take away some metal from the copper ring at the underside of the float. The core of mu-metal moves up and down with the float. Around this core a coil is placed (fig. 2). This coil contains three windings, which are also shown in the figure. The middle-winding is supplied with alternating current 50 V 50 cycles per sec. The upper and the lowest winding are connected in series so that the induced voltages are opposite. At the recording side a similar coil and core are used. Here the core is moved up and down by a servo-motor. The level of the coil is recorded on a clock-driven drum. The circuit of the whole servo mechanism is given in fig. 3.

The two pairs of secondary windings of the two coils are connected in series so that the difference of the voltages induced in the coils of the transmitter and the receiver remains at the points a and b, at the entrance of the electronic amplifier. If the cores of transmitter and receiver have the same level, then this difference is zero and the output of the amplifier is zero. If there is a difference in level there remains an alternating voltage at the amplifier. The phase of this voltage depends upon the level of the core in the receiver being higher or lower than the level of the core in the transmitter. The output of the amplifier feeds one of the windings of a

two-phase induction-motor. The other winding is supplied directly with 120 V 50 cycles per sec. The direction of rotation of the motor depends on the phase of the alternating voltage supplied by the amplifier output. As a result the motor always moves the core of the receiver to the same level as that of the transmittercoil. So the movements of the floatrod are repeated by the rod and recording pen at the receiver.

### II. Anemometer with large time constant

It is possible to obtain a direct indication of the wind velocity with a contact anemometer. For this purpose the circuit represented in fig. 4 is normally used. A practical circuit is given in detail in fig. 5. The time constant of this circuit is determined by the product  $R_2C_2$  and is 10 seconds. In synoptic meteorology there is a need of an instrument that directly indicates the mean wind velocity of the previous 10 minutes. So large a time constant can only be obtained with the circuit of fig. 5 when the meter M is a sensitive galvanometer and then there is no possibility of recording. An electronic circuit is developed with a time constant of 10 minutes with a recording or indicating meter of 0.5 mA. The principle of this circuit is the same as that of figures 4 and 5. However the capacity  $C_2$  is replaced by an electronic enlarged capacity, and the circuit known as Miller integrator is represented in fig. 6. A capacity C between grid and anode of an amplifier tube is equivalent to a capacity  $(n+1) \times C$  between grid and cathode, if n is the voltage amplification from grid to anode. With this modification we obtain the circuit of fig. 7. There the time constant is determined by  $C_2R_2(n+1)$ . A value of 10 minutes is now easily obtained.

The practical circuit of fig. 9 avoids some disadvantages of that of fig. 7.

#### 2. H. P. BERLAGE

# ELEMENTARY PICTURE OF THE GENERAL ATMOSPHERIC CIRCULATION DEDUCED FROM ITS BOUNDARY CONDITIONS

When air in general circulation on the globe (radius *a*, angular velocity  $\omega$ , latitude  $\varphi$ , longitude  $\lambda$ ) experiences a frictional deceleration, which is *k* times the velocity of motion (components  $a \dot{\varphi}, a \dot{\lambda} \cos \varphi$ ), the east-west circulation at levels in the atmosphere where the air motion is strictly horizontal ( $\dot{\chi}=0$ ) and the air density is approximately constant through all latitudes is given by the equation for the vertical component of absolute vorticity,

### $\zeta = k \lambda \cos \varphi / \dot{\varphi}$

When it is assumed that  $\zeta$  is transferred unchanged from one latitude to the other and further that the value of k depends on the amount of energy dissipated by the turbulence that is caused by the process of meridional vorticity exchange, the logical consequence is that k also is constant through all latitudes along a level in the atmosphere where  $\dot{\chi} = 0$ .

Along the earth's surface which is the one and most prominent of such levels, the independence of the constant of friction k of latitude is a priori comprehensible. As a matter of fact here the resistance to motion is for the greater part due to surface friction. This condition, together with the boundary conditions  $\dot{\varphi} = 0$  and  $\lambda \cos \varphi = 0$  at the poles and at the equator produces on each hemisphere two general circulations, a polar and an equatorial circulation (formulae 19 and 20). They would be one and the same only in the case  $\zeta = \omega$ , which appears not to be realized at the earth's surface.

The equation of continuity results in equation (21) relating the quotient  $\zeta : \omega$  to the quotient  $k : \partial \dot{\chi}/\partial \chi$ . Assuming that equation (21) expresses the transformation of the energy of the incident solar radiation into the energy of the general atmospheric motion, it is shown to lead to the relation  $\zeta = 2 \omega (1 - \pi/4)$  from which follows the presence of a subtropical high pressure belt, a 'horse latitude', on each hemisphere at latitude  $\varphi = 25^{\circ}$  and

a discontinuous 'polar front' between the two circulations at latitude  $\varphi = 52^{\circ}$ . This result is in good agreement with the facts.

Provided there is a second level in the upper air where  $\dot{\chi}=0$ , k at that level is not mainly determined by external friction, but mainly depends on the value of  $\zeta$ . In this case the general circulation, while adapting itself to the more complete set of boundary conditions at the poles and the equator,  $\dot{\varphi}=0$ ,  $\partial \dot{\varphi}/\partial \varphi=0$ ,  $\dot{\lambda}=0$ ,  $\partial \dot{\lambda}/\partial \varphi=0$  splits up into two circulations on each hemisphere (formulae 33 and 34). It is one of the kinds which were studied by G. ROSSBY. Evidently the level considered is realized at the isentropic 250 mb level where the 'jetstream' is centred. The 'jetstream' is theoretically located at latitude  $\varphi=30^{\circ}$ .

The general circulation deduced so far, however, is not more than a 'virtual' one. Its zonal partition is well explained, but the theoretical velocities are several times greater than the actual velocities. The reason is that the discontinuities between the polar and equatorial circulations introduce new boundary conditions. Taking account of this fact theoretically as far as feasible, a second step towards an approximation of the actual general circulation at both levels is made and represented in the figure, together with the virtual one.

Reasons are given why the actual general circulation is still slower than the corrected one.

### 3. H. C. BIJVOET

# SOME CONSIDERATIONS ON THE RELATION BETWEEN THE PRESSURE FIELD IN THE UPPER AIR AND THE SURFACE PRESSURE CHANGES

There are many methods of forecasting weather 24-28 hours ahead. Most of them have in common that the first step is the preparation of one or more prebaratics and prontours. The next step is to derive the weather conditions from the expected pressure field and front positions. Among the different methods in forecasting the pressure field we have two extremes. At the one side we have the pure freehand extrapolation and at the other side forecasting by numerical processes. The accuracy with which prebaratics can be drawn is not always satisfactory. This is not only a consequence of our limited knowledge of the atmospheric processes or the insufficient accuracy with which the condition of the atmosphere can be analysed. Several authors have drawn the attention to developments in the atmosphere which have the characteristics of disturbances of unstable conditions. GROEN has pointed out that the posibilities of forecasting physical processes are limited whatever the scale of detail with which such processes are analysed. These limits have a fundamental character. When we have reached the limit on a certain scale of detail then only forecasting methods of a statistical nature remain, such as for instance some empirical methods for drawing prebaratics. For that reason improving the empirical methods is still valuable.

The object of this contribution is to analyse the mechanism, which causes surface pressure changes, in such a way that the physical background of some empirical rules used in drawing prebaratics at the forecasting office at De Bilt becomes more clear. Particular attention is given to the relation between the pressure field in the upper air and the surface pressure changes.

The details are in principle as follows. If the ground surface is horizontal we have the 'classic' equation (11). However, all considerations based on this equation do not permit to derive the surface pressure changes quanti-

tatively. The same applies to (12), but the elaboration of this formula leads to some qualitative and after all valuable conclusions. The mechanism described by (12) allows moreover a simple and practical interpretation. The equation (26) derived from (12) shows the relation between the surface pressure changes, the vergence at the surface, the differential adiabatic and non-adiabatic heating and the pressure field in the upper air.

With the aid of (26e) it appears possible to formulate a number of rules (table 1 and 2) which are in agreement with experience. The divergencerule of SCHERHAG appears to be a special case of the more general rules. The arbitrarily chosen examples (fig. 5, 6 and 7) illustrate the practical application of (26e), in particular the obvious relation between the 500 mb contour pattern and the distribution of the isallobaric systems at the surface.

#### 4. W. VAN DER BIJL

# AVERAGES, STANDARD DEVIATIONS AND INTERNAL CORRELATIONS OF THE MONTHLY TEMPERATURE AT DE BILT

- 1. LABRIJN (1945) has published the monthly mean temperatures at De Bilt since 1735. Their averages, standard deviations and internal correlation coefficients have been computed in this paper for several periods of different lengths, up to 1950. The bulk of the information is contained in the 12 tables and 7 figures, all provided with captions in English. Some of the most important results are:
- 2. The distribution of the coldest two and of the warmest two months over the 21 decades is a random one with possibly two exceptions: the decade 1771-80 (too warm?) and 1801-10 (too cold?).
- 3. The January temperature increases significantly from 1741-1840 to 1841-1940 and in the latter period also from 1871-1900 to 1901-1930.
- 4. The method of *m* rankings was applied to the decadal standard deviations of the monthly mean temperatures for every decade. No significant trend was found.
- 5. In the summer months the standard deviation in the period 1741-1840 was smaller than in the period 1841-1940. The changes do not quite obey the statistical laws.
- 6. All 144 correlation coefficients  $r_{i, i+k}$  (with i=1-12= Jan-Dec and k=1-12) were computed for 1741-1840 as well as for 1841-1940. NORTON and BRIER (1944) did the same for the London temperatures (period 1764-1863). On the whole the De Bilt correlations were substantially lower. This is quite difficult to explain. Fig. 1 shows how nearly equal the means for De Bilt and London are both in summer and in winter.

As for the temperature at De Bilt, the average of the 120 correlations with lag >2 months is in the first century  $0.059 (=6.5\sigma_{\overline{7}})$  and in the

last century 0.016 (=1.8  $\sigma_{\tilde{r}}$ ). The difference (0.043) is more than three times its standard deviation. The difficulties in explaining this trend are discussed.

7. Analyses of variances were applied to the 120 correlation coefficients with time lag >2 months for both hundred year periods and for the periods 1735-1770, 1771-1810, 1811-1850, 1851-1890, 1891-1930 and 1931-1947. As the matrix of the correlation coefficients has two zero diagonals, the classical method for computing the residual sum of squares could not be used. We had to determine all the residues themselves.

The variances due to differences between rows and between diagonals did not deviate much from their theoretical random values. The variance due to differences between columns was only significant in the periods 1741-1840, 1770-1810 and 1811-1850.

From these results we can draw the conclusion that the reality of many periodicities of lengths from 3 to 12 months discovered in West-European temperature records must be strongly doubted, if not denied.

#### 5. C. LEVERT

## RETURN PERIODS AND PERIODS OF ABSENCE OF RARE EVENTS

Let us consider a continuous statistical variable x, having a theoretical distribution w(x). The probability of a value less than or equal to x is W(x) = x/w(z)dz. One of many classical problems is: 'how many trials must, on an average, be made in order that an event of a given probability should happen?' The mean number of trials which are necessary to obtain a value equalling or exceeding x is  $\overline{T}(x) = 1/(1 - W(x))$ . If the observations are made at constant time intervals (e.g. once a day, once a year),  $\overline{T}(x)$  represents the mean time interval between two values equal to or greater than x. GUMBEL (1935) was the first to study the character of W(u) and  $\overline{T}(u)$  of the population of u-values, when one takes out of each of many random samples (e.g. all observations in a year) the largest u.

This 'Theory of Extreme Values' has been developed. GUMBEL derived the proposition: 'The probability that we shall meet, after the present year, a year with a largest observation equalling or exceeding y for the first time after 0.32  $\overline{T}(y)$  and before 3.13  $\overline{T}(y)$  years, is nearly 2/3. The factors 0.32 and 3.13 (=1:0.32) do not depend on the threshold value y if this value is very large, and consequently the events are very rare'.

This proposition is proved here in a different way without using the Theory of Extreme Values. We wish to draw attention to both the (average) return period and the (average) period of absence. In section 2 the frequency distribution of the return intervals has been treated in order to derive an expression which is used in section 3. In this way GUMBEL's proposition becomes apparent in a very simple way. In section 4 we prove that the formulas of the preceding sections become equal to those of the Theory of Extreme Values, if we are studying occurrences of very small probability (rare events). Incidentally a statistical test is described for investigating whether an experimental largest value differs more than is admissible from the theoretically most probable largest value.

The last section has been used to treat some applications of the statis-

45 I

tical relations to problems of practical risks. If somebody wants to construct something e.g. a pump of which the capacity is to be computed in order to take away as fast as possible the inundations caused by heavy rains (or dams of which the heights have to be computed for them to withstand very high waterlevels; etc.) and if he asks for a safety of j years (that is: no 'catastrophe' within j years), he should of course take some risk; so he accepts the risk or probability R of 10% that the rare event still happens one or more times within the j years in future. Consequently he should not seek for the value of the event that is exceeded or equalled once in j years, but once in  $T \approx j$ : R years.

In the text 7 examples have been discussed. The figure contains 7 curves and 4 R-curves illustrating the text.

#### 6. S. W. VISSER

### THE 27-DAY PERIOD

#### I. Introduction

During the summer of 1947 a series of seven very strong 27-day sunspot waves were accompanied by exceptionally intense heat waves in a large part of Western Europe. The features of both phenomena were so concordant that a strong connection can hardly be denied. We arrived in that year at the following conclusion: A negative correlation exists between solar activity and heat waves with a phase difference of +21 days, or -6days. Moreover a connection with storms in the F<sub>2</sub>-layer was present in 1947, the temperature maxima occuring two days after F<sub>2</sub>-storms.

2. The investigations of BUYS BALLOT (1846-1886) and of ABBOT (since 1944)

BUYS BALLOT deduced a temperature period of 27.675 days from his investigation of 155 years (1729-1884) with 2046 periods (fig. 1). He himself denied that the sun's rotation was the cause of this period. Now we have to accept the possibility that this period is really due to the sun's rotation, but that his result was distorted by his method of working. A closer analysis of the data is required to disclose the cause of the discrepancy of BUYS BALLOT's period.

ABBOT's period of 27.004 days is, according to several authors, not well enough established statistically.

### 3. The sun's rotation

The author has made use of BARTELS's method of counting the sun's rotation by means of a fixed duration of 27 days.

### 4. The year 1947

Table I shows the remarkable features of the year 1947. The columns 1-4 refer to the sunspots, the 5th column gives the temperature extremes, 21 days after the sunspot extremes. The heat waves of this year occurred between the periods 1559 and 1565, as an uninterrupted sequence of 15 extremes.

### 5. The years 1948-1953 (up to August)

We refer to the tables I-IV. Notice the positive correlation in October and November 1948 (rot. 1579-1581) and the irregular series of sunspots

in 1949 (column 2). Now it is possible to solve the dilemma of 1947, since the phase +21 days no longer coincides with the phase -6 days before the next sunspot extreme. The columns +21 d and -6 d show the great preponderance of the 21-day phase difference during the periods 1585-1591. At the end of the year another series of positive correlations occurs. We ask special attention for the series of positive correlations starting in January 1953 (rot. 1637) and lasting till June (rot. 1642) during the 11-year minimum.

### 6. The investigation of the years 1910-1952 (incl.)

Negative correlations were found to occur as a rule around the 11-year sunspot maxima, but positive ones around the minima.

The yearly sunspot numbers have been divided into six groups I-VI. The durations of all series of positive and negative correlations occuring during the whole interval of 43 years have been represented in fig. 2 a and b. The series of no correlation (o) have been represented in fig. 2 c. The graphs, fig. 2 d, e and f, show the average durations for these three groups, while the + and - correlations have been arranged according to the six sunspot groups in the fig. 2 f and h. We may conclude that indeed positive correlations are preponderant during weak solar activity, negative ones during high activity.

A closer investigation is wanted: the mean yearly sunspot numbers do not sufficiently reveal the true character of the influence of the sun's activity. Moreover a seasonal effect must doubtless be present.

#### 7. The high sunspot maximum of 1778

The very scanty sunspot numbers before 1820 do not allow us to study exactly the connections with temperature, therefore the results are disappointing (Table V). The year 1777 shows a sequence of 11 regular temperature extremes with the required period of 27 days, the year 1778 provides two more series (April 9-Juli 10, July 18-Dec. 3); the correlation with the sunspots, so far as present, partly positive, partly negative, is only poorly developed.

### 8. The extension of the heat waves in Western Europe in 1947

For the whole of Western Europe a fixed phase difference of 21 days can no longer be maintained: see the maps fig. 5 and 6, showing the course

of two heat waves. Fig. 3 shows the duration of the long series at 69 stations, fig. 4 represents the intensity. The intensity has been characterized by a scale of 1 (faint) to 6 (strong), the numbers of the figure give the sum of the individual intensities.

#### 9. The phenomenon in the United States

The investigation seems to reveal the presence of heat waves in the summer of 1947 in the State of Oregon, but with a phase difference of 10 days (Table VI, Astoria, Portland and Arlington). Here too a closer investigation is necessary.

#### 10. The explanation

The theory of HAURWITZ is unable to explain the phase differences of 21 days in Europe and 10 days in Oregon.

We must remark that the difference in time between Central Europe and Oregon nearly corresponds to the half period. We may conclude that the extremes in both regions are simultaneous but in opposite phases. A preliminary examination confirms this conclusion.

The two regions concur in two respects:

- 1. They are situated at the west side of two great continents. These similar situations may have to do something with a similar development of the phenomenon discussed in this article.
- 2. They are situated at the same distance  $(38^{\circ})$  from the geomagnetic northpole. When we combine this fact with the connection of the heat waves in 1947 with the F<sub>2</sub>-storms, it seems possible that the answer to the problem is to be found in an intermediate action of the ionosphere.

455

#### 7. R. DORRESTEIN

# AN ELECTRICAL RECORDER OF SALINITY AND WATER TEMPERATURE FOR USE AT SEA

An instrument is described which can record continuously salinity or temperature of the sea water. One section of the apparatus is lowered into the sea from a ship, and is connected by a multiple-connector cable with the recording section aboard the ship; see fig. 1. The determination of salinity is accomplished by measuring the electrical resistance (R10) of the sea water flowing through a tube with electrodes in the under water section. This sea water resistance constitutes one branch of a Wheatstone bridge circuit. A second branch is formed by a small thermistor (a resistance with negative temperature coefficient) R<sub>9</sub>, situated in the immediate neighbourhood of the tube and electrically (but not thermally) insulated from the sea, in series with a resistance  $R_8$  which is independent of temperature. The latter resistance is adjusted so as to give the resistance of the combination the same relative temperature dependency as that of the resistance of sea water. In this way the temperature effect on the electrical conductivity of sea water is eliminated. The calculated relative error in the 'bridge ratio' (which is approximately equal to the relative error in the salinity) is shown in fig. 2 for different temperatures. The bridge is kept practically in balance by means of an amplifier and a servo-motor, which changes the variable part of a resistance R<sub>5</sub> as long as it receives an electrical signal from the bridge. By means of a mechanical link the recording pen is made to move linearly with the variable part of the resistance  $R_5$ .

For recording temperature, the sea water resistance  $R_{10}$  in the bridge is replaced by a fixed resistance  $R_7$ .

The error of the instrument does not exceed about  $0.1^{\circ}/_{00}$  in the salinity and  $0.1^{\circ}$  C in the temperature. The thermal time constant of the thermistor is about 2 sec. The instrument is designed in particular for surveys in coastal sea areas where relatively large variations in salinity and temperature occur within short distances and time intervals. A typical fragment of a record is shown in fig. 3.

#### 8. G. VERPLOEGH

# A REMARKABLE MEAN PRESSURE DISTRIBUTION OFF THE SOMALI COAST

The analysis of the monthly mean pressure charts made in connection with the preparation of a new climatological atlas of the Indian Ocean revealed a remarkable mean distribution of pressure off the Somali coast during the Southwest monsoon. Its main characteristic is a ridge of comparatively high pressure just off the coast followed by a long trough parallel to the coastline. Although the differences involved are only small – about 1-2 mb – the whole system is very persistent and appears on the charts from June up to and including October.

Since a fully satisfactory theoretical explanation is not yet known at the moment, it is important, especially because of the smallness of the differences, to verify their reality. In this paper an extensive investigation is carried out into the very nature of statistical averages based on pressure observations at sea, because it is felt that in general the analysis of the mean pressure charts in certain areas can be carried out to an accuracy of even less than one millibar.

The spread of the observations in a certain area depends on many unknown factors, which moreover may interact – as for instance the frequency of the observations with the variability of the local weather – therefore a general treatment of the problem cannot be given. However, once a thorough acquaintance with the statistical construction of the computed mean values in a certain area has been obtained, one might with little extra statistical work gain a good insight into the reliability of these values.

Since the observations at sea are grouped geographically along the shipping routes and since their distribution in time depends mainly on the frequency of the traffic along these routes, the statistical construction of mean values varies for different sea areas. In general the observations in a given area form an irregularly interrupted series; in an appended table an example of such a series is given. Especially in coastal waters this series

may be biased by the typical feature of coastal trade to leave port preferably at night. Regardless of the total number of observations this may give rise to a deficit of daytime observations in one area and an excess in another. One readily sees that by this feature, of which figure 2 gives an example, the mean pressure values per 1°-square are influenced by the diurnal range which amounts to 1.2 mb in this tropical region. The normally computed mean values must therefore be corrected.

A criterium for the spread of the observations is the standard deviation  $\sigma$ . For computing  $\sigma$  it is advisable to use mutually independent observations, such as those comprised in one  $\tau^{\circ}$ -square. Thus, for the whole area under consideration a distribution of  $\sigma$  can be found, which, if the number of observations is not too small, will be highly correlated with the variability of the local weather as expressed by the meteorological element under consideration. The probable error in the computed (and, if neccessary, corrected) mean,  $\sigma_m$ , is for every point in the area easily deduced from the  $\sigma$ -field. It is found that in the sea area off the Somali coast: 0.2 mbar  $\leq \sigma_m > 0.3$  mb, the first value corresponding to a large number of observations (80 or more), the second to a number of about 20. So, a corrected analysis accurate to one millibar seems fully justified here; the circumstance that the same mean pattern occurs on five successive monthly charts is decisive for the confidence in its reliability.

In order to find an explanation for this remarkable pressure pattern, an investigation into the general circulation has been made, which showed that this coastal sea area may be characterized as a boundary region between a heat low over the land to the west and the equatorial low over the sea to the east. The wind system is built up by the south-east trade wind changing into the south-west monsoon at about 2°S., while, in the lowest 2 or 3 kilometers of the troposphere, in a small strip before the coast the wind turns off towards the land. The existence of an area of convergence above the land seems to be a condition for the development of a small scale circulation above the sea off the coast, expressing itself in this regular pressure pattern on the mean sealevel charts.

It has been investigated whether this pattern in the mean pressure field could be ascribed to local thermal influences. Charts have been made to compare the distribution of both the mean maximum and the mean

minimum of the air-temperature with the mean pressure at the times of these extreme values. It was found that during the day regions with a lower or higher temperature maximum correspond fairly well with locally higher or lower pressure respectively, so the ridge of comparatively high pressure just off the coast might be explained by the occurrence of the sea-breeze circulation over the coast line. During the night, however, no such correspondence could be traced. Since the night observations show the characteristic features of the ridge and the trough parallel to the coastline even more markedly, it may be concluded that the true mechanism must be mainly due to other causes. For a further investigation aerological observations will be especially needed. It is therefore of interest to note that also on the West coast of Africa, near the Cape Verde Islands, the same pattern has been found on synoptic weather maps during the month of November 1952.

ought. If this loss demonstruct that a concentrated base of a new dynacauses a movement of y sat a distance of social for to fig. 3 the singlicity is shown as a function of the wavelength. Figstly we have to consider the very in which such a force may eccury according to Grazzer who was die that scienciogits who faced a version.

## 9. J. G. J. SCHOLTE MICROSEISMS

About fifty years ago J. ALGUÉ advanced the theory that microseisms are often generated by a storm on sea, far from the coasts. In the following years many empirical data supporting this view were obtained and already during the first world war the scarce meteorological observations were sometimes succesfully supplemented by microseismic information. Nevertheless many seismologists were disinclined to accept ALGUÉ's theory, because the generation of seismic waves at the bottom of the ocean seemed to be impossible in view of the fact that gravity waves decrease exponentially with the distance from the surface of the sea.

A theoretical investigation of the behaviour of elastic waves in the ocean and in the sea bottom showed that such a generation is possible if a periodical force is applied at the surface of the ocean. A plane (or a cylindrical) elastic wave travelling through the ocean in some oblique direction gives rise, when reaching the bottom, to a reflected wave and two refracted waves. The boundary conditions at the bottom determine the amplitudes of these waves. Defining each wave by its displacement potential ( $\varphi$ ) the amplitudes are simply described by means of coefficients of reflection (R) and refraction, quite analogous to the Fresnel quantities.

After reflection at the bottom a second reflection will occur at the surface, and here the reflection coefficient is equal to -1 (compare the reflection at the open end of an organ pipe); it follows that when travelling up and down a wave will be changed by the total amount of  $-Re^{ziq}$ , were q is proportional to the depth of the ocean measured in wavelengths. Hence resonance will occur for waves satisfying the equation  $-Re^{ziq} = 1$ .

These resonance waves generate a movement in the ocean's floor, which travels along this surface as a kind of Rayleigh (Stoneley) wave, while its amplitude decreases with the square root of the radial distance from its origin. It has been demonstrated that a concentrated force of  $2.10^{15}$  dynes causes a movement of  $5 \mu$  at a distance of 3000 km. In fig. 3 the amplitude is shown as a function of the wavelength.

Finally we have to consider the way in which such a force may cccur; according to GHERZI who was the first seismologist who based a warning

system on microseismic evidence, typhoons in the China Sea are invariably accompanied by microseismic storms. It is therefore to be expected that pressure variations in the atmosphere ('pumping effect' of GHERZI) are the ultimate cause of microseisms, but up till now no definite evidence of such an effect has been produced.

An alternative theory has been suggested by LONGUET-HIGGINS and URSELL, based on a discovery of MICHE. In 1943 MICHE proved that in the case of standing gravity waves a second order pressure variation exists which is about independent of depth. An extension of the usual theory of gravity waves to second order terms leads to this result; the first order approximation of a system of standing waves is given by the following expression for the velocity potential

$$\varphi = \frac{g}{v} a_1 \sin \left(kx - vt\right) - a_2 \sin \left(kx + vt\right) e^{-kz}, \text{ with } a_1 \approx a_2 \text{ and } v^2 = gk$$

For the second approximation the term  $a_1a_2 v \sin 2vt$  has to be added. When  $\sigma$  denotes the density of the water, this additional term gives rise to a pressure variation equal to  $2\sigma a_1a_2 v^2 \cos 2vt$ ; while the first order pressure variation is exponentially decreasing, this extra variation is practically unattenuated and therefore at large depths more important than the first order variation.

Considering a rather general irrotational movement LONGUET-HIGGINS was able to generalize this result and, in connection with the above elastic theory, to calculate the amplitude of microseisms caused by an arbitrary wavelike motion of the ocean.

His final formula may be obtained in a very easy, though rather inexact, way: supposing the phases of the ocean waves to be uncorrelated at points separated by distances of one wavelength we may divide the storm area into squares of the dimension of one wavelength. The Miche-pressure of each square amounts to  $2\sigma a_1a_2\lambda^2\nu^2 \cos 2\nu t$ , and the total force exerted on the sea bottom is equal to  $\lambda A^{\frac{1}{2}}.2\sigma a_1a_2 \nu^2 \cos 2\nu t$ , where A is the radius of the storm area. This quantity represents the concentrated force and is about equal to  $10^{15}$  dyne.

The detailed investigation of LONGUET-HIGGINS shows that this force has to be multiplied by a factor depending on the frequency-spectrum of the ocean wave system, which has a numerical value of the order of 1.

#### 10. J. VELDKAMP AND J. G. J. SCHOLTE

## DOUBLE MAGNETIC REFRACTION IN THE IONOSPHERE

According to APPLETON's magneto-ionic theory the ionosphere acts on radio waves as a double refracting medium. For vertical incidence this leads to the observation of two critical frequencies of the ordinary and extraordinary rays,  $f_o$  and  $f_x$  respectively. The extraordinary ray has two reflection points, the highest of which can only be reached under special circumstances. This reflection is called z-echo, with critical frequency  $f_z$ . In an electron-ionosphere the following formulas hold for vertical reflection,

$$\frac{Ne^2}{\pi m} = f_o^2; \frac{Ne^2}{\pi m} = f_x^2 - f_x f_H; \frac{Ne^2}{\pi m} = f_z^2 + f_z f_H$$
(1)

Supposing the electron density N to have the same value in the three reflection conditions, which amounts to neglecting the ray-path deviation, the gyro-frequency  $f_H$  can be calculated as follows

$$f_{H} = \frac{f_{x} - f_{o}}{f_{x}} = \frac{f_{o} - f_{z}}{f_{z}} = f_{x} - f_{z}$$
(2)

On the other hand the gyro-frequency can be calculated from the value of the geomagnetic field intensity in the maximum of the ionospheric layer. It is a well known fact that the observed critical frequencies do not fit well to formula (2). Especially the splitting between  $f_0$  and  $f_z$  differs considerably from the theoretical value (see table 1, which contains a number of triple  $F_2$ -splittings recorded at De Bilt).

An attempt is made to explain these deviations by the fact that ions and neutral atoms are present among the free electrons in the ionosphere, which modifive the dispersion formula.

The following abbreviations are introduced

$$\omega_e^2 = \frac{4\pi N_e e_e^2}{m_e}; \ \omega_i^2 = \frac{4\pi N_i e_i^2}{m_i}; \ \omega_1^2 = i\omega(v_e - i\omega); \ \omega_2^2 = i\omega(v_i - i\omega)$$
$$\omega_H = \frac{He_c}{me_c}; \ \mu = \frac{e_i m_e}{e_c m_i}; \ v_c = \frac{\omega_y^2}{2\omega_z}$$

The indices e and i refer to electron and ion respectively, v is the collision

frequency of electrons or ions with the neutral atoms,  $v_c$  is the critical value of the collision frequency,  $\omega_v$  and  $\omega_z$  are the transversal and longitudinal components of the gyro-frequency,  $\omega$  is the circular frequency of the radio waves.

The reflection condition for the ordinary ray is

$$rac{{\omega_e}^2}{{\omega_1}^2}+rac{{\omega_i}^2}{{\omega_2}^2}=1$$
 (3)

and for the extra-ordinary ray

$$\frac{\omega_{e}^{2}}{\omega_{1}^{2} \mp \omega \omega_{H}} + \frac{\omega_{i}^{2}}{\omega_{2}^{2} \mp \omega \omega_{H}} = 1$$
(4)

The condition for the transition from the ordinary to the extra-ordinary ray (z-reflection) is

$$\frac{\omega_{e}^{2} \left\{ \omega_{2}^{2} (\omega_{1}^{2} \mp i\omega v_{e} - \omega_{e}^{2}) - \omega_{1}^{2} \omega_{i}^{2} \right\}}{\omega_{1}^{4} - \omega^{2} \omega_{H}^{2}} + \frac{\mu \omega_{i}^{2} \left\{ \omega_{1}^{2} (\omega_{2}^{2} \mp i\mu \omega v_{e} \omega_{i}^{2}) - \omega_{2}^{2} \omega_{e}^{2} \right\}}{\omega_{2}^{4} - \mu^{2} \omega^{2} \omega_{H}^{2}} = \frac{\mp \omega_{e}^{2} \omega_{i}^{2} i\omega v_{e} (\mu \omega_{1}^{2} - \omega_{2}^{2})^{2}}{(\omega_{1}^{4} - \omega^{2} \omega_{H}^{2})(\omega_{2}^{4} - \mu^{2} \omega^{2} \omega_{H}^{2})}$$
(5)

It appears that owing to the smallness of the collision frequencies in the E- and  $F_2$ -layers, the terms with  $v_e$  and  $v_i$  can be neglected in the reflection conditions. The formulas (3), (4) and (5) can therefore be reduced to SCOTT's formulas for an electron-ion ionosphere. It is, however, not possible to explain the deviation of the magnetic splitting from the predicted values by a real value of the ion constant  $N_i$ .

Following KESSENIKH the deviations could be ascribed to disturbing electric currents in the ionosphere. Formulas are derived for the magnetic splitting in an ionospheric layer, in which the geomagnetic field is disturbed by currents. No real value for the currents can, however, explain the cases of table 1.

The only remaining explanation of the abnormal magnetic splitting seems to be offered by the deviations of the ray-paths in the neighbourhood of the reflection points. Following the ideas of SCOTT, DIEMINGER and MÖLLER the reflection point of the normal ray for  $F_2$ -reflections above De Bilt can be estimated at about 50 km north of that of the extra-ordinary ray, whereas the  $\chi$ -reflection point is about 150 km south of the zenith. The extraordinary ray follows almost the vertical.

Taking into account the variation of  $N_o$  over these distances, it is possible to calculate corrected values for the gyro-frequency, which are indeed closer to the value calculated from the magnetic dipole-field.

The conclusion is that the deviations of the magnetic splittings from formula (2) are mainly caused by ray-path deviations.



## Van de reeks MEDEDELINGEN EN VERHANDELINGEN zijn bij het Staatsdrukkerijen Uitgeverijbedrijf nog verkrijgbaar de volgende nummers:

10. E. van Everdingen. Oberflächentemperatur — Beobachtungen in der Nordsee. II. September 1904—Augustus 1905. (11 blz. met 3 platen)	f 0,42
11. E. van Everdingen. Drachenbeobachtungen an Bord I. Ms. Pantzerschiff "de Ruyter", angestellt vom Marine-Leutnant A. E. Rambaldo während der Fahrt nacht Ost-Indien und während des Aufenthalts in West-Indien. Dez. 1908—Juli 1909. (36 blz. met 2 platen)	0,32
12. P. H. Gallé. Etude critique sur la méthode de prévision du temps de Guilbert. 1912. (25 blz.)	0,32
16. E. van Rijckevorsel. Konstant auftretende secundäre Maxima und Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen. IX. 1913 (33 blz. met 10 platen)	0,85
17. Idem, X. 1914. (23 blz. met 3 platen)	0.42
22. Idem, XI. 1916. (76 blz. met 10 platen)	0.80
23. A. van Vleuten. Over de dagelijkse variatie van het aardmagnetisme. 1917. (VII, 112 blz. met plaat)	1,05
25. P. M. van Riel. The accuracy of barometer readings on board of moving ships. 1921. (8 blz.).	0,21
26. C. Schoute. Ein Registriertheodolit für Pilotballone. 1921. (41 blz.)	0,85
27. G. van Dijk. Activity of the earth's magnetism and magnetic characterization of days. 1922. (28, XXIII blz. met plaat)	0,95
29b. P. H. Gallé. IV. Temperatuur van water en lucht. — Temperature of water and air. 1928. (34 blz. met 6 platen)	0,80
29c. Id. V. Neerslag. VI. Frequentie van luchtdrukkingen en stormachtige winden. VII. Tropische cyclonen. — V. Precipitation. VI. Frequency of air pressure and stormy winds. VII. Tropical cyclones. 1930. (31 blz. met 2 platen)	0,42
30. P. M. van Riel. The influence of sea disturbance on surface temperature. 1928. (17 blz. met plaat)	0,32
31. E. van Everdingen. Ueber die Ausbreitung des Schalles bei der Versuchs- sprengung in Oldebroek am 28 Oktober 1922. (69 blz. met 3 platen)	1,15
33. C. Braak. Het klimaat van Nederland. B. (vervolg). Lucht- en grondtempe- ratuur. — The climate of the Netherlands. B. (continued). Air and earth temperature. 1930. (78 blz. met 2 platen)	1,05
34b. C. Braak. Het klimaat van Nederland. A. (vervolg). Neerslag. Tweede gedeelte. Nieuwe bewerking der tabellen van nr. 15. — The climate of the Netherlands. A. (continued). Precipitation. Second part. Revision of the tables of nr. 15. 1934. (53 blz. met 4 platen)	0,65
35. P. M. van Riel. Oppervlaktetemperatuur in het Noord-Westelijk gedeelte van den Atlantischen Oceaan. — Surface temperature in the North-Western part of the Atlantic Ocean. 1933. (92 blz. met 3 kaarten en 4 grafieken in de tekst en 8 uitsl. kaarten).	1,75
36. C. Braak. Het klimaat van Nederlandsch West-Indië. — The climate of the Netherlands West Indies. 1935. (120 blz. met 20 kaarten en grafiek).	1,05
37. C. Visser. De frequentie van halo-waarnemingen bij de zon in Nederland, voornamelijk van 1914–1931. 1936. (95 blz.)	1,05
38. W. Bleeker. De gemiddelde hoogtewind boven de Bilt volgens loodsballon- waarnemingen. 1922–1931. (126 blz.)	1,15

39. C. Braak. Het klimaat van Nederland. E. Verdamping. — The climate of the Netherlands. E. Evaporation. 1936. (50 blz. met 1 fig.)	f 0,42
40. C. Braak. Het klimaat van Nederland. F. Zonneschijn en bewolking. — The climate of the Netherlands. F. Sunshine and cloudiness. 1937. (51 blz. met 1 fig.)	0,52
41. C. Braak. Het klimaat van Nederland. G. Vochtigheid. — The climate of the Netherlands. G. Humidity. 1938. (42 blz. met 2 fig.)	0,42
42. C. Braak. Het klimaat van Nederland. H. Mist. — The climate of the Netherlands. H. Fog. 1939. (49 blz. met 6 fig.)	0,42
43. C. Braak Het klimaat van Nederland. B. (vervolg). Luchttemperatuur. — The climate of the Netherlands. B. (continued). Air temperature. 1940. (44 blz. met 1 fig. en 7 platen).	0,52
44. D. Kuyper. Onweersfrequentie in Nederland 1907—1936. Metingen van het luchtelectrisch potentiaalverval. — English summary. 1940. (134 blz. met 12 fig. en 2 platen)	1,15
45. C. Braak. Over de oorzaken van de tijdelijke en plaatselijke verschillen in den neerslag. — Über die Ursachen der zeitlichen und örtlichen Unterschiede des Niederschlags. 1940. (57 blz. met 5 fig. en 1 plaat)	0,52
46. C. Braak. Het klimaat van Nederland. D. (vervolg). Wind. — The climate of the Netherlands. D. (continued). Wind. 1942. (109 blz. met 12 fig.)	1,05
47. C. Braak. Het klimaat van Nederland. B. (vervolg). Grondtemperatuur, minimumtemperatuur nabij den grond en nachtvorst. 1943. (40 blz. met 1 fig.)	0,60
48. C. Braak. Invloed van den wind op regenwaarnemingen. — Influence of the wind on rainfall measurements. 1945. (74 blz. met 12 fig.)	1,15
49. A. Labrijn. Het klimaat van Nederland gedurende de laatste twee en een nalve eeuw. — The climate of the Netherlands during the last two and a half centuries. 1945. (114 blz. met 6 fig. en 1 kaart)	1,15
50. J. P. M. Woudenberg. Het verband tussen het weer en de opbrengst van wintertarwe in Nederland. — The correlation between weather and yield of wheat n the Netherlands. 1946. (43 blz. met 6 fig.)	0,70
51. S. W. Visser. Weersverwachtingen op langen termijn in Nederland. — Long range weather forecasts in the Netherlands. 1946. (143 blz. met 25 fig.)	2,05
52. R. J. v. d. Linde en J. P. M. Woudenberg. Een methode ter bepaling van de breedte van een schaduw in verband met den tijd van een jaar en de oriëntatie van het beschaduwde object. — A method for determining the daily variation n width of a shadow in connection with the time of the year and the orientation of the overshadowing object. 1946. (6 blz. met 2 fig. en 2 kaarten).	0.40
53. A. Labrijn. Het klimaat van Nederland. Temperatuur, neerslag en wind. — The climate of the Netherlands. Temperature, precipitations and wind. 1946. (71 blz. met 1 kaart)	2,50
54. C. Kramer. Electrische ladingen aan berijpte oppervlakken. — Electric charges on rime-covered surfaces. 1948. (128 blz. met 17 fig. en 1 afb.).	3.00
55. J. J. Post. Statistisch onderzoek naar de samenhang tussen het weer, de gras- productie en de melkaanvoer. — Statistical research on the correlation between he weather, grass production and milk supply. 1949. (119 blz. met 25 fig. en	
5 tab.)	3,00
gische eigenschappen van beschutte gebieden. Het landschap met eikenhakhout- vallen. 1950. (151 blz. met 52 fig.)	3,00
57. C. Kramer, J. J. Post en W. Wilten. Klimaat en brouwgerstteelt in Neder- and. — Climate and growing of malting-barley in the Netherlands. 1952. (149 blz. met 27 fig.)	2,25
<ul> <li>Dr W. van der Bijl. Toepassing van statistische methoden in de klimatologie.</li> <li>Applications of statistical methods in climatology. (197 blz. met 19 fig.).</li> </ul>	7,60

8 31456 - '53 (4572)