

RAPPORT DELTACOMMISSIE

BIJDRAGE I

KONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT

METEOROLOGISCHE
EN OCEANOGRAPHISCHE ASPECTEN
VAN STORMVLOEDEN
OP DE NEDERLANDSE KUST

BIBLIOTHEEK
Dienst Weg- en Waterbouwkunde
Van der Burghweg
Postbus 6040, 2600 GA Delft
Tel. 015 - 830111

12 NOV. 1991

REPORT OF THE DELTA COMMITTEE
CONTRIBUTION I
METEOROLOGICAL AND OCEANOGRAPHIC ASPECTS OF
STORM SURGES ON THE NETHERLANDS COAST

RAPPORT DE LA COMMISSION DU DELTA
CONTRIBUTION I
ASPECTS METEOROLOGIQUES ET OCEANOGRAPHIQUES DES
MAREES DE TEMPETE SUR LA COTE NEERLANDAISE

VOORWOORD

Deze bijdrage maakt deel uit van het Rapport Deltacommissie, dat is samengesteld uit het Eindverslag en de Interimadviezen van deze commissie en uit een aantal bijdragen.

De volledige uitgave bestaat uit de volgende zes delen:

- Deel 1. Eindverslag en Interimadviezen van de Deltacommissie.
- Deel 2. Bijdrage van het Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut over stormvloed en - Bijdrage I.
- Deel 3. Bijdragen van het Mathematisch Centrum over stormvloed en - Bijdragen II.
- Deel 4. Bijdragen van de Rijkswaterstaat over stormvloed en getijbeweging - Bijdragen III.
- Deel 5. Bijdragen van Prof. Ir. J. Th. Thijsse en de Rijkswaterstaat betreffende de opzet van het Deltaplan en de gevolgen van de deltawerken - Bijdragen IV.
- Deel 6. Bijdragen van de Rijkswaterstaat, het Waterloopkundig Laboratorium en de Werkgroep voor het onderzoek naar de spanningstoestand in zeedijken, bevattende onderzoekingen van belang voor het ontwerpen van dijken en dammen - Bijdragen V.
Bijdrage van Prof. Dr. J. Tinbergen over de economische balans van het Deltaplan - Bijdrage VI.

Een overzicht van de inhoud van elk van de zes delen is opgenomen in deel 1.

De Deltacommissie spreekt gaarne haar erkentelijkheid uit jegens het Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut en de auteurs van de verschillende onderdelen van de in deel 2 opgenomen Bijdrage I voor hun bereidheid om de resultaten van hun werk in deze vorm ter beschikking te stellen.

De verantwoordelijkheid voor de inhoud van deze bijdrage berust geheel bij het K.N.M.I.

's-Gravenhage, juli 1960.

DE DELTACOMMISSIE

FOREWORD

This contribution forms part of the Report of the Delta Committee, which is made up of the Final Report and the Interim Reports of this Committee and a number of contributions.

The complete edition consists of the following six volumes:

- Volume 1. Final Report and Interim Reports of the Delta Committee.
- Volume 2. Contribution of the Royal Netherlands Meteorological Institute on storm surges - Contribution I.
- Volume 3. Contributions of the Mathematical Centre on storm surges - Contributions II.
- Volume 4. Contributions of the Rijkswaterstaat (Governmental Service for Roads and Waterworks) on storm surges and tidal movements - Contributions III.
- Volume 5. Contributions of Prof. Ir. J. Th. Thijsse and the Rijkswaterstaat, regarding the conception of the Delta Plan and the consequences of the Delta Works - Contributions IV.
- Volume 6. Contributions of the Rijkswaterstaat, the Hydraulic Laboratory, and the Working Group for Examining Stress-distributions in Sea Dikes, including investigations of importance for planning dikes and dams - Contributions V.
Contribution of Prof. Dr. J. Tinbergen. Balance sheet of the Delta Plan - Contribution VI.

A summary of the contents of each of the six volumes is given in volume 1.

The Delta Committee wishes to express its appreciation to the Royal Netherlands Meteorological Institute and to the authors of the various parts of Contribution I, volume 2, for their willingness to place the results of their work at the Committee's disposal.

The R.N.M.I. is responsible for the entire contents of this contribution.

The Hague, July 1960.

THE DELTA COMMITTEE

INHOUDSOVERZICHT

0.0 Samenstelling van de bijdrage	7
0.1 Inleiding	7
0.2 Inhoud van de bijdrage – Auteurs	7
1.0 Beschouwing van de stormvloed van 1 februari 1953	9
1.1 De meteorologische omstandigheden, die leiden tot de stormvloedramp van 1 februari 1953.	9
1.2 Schetsmatige beschrijving van het verloop van de stormvloed op de Noordzee.	41
2.0 Meteorologische en statistische beschouwingen omtrent het optreden van zware stormen	47
2.1 Over het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde van depressies, inzonderheid op de Noordzee.	47
2.2 Over het verband tussen de luchtdrukverdeling en de wind op normale waarnemingshoogte boven zee	71
2.3 De meteorologische berichtgeving van het Noordzeegebied	86
2.4 Onderzoek naar de bij stormvloeden behorende depressiebanen en naar de extreme mogelijkheden van noordwesterstormen	95
2.5 Statistisch onderzoek van noordwesterstormen	108
2.6 Meteorologisch verslag betreffende de stormen van 21 t/m 24 december 1954	124
2.7 De frequentieverdeling van de tijdsintervallen tussen opeenvolgende noordwesterstormen en de onderlinge afhankelijkheid van deze stormen	139
3.0 Beschouwingen omtrent windeffecten en waterhoogten langs de Nederlandse kust	145
3.1 Evenwichtstheorie van de windinvloeden op de waterstanden langs de Nederlandse kust	145
3.2 De stormvloeden van 21 t/m 24 december 1954. Een geval van resonantie	177
3.3 De uitwerking van de wind over de Groningse Waddenzee op de hoogwaterstanden van Delfzijl	188
3.4 Berekening van de windeffecten veroorzaakt door de verplaatst gedachte storm van 31 januari — 1 februari 1953	194

0.0 SAMENSTELLING VAN DE BIJDRAGE

0.1 Inleiding

De stormvloedramp van 1 februari 1953 is voor het Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut aanleiding geweest tot het ter hand nemen van een aantal onderzoekingen, die, hoezeer ook veelal verschillend in opzet, alle tot doel hadden het inzicht in het optreden van hoge waterstanden langs onze kusten te verdiepen.

De resultaten van deze onderzoekingen verschenen voor een groot gedeelte reeds als afzonderlijke rapporten van het K.N.M.I. of werden elders vastgelegd. In het volgende zijn de uitkomsten van een aantal dezer onderzoekingen, waarvan verwacht mag worden, dat zij ook in de toekomst nog van belang zullen zijn, gezamenlijk opgenomen.

De behandelde stof kan worden verdeeld in die, welke betrekking heeft op de meteorologische omstandigheden, die tot een belangrijke verhoging van de waterstanden langs onze kust leiden en in die, waarin die verhoging zelf nader in beschouwing wordt genomen, de oceanografische studies dus.

Bovendien is enerzijds getracht de meteorologische en oceanografische omstandigheden, die hebben geleid tot de ramp van 1953 en tot enige andere gevallen van zeer hoge waterstanden, zo volledig mogelijk te beschrijven terwijl anderzijds de behoefte bestond boven het historisch gegeven uit te gaan en te trachten het mechanisme van storm en stormvloed beter dan tot dusverre te doorgronden.

Een gevolg van deze tweeledige doelstelling is een schijnbaar sterke inhomogeniteit van het hier gepubliceerde materiaal en een gebrek aan samenhang tussen de verschillende onderdelen. De deskundige lezer zal echter zeker de lijn, die in het geheel aanwezig is, kunnen ontdekken en beseffen, dat geen onderdeel onafhankelijk van alle andere is tot stand gekomen.

0.2 Inhoud van de bijdrage – Auteurs

Een nadere toelichting op de gevolgde indeling en op het behandelde moge hier volgen.

In het eerste hoofdstuk wordt zowel een meteorologisch als een oceanografisch verslag gegeven van de stormvloedramp van 1953.

Het overzicht van de algemene meteorologische omstandigheden, die tot de ramp hebben geleid, is van de hand van C. J. van der Ham (1.1.1), terwijl de nauwkeurige analyse van het windverloop langs de Nederlandse kust door P. J. Rijkooft werd verricht (1.1.2). P. Groen stelde het oceanografische overzicht van de stormvloed samen (1.2).

Het tweede hoofdstuk omvat de algemene beschouwingen van meteorologische aard, die samenhangen met het voorkomen van stormvloeddépressies in het algemeen en boven de Noordzee in het bijzonder.

De eerste twee paragrafen zijn van de hand van H. C. Bijvoet.

In 2.1 wordt als eerste belangrijke stap tot de oplossing van de meteorologische zijde van het stormvloedprobleem afgeleid onder welke omstandigheden mag worden verwacht, dat stormdepressies een intensiteit als die van 31 januari – 1 februari 1953 zullen verkrijgen. Het blijkt, dat een zeer bepaalde stromingsconfiguratie in de bovenlucht essentieel is voor een snelle en catastrofale ontwikkeling als in 1953. Het verkregen resultaat is nieuw en moet als een belangrijke verbetering van de theorie van de ontwikkeling van atmosferische storingen worden beschouwd.

Een tweede stap, die noodzakelijk is, bestaat uit het afleiden van de windsterkte uit het drukverloop aan de grond, dat een gevolg is van de in 2.1 beschreven processen. Bijvoet verbeterde het inzicht in de samenhang, die tussen wind en drukveld bestaat in het algemene geval van bewegende druksystemen en bij in aanmerking nemen van de wrijving (2.2). Als simpel resultaat van zijn berekeningen kan gelden,

dat als goede benadering de actueel heersende wind gelijk kan worden gesteld aan een fractie van de gradiëntwindsnelheid. Welke fractie moet worden genomen, hangt daarbij nog af van het verschil tussen de lucht- en de zeewatertemperatuur. Voor herfst- en winterstormen op de geografische breedte van Nederland blijkt $\frac{3}{4}$ van de snelheid van de gradiëntwind een uitstekende benadering te zijn.

In 2.3 werd door F. H. Schmidt een overzicht gegeven van de dichtheid van het thans op de Noordzee aanwezige waarnemingsnet terwijl enige aanbevelingen en documenten van de in 1955 in De Bilt gehouden informele Noordzee-conferentie werden overgenomen. Het blijft voornamelijk moeilijk om een definitieve keuze te doen tussen de verschillende op deze conferentie genoemde mogelijkheden om de berichtgeving van de Noordzee te verbeteren.

Belangrijk is het vervolgens om na te gaan, met welke frequentie zware stormen en daarmee gepaard gaande gevaarlijke opzetten langs de Nederlandse kust voorkomen. In 2.4 onderzocht van der Ham daarom langs welke banen de stormdepressies zijn getrokken, die in de laatste 60 jaar een opzet van meer dan 160 cm in Hellevoetsluis gaven. Vervolgens werd bij wijze van gedachte-experiment een aantal diepe stormdepressies, dat ergens op de Atlantische Oceaan was voorgekomen, in een ongunstige positie op de Noordzee geplaatst en werd nagegaan welke wind in deze fictieve gevallen zou hebben gewaaid.

P. J. Rijkooft benaderde in 2.5 het probleem van de frequentie van noordwesterstormen van de statistische zijde en wel door uit te gaan, niet van de geconstateerde wateropzet, maar van de geregistreeerde windsnelheden langs onze kust. Als belangrijk resultaat van dit onderzoek moge worden vermeld, dat het aantal zware stormen in de periode 1920 – 1940 significant kleiner was dan in de periodes er voor en er na.

Binnen twee jaar na de stormvloedramp werden in de Waddenzee de hoogste opzetten geconstateerd sedert de plaatsing van peilschalen. Zij waren het gevolg van twee depressies, die ongeveer anderhalf etmaal na elkaar over de noordelijke Noordzee trokken (21 – 24 december 1954), hetgeen aanleiding gaf tot een resonantie-effect (zie 3.2). In 2.6 geeft Van der Ham een overzicht van de desbetreffende weersontwikkeling, terwijl Rijkooft in 2.7 op grond van statistische overwegingen tot de conclusie komt, dat intervallen van twee of misschien drie dagen tussen opeenvolgende stormen een grotere frequentie vertonen dan zou mogen worden verwacht indien de stormen onderling onafhankelijk zouden zijn, zodat met de mogelijkheid van resonantie steeds terdege rekening moet worden gehouden.

Het derde hoofdstuk omvat drie paragrafen samengesteld door M. P. H. Weenink (3.1, 3.2 en 3.4) en een door P. Groen en G. Verploegh (3.3).

In 3.1 is de theorie beschreven, die leidt tot een verbetering van de methode, die door Schalkwijk werd ontwikkeld om uit het windveld op de Noordzee de verhoging langs onze kust te berekenen. Deze verbetering is tweeledig. In de eerste plaats wordt de methode uitgebreid doordat zij niet langer uitsluitend geldt voor Hoek van Holland, maar eveneens voor Vlissingen, Den Helder en Borkum.

In de tweede plaats worden de berekeningen verfijnd doordat de eventuele inhomogeniteit van het windveld in het zuidelijk deel van de Noordzee in aanmerking kan worden genomen.

In 3.2 heeft Weenink de uitwerking van de bovenvermelde dubbelstorm van 21 – 24 december 1954 op de waterstanden langs onze kust benaderend beschreven met behulp van het eenvoudige mathematische model van een lineaire oscillator met variabele uitwendige kracht. Dit model maakt het o.a. mogelijk resonantie-effecten te onderzoeken. De extra verhoging ten gevolge van deze resonantie beliep ruim 5 dm. De beschouwingen toonden aan, dat een eventuele derde storm (van dezelfde kracht en weer 36 uur na de tweede optredend) geen noemenswaardig grotere verhoging zou hebben veroorzaakt.

In 3.3 wordt door Groen en Verploegh beschreven hoe uit een verwachting van de afwijking van de stand van hoogwater bij Borkum de te verwachten afwijking te Delfzijl kan worden afgeleid door middel van het „additionele windeffect” van het tussenliggende gebied van de Waddenzee. Het verband van dit locale windeffect met de locale wind is hiertoe op empirische basis onderzocht.

Ten slotte is in 3.4 voortgebouwd op de beschouwingen van 2.4 en is de opzet berekend die het gevolg zou zijn geweest van de stormvloeddepressie van 31 januari 1953, zo deze in een ongunstiger positie t.o.v. ons land zou hebben gelegen.

1.0 BESCHOUWING VAN DE STORMVLOED VAN 1 FEBRUARI 1953

1.1 De meteorologische omstandigheden, die leidden tot de stormvloedramp van 1 februari 1953

Summary

Meteorological report of the gale of February 1, 1953

The first indication of the development of the new disturbance, that was to become the disastrous depression of January 31 – February 1, was seen on the weather map of 12.00 G.M.T. January 29 1953. (fig. 1.1.1). It is considered to have been a split-off depression, generated on the warm front of a depression over the Atlantic Ocean north of the Azores by an upper-air trough moving east from the area south of Greenland. In the early stages of its development it moved north-east, deepening about 4 mb in 6 hours (fig. 1.1.3 and 1.1.5). By entraining an old shallow depression south of Iceland, the developing disturbance gradually succeeded in transporting colder air from the Iceland area southward. At the same time a ridge of high pressure south of Greenland intensified significantly while moving steadily east. Between an associated ridge on the 500 mb-level and the above mentioned upper-air trough a north-westerly airstream increased in extent and intensity south of Iceland (fig. 1.1.6 and 1.1.8). Influenced by this airstream the developing depression changed direction and began moving south-east along the northern coast of Scotland over the North Sea. As deepening continued, an area of north-westerly gales developed to the west of the depression. On the morning of January 31 a trough of low pressure developed near Scotland at sea level causing very steep pressure gradients accompanied by severe gales (fig. 1.1.9). These reached their maximum force as the trough moved south-east along the coast of Scotland. At 12.00 G.M.T. January 31 several stations in the area reported wind velocities of about 70 kts (fig. 1.1.10). At the same time the depression itself reached its greatest depth in the central North Sea. Winds attained their maximum force and veered north-west in the evening of January 31 on the Dutch coast, as the low-pressure trough passed (fig. 1.1.12 and 1.1.13).

Behind the depression centre that moved to the German Bight severe north-westerly gales were blowing over the entire North Sea area during the night of January 31 – February 1. The gales continued on February 1 and decreased very slowly not ceasing before 06.00 G.M.T., February 2.

A survey of the wind observations made on Dutch light-vessels is given.

Diagrams of wind data of the following observation stations on the Dutch coast are given: Flushing, Hook of Holland, Valkenburg, IJmuiden, Den Helder, Vlieland and Noordpolderzijk. Wind velocities were measured with Dines anemographs. Recordings made with cup anemometers are available of Harlingen and Elburg.

The situation of the anemometers is discussed. Reductions were necessary for stations that were situated at some distance from the coast, in some places also to the 10 m height level. These reductions were applied according to data from BRAAK, Mededelingen en Verhandelingen no. 32, K.N.M.I. In fig. 1.1.26 the unreduced hourly means of wind velocity are given with maximum gusts for every hour.

Fig. 1.1.27 shows:

1. hourly means of wind velocity reduced to coastline level and to a height of 10 m.
2. the gustiness (b) for every hour i.e. the mean amplitude divided by the mean velocity.
3. the wind direction.

The wind sequence along the coast from Flushing to IJmuiden is almost identical. The values for IJmuiden are somewhat high, because the anemometer was situated at a height of 10 m above the dune tops. At Den Helder the maximum is probably somewhat lower than the mean maximum of the first 4 stations. At Vlieland gale forces were considerably less. Only during the night (January 31 – February 1) did an important increase of wind velocity take place (from 16 to 22 m/sec). As early as 10 to 12 L.T., February 1, the wind velocity fell below gale force. At Noordpolderzijk no characteristic maximum is visible. The diagram of the gustiness shows that IJmuiden and Den Helder give a low mean ($\bar{b} \approx 0.5$), which is almost equal to the gustiness of a normal wind over land. Flushing, Valkenburg and Vlieland, however, have a much greater gustiness. At the first two stations the anemometer was situated right on the edge of the sea. At the other stations the wind had to pass some distance over land before reaching the anemometer.

Résumé

Rapport météorologique de la tempête du premier février 1953

Le premier indice du développement de la nouvelle perturbation, qui devait devenir la dépression désastreuse du 31 janvier au 1er février, apparaît sur la carte synoptique du 29 janvier 1953 de 12.00 T.M.G. (fig. 1.1.1). Elle est considérée comme une dépression détachée d'une autre, plus grande, et générée sur le front chaud de cette dépression sur l'Océan Atlantique au nord des Açores, par un thalweg en altitude qui se déplace de la région au sud du Groënland vers l'est. Dans les premières phases de son développement elle se déplace vers le nord-est, se creusant d'environ 4 mb en six heures (fig. 1.1.3 et 1.1.5). En entraînant une dépression peu profonde, se trouvant depuis longtemps au sud de l'Islande, la perturbation en développement réussit graduellement à transporter de l'air plus froid de la région d'Islande

vers le sud. En même temps une dorsale de haute pression au sud du Groënland se renforce considérablement en se déplaçant constamment vers l'est. Au sud de l'Islande, il se forme, entre une dorsale associée sur le niveau de 500 mb et le thalweg en altitude mentionné ci-dessus, un flux nord-ouest qui croît en volume et en intensité (fig. 1.1.6 et 1.1.8).

Sous l'influence de ce flux, la dépression, tout en se développant, change de direction pour se déplacer vers le sud-est au dessus de la mer du Nord en suivant la côte nord de l'Ecosse. Au fur et à mesure que la dépression se creuse, une région de tempêtes du nord-ouest se développe à l'ouest de la dépression. Le matin du 31 janvier un thalweg de basse pression se développe près de l'Ecosse au niveau de la mer et cause de très forts gradients de pression accompagnés de tempêtes violentes (fig. 1.1.9). Celles-ci atteignent leur plus grande force quand le thalweg se déplace vers le sud-est le long de la côte de l'Ecosse. Le 31 janvier, à 12.00 heures T.M.G., plusieurs stations de la région signalent des vitesses de vent d'environ 70 noeuds (fig. 1.1.10). En même temps la dépression proprement dite arrive à sa plus grande profondeur au centre de la mer du Nord. Les vents atteignent leur plus grande force et virent vers le nord-ouest au cours de la soirée du 31 janvier sur la côte hollandaise au passage du thalweg de basse pression (fig. 1.1.12 et 1.1.13).

Derrière le centre de la dépression, lequel se déplace vers la Baie Allemande, des tempêtes violentes du nord-ouest sévissent au-dessus de toute la mer du Nord pendant la nuit du 31 janvier au 1er février. Les tempêtes continuent jusqu'au 1er février en diminuant très lentement et elles ne finissent que le 2me février à 06.00 T.M.G.

Le document original contient un résumé des observations du vent faites par les bateaux-feu hollandais.

Il contient aussi des diagrammes des observations de vent faites par les stations suivantes de la côte hollandaise: Flessingue, Hoek van Holland, Valkenburg, IJmuiden, Le Helder, Vlieland et Noordpolderzyl. Les vitesses de vent ont été observées au moyen d'anémographes Dines. Le document mentionne des vitesses de vent enregistrées à Harlingen et à Elburg avec des anémomètres à coupes.

La situation des anémomètres est discutée. Des corrections étaient nécessaires pour les stations situées à quelque distance de la côte, et, quelquefois, il était également nécessaire de ramener les valeurs observées au niveau de 10 mètres. Ces corrections sont appliquées conformément aux données de BRAAK, Mededelingen en Verhandelingen no. 32, K.N.M.I. Au figure 1.1.26 on trouve les moyennes horaires non corrigées de la vitesse du vent avec le maximum des rafales pour chaque heure.

La figure 1.1.27 montre:

1. les moyennes horaires de la vitesse du vent ramenée à la côte et à une hauteur de dix mètres;
2. le coefficient d'intensité des rafales (b) pour chaque heure, c'est à dire l'amplitude moyenne divisée par la vitesse moyenne;
3. la direction du vent.

L'allure du vent le long de la côte de Flessingue à IJmuiden est presque uniforme. Les valeurs enregistrées à IJmuiden sont quelque peu élevées, parce que l'anémomètre était situé à 10 mètres au-dessus des sommets des dunes. Au Helder le maximum est probablement quelque peu plus bas que la moyenne du maximum des quatre premières stations. A Vlieland les valeurs de la force de la tempête étaient considérablement plus basses. Ce n'est que pendant la nuit du 31 janvier au 1er février qu'un accroissement important de la vitesse du vent s'est produit (de 16 à 22 m/sec). Déjà entre 10 et 12 heures (heure locale) du 1er février la vitesse du vent est tombée au-dessous de la force de tempête. Noordpolderzyl n'a pas enregistré un maximum particulier. Le diagramme de l'intensité des rafales montre que IJmuiden et Le Helder donnent une moyenne basse ($b \approx 0,5$), laquelle est à peu près égale à l'intensité des rafales d'un vent ordinaire sur terre. Au contraire, les intensités des rafales enregistrées à Flessingue, à Valkenburg et à Vlieland sont beaucoup plus grandes. Dans les deux premières stations, l'anémomètre était situé tout à fait au bord de la mer. Dans les autres stations, le vent devait passer une petite distance au-dessus de la terre avant d'arriver à l'anémomètre.

1.1.1 De uitzonderlijk hoge waterstanden, die de zware noordwesterstorm in de nacht van 31 januari op 1 februari 1953 langs vrijwel de gehele Nederlandse kust veroorzaakte, wettigen het geven van een uitvoerig overzicht van de meteorologische omstandigheden, die tot deze catastrofale ontwikkeling hebben geleid.

Op 26 januari bevond zich langs de oostkust van Noord-Amerika een tong van zeer koude lucht, die zich in het vlak van 500 mb¹⁾ kenbaar maakte door een diepe trog, welke zich van de Labradorstraat tot ten zuiden van 30° N.B. uitstrekte. Deze trog verplaatste zich tamelijk regelmatig naar het oosten.

Er mee samenhangend werd op zeeniveau een vore van lage druk aangetroffen, die zich in ongeveer hetzelfde tempo oostwaarts bewoog. In deze vore bevond zich het polaire front, waarin zich periodiek golfvormige storingen ontwikkelden. Deze storingen bewogen zich met de krachtige westelijke stroming in de hogere niveaus tussen Schotland en IJsland door naar Scandinavië om vervolgens in zuidoostelijke richting Rusland binnen te trekken. Op zeeniveau bevond zich bovendien een langgerekt hoge-drukgebied langs de 45e breedtegraad, dat in het westen door de oostwaarts bewegende vore geleidelijk werd afgebroken.

¹⁾ zie ook 1.1.3

Op de 29e januari had zich in de trog op 500 mb een afzonderlijke gesloten kern gevormd op 44° N.B., 38° W.L. (fig. 1.1.2). Op zeeniveau hing met deze 500 mb-kern een lage-drukgebied met een kern van 996 mb samen, op 45° N.B., 34° W.L. (fig. 1.1.1). Het noordelijk gedeelte van de 500 mb-trog lag tezelfdertijd (29 januari 15.00 G.M.T., fig. 1.1.2) op 37° W.L. en strekte zich naar het zuiden tot 52° N.B. uit. Op zeeniveau werd bij de zuidwestpunt van IJsland een oud lage-drukgebied aangetroffen (fig. 1.1.1), dat het restant was van een diepe depressie, die zich daar enkele dagen te voren had bevonden.

Op 29 januari 1953 waren op de kaart van 12.00 G.M.T. de eerste aanwijzingen zichtbaar, dat er zich aan het warmtefront, dat zich van het lage-drukgebied op 45° N.B., 34° W.L. naar Schotland uitstreekte op 55° N.B., 25° W.L. (fig. 1.1.1) een storing begon af te splitsen. Later is gebleken, dat uit deze storing de depressie zou groeien, die de noodlottige stormvloed van 1 februari 1953 veroorzaakte. Op de grondkaart van 29 januari 1953 15.00 G.M.T. toonden luchtdrukdalingen op het Engelse weerschip I, 59° N.B., 19° W.L., reeds duidelijk de aanwezigheid van de nieuwe storing aan. Om 18.00 G.M.T. had zich een aparte lage-drukkern gevormd op 57,5° N.B., 22,5° W.L., waarvan de diepte ongeveer 999 mb bedroeg. Tamelijk langzaam en ongeveer 4 mb per 6 uur dieper wordend, bewoog de kern zich vervolgens naar het noordoosten. Hij nam daarbij tevens het oude lage-drukgebied, dat op 29 januari bij de zuidwestpunt van IJsland lag, in zich op en slaagde er hierdoor in geleidelijk koudere lucht uit het gebied van IJsland aan zijn westflank naar het zuiden te transporteren.

Het noordelijke gedeelte van de eerdergenoemde trog op 500 mb bewoog, aan de nieuwe storing gekoppeld, verder naar het oosten en maakte zich daarbij los van het zuidelijke gedeelte van de trog.

Van grote invloed op de verdere ontwikkeling, met name op het naar het zuidoosten afbuigen van de nieuwe depressie, moeten de gelijktijdige ontwikkelingen in het zeegebied bij de zuidpunt van Groenland worden geacht. Een over Labrador naar het noorden bewegende depressie veroorzaakte in het genoemde zeegebied een zuidelijke luchtstroming (fig. 1.1.3), waarmede warme lucht naar Groenland werd getransporteerd. In samenhang hiermede nam een rug van hoge druk, die zich van zuidelijke breedte ongeveer langs de 45e lengtegraad (fig. 1.1.1 en 1.1.3) naar een krachtig hoge-drukgebied boven Noord-Groenland uitstreekte, tussen 50 en 60° N.B. geleidelijk in betekenis toe, terwijl hij bovendien naar het oosten bewoog. Op 30 januari om 12.00 G.M.T. had zich in deze rug een afzonderlijke kern van 1023 mb gevormd op 54° N.B., 34° W.L. (fig. 1.1.5). De baan van deze kern staat op bijgaande banenkaart (fig. 1.1.22) aangegeven. Op hetzelfde tijdstip begon de koers van de depressie, die toen een diepte van 987 mb had bereikt, naar het zuidoosten af te buigen, en begon zich ook een stormveld aan de westzijde van de depressie te ontwikkelen, dat snel in omvang en intensiteit toenam (fig. 1.1.5 en 1.1.7). Dit was enerzijds een gevolg van het snel dieper worden van de depressie, anderzijds van het opdringen van de opbouwende hoge druk ten westen er van, hetgeen met krachtige luchtdrukstijgingen gepaard ging.

Het naar het zuidoosten afzwenken van de depressie moet in verband gebracht worden met het feit dat tegelijk met de rug van hoge druk op zeeniveau zich ook in de hogere niveaus boven de Atlantische Oceaan een rug opbouwde, waardoor de op het 500 mb-niveau tussen deze rug en de voorafgaande trog aanwezige noordwestelijke stroming in omvang en intensiteit toenam en noordelijker van richting werd (fig. 1.1.6 en 1.1.8). De trog in het 500 mb-vlak zakte o.a. (wellicht niet uitsluitend) ten gevolge hiervan in zuidoostelijke richting uit (zie banenkaart fig. 1.1.22). Op de Noordzee ontstond in de middag van 31 januari 1953 in deze trog een gesloten kern (fig. 1.1.11). Hierdoor kon relatief warme lucht van de oostzijde van de trog zich om de kern heen naar de westzijde bewegen, waardoor de kern verder werd afgesnoerd. Opgemerkt moge nog worden, dat de ontwikkeling op 300 en 200 mb geheel analoog aan die op 500 mb verliep, met dit verschil, dat op 200 mb een gesloten kern pas boven Duitsland ontstond.

Op zeeniveau bereikte de depressie op 31 januari om 06.00 G.M.T. (fig. 1.1.9) de Noordzee op 59,5° N.B., 03° W.L. Er had zich toen ten westen van de depressiekern een duidelijke trog ontwikkeld met bijzonder grote luchtdrukgradiënten. Langs onze kust kwamen tezelfdertijd harde zuidzuidwestelijke winden voor op de nadering van het koufront van de depressie, dat toen juist de oostkust van Engeland verliet.

Langs de Noorse en Deense kust werden aan de voorzijde van de storing slechts matige tot krachtige zuidenwinden waargenomen. Aan de voorzijde van het koufront kwam een intensief en gecompliceerd gebied van de luchtdruk voor. Als complicerende factor trad daarbij een storing op, die zich op 30e januari van het zeegebied ten oosten van de Azoren naar Ierland bewoog, alwaar het dalgebied

van de storing zich voegde bij dat, wat aan het koufront gekoppeld was. De aanwezigheid van de storing blijkt in fig. 1.1.5 en 1.1.7 uit de zakvormige uitbocht in de isobaren vlak vóór het koufront. De luchtdrukdalingen, die deze storing veroorzaakte, droegen het hunne bij tot de snelle afnemng van de luchtdruk vóór het koufront in onze omgeving. De depressie zelf trok in de loop van 31 januari over de Noordzee naar het zuidoosten en bereikte in de avond de kust van Denemarken en de Duitse Bocht (fig. 1.1.10 en 1.1.12). De reeds eerder genoemde trog op zeeniveau bevond zich om 12.00 G.M.T. (31 januari) (fig. 1.1.10) nog bij de oostkust van Schotland, waar verschillende weerstations 70 kts wind meldden uit richtingen tussen noordwest en noord. De trog bereikte daar waarschijnlijk zijn grootste activiteit. Hij verplaatste zich snel in zuidoostelijke richting en om 15.00 G.M.T. manifesteerde hij zich op het lichtschip S2 (54° N.B., 03,5° O.L.) in een daling van de luchtdruk van 3,2 mb in 3 uur tijds. In Noord- en Oost-Schotland kwamen tegelijkertijd luchtdrukstijgingen van 5 tot 10,8 mb in 3 uur voor. Om 18.00 G.M.T. meldde het lichtschip S2 dat de luchtdruk sinds 15.00 G.M.T. nogmaals met 4,6 mb gedaald was, maar dat de luchtdrukdaling intussen was opgehouden. De wind woei uit het westen met 45 kts. Tussen 15.00 en 18.00 G.M.T. was de luchtdruk in het noorden van ons land gedaald met bedragen van 5,1 tot 8,3 mb. In Hoek van Holland had de daling in dezelfde periode maar 1,4 mb bedragen en in Vlissingen niet meer dan 0,2 mb. De luchtdrukgradiënt over ons land was hierdoor tot zeer hoge waarden gestegen. Zo bedroeg het luchtdrukverschil tussen Den Helder en Vlissingen om 18.00 G.M.T. 13,4 mb. De windsnelheden in onze westelijke kustgebieden namen daarbij snel toe.

In de loop van de avond trok de trog over ons land, waarbij de winden nog verder toenamen en langzaam ruimden naar noordwest tot noordnoordwest. Terwijl de trog van de depressie tegen middernacht Noordwest-Duitsland binnenzwenkte, bereikte de depressiekern op 1 februari om 00.00 G.M.T. de Duitse Bocht. Het bij de depressie behorende stormgebied omvatte toen de gehele Noordzee ten westen van de meridiaan 5° O.L. en een groot deel van de Britse eilanden. De storm had snelheden van 49 tot 70 kts uit richtingen tussen noordwest en noord (fig. 1.1.13).

Op 1 februari tussen 03.00 en 05.00 G.M.T. passeerde nog een zwak secundair trogje ons land. Het luchtdrukverschil tussen Vlissingen en vliegveld Eelde liep op tot 23 mb om 03.00 G.M.T. (fig. 1.1.24). Boven land werden de hoogste windsnelheden geregistreerd tussen 31 januari 20.00 G.M.T. en 1 februari 06.00 G.M.T. Op 1 februari 06.00 G.M.T. geraakte de provincie Groningen buiten het stormveld. De kern van de depressie lag toen in Noordwest-Duitsland (fig. 1.1.15) en werd omgeven door een tamelijk ruim gebied zonder storm, in welk gebied het noordoosten van het land zich bevond. Terwijl de kern van de depressie in de loop van 1 februari door Duitsland verder naar het zuidoosten trok en minder diep werd (fig. 1.1.16 en 1.1.18), werden de windsnelheden in ons land slechts langzaam kleiner vanwege de grote uitgestrektheid en de langzame verplaatsing van het stormveld. Dit geldt vooral voor het zuid-

Tabel 1.1.1

		Goeree	Texel	Tersch. Bank
31 januari	15.00 G.M.T.	290/36 ¹⁾	270/40	280/40
	18.00 G.M.T.	290/48	280/56	270/56
	21.00 G.M.T.	290/63	290/56	320/49
1 februari	00.00 G.M.T.	330/58	300/60	340/63
	03.00 G.M.T.	320/55	300/62	340/63
	06.00 G.M.T.	320/60	300/58	340/63
	09.00 G.M.T.	340/57	—	350/55
	12.00 G.M.T.	340/53	—	360/49
	15.00 G.M.T.	340/44	—	360/40
	18.00 G.M.T.	360/41	360/44	010/42
	21.00 G.M.T.	350/40	360/24	020/29
	2 februari	00.00 G.M.T.	360/40	360/21
03.00 G.M.T.		350/40	360/24	030/25
06.00 G.M.T.		020/39	010/27	020/25
09.00 G.M.T.		360/33	010/23	020/32

¹⁾ Windrichting 290°, windsnelheid 36 kts.

westelijk kustgebied zoals o.a. duidelijk blijkt uit de vorenstaande tabel, die een overzicht geeft van de op de Nederlandse lichtschepen waargenomen windsnelheden.

Op 1 februari 18.00 G.M.T. meldde het lichtschip Texel nog 44 kts en het lichtschip Goeree 41 kts, beide uit noord. Pas op 2 februari om 06.00 G.M.T. daalde de windkracht op het lichtschip Goeree beneden de stormgrens.

1.1.2 Uiteraard is ook van belang het windverloop op 31 januari en 1 februari langs de kust zelf. Voor een overzicht hiervan staan ter beschikking de windgegevens van de stations: Vlissingen, Hoek van Holland, Valkenburg, IJmuiden, Den Helder, Vlieland en Noordpolderzijk. Bovendien zijn er nog de registraties van Harlingen en Elburg. Deze laatste twee stations beschikken over een contact-anemometer; op de overige stations staan Dines-anemografen.

De situatie der stations kan in het kort als volgt worden geschetst:

Vlissingen: de windmeter bevindt zich op de meteohut op het voormalige vliegveld, enkele kilometers ten noorden van Vlissingen. De anemometerhoogte is ongeveer 9 m boven maaiveld. In noordwestelijke richting bevinden zich barakken van 2 m hoog op 50 m afstand. De afstand tot de kust bedraagt in deze richting 12 à 13 km.

Hoek van Holland: opstelling op een gebouwtje van Gebr. Dirkwager, uitgebouwd boven de Nieuwe Waterweg, ongeveer 1 km van de kust. Hoogte 9 à 10 m. In noordwestelijke tot noordelijke richting is er belemmering door een toren en gebouwen. Afstand tot de kust in deze richting ca. 1,3 km.

Valkenburg: opstelling op 7 m hoge gebouwen op het vliegveld, 13 m boven het terrein. Afstand tot de kust in noordwestelijke richting ca. 2 km.

IJmuiden: opstelling ten zuiden van de haven op de duinen, ongeveer 9 m boven de duintop.

Den Helder: de Dines-vaan bevindt zich ten westen van de stad op een vierkante toren, 14,3 m boven het maaiveld vlak achter de dijk aan de noordkant van de punt van Noord-Holland.

Vlieland: opstelling op een gebouwtje bij de haven aan de zuidelijke kant van de noordpunt. Hoogte 9 m boven de grond. Bij richtingen van noordwest tot noord komt de wind ongeveer 1 à 1,5 km over land.

Noordpolderzijk: de Dines-vaan bevindt zich op het zijhuis van het waterschap Noordpolder, ten noorden van Usquert. De vaan staat 13 m boven maaiveld. Hoogte van het huis $6\frac{1}{2}$ m. Afstand tot de Waddenzeedijk 25 m.

Harlingen: de Robinson-anemometer is aan de zuidkant van de haven geplaatst op een klein gebouwtje, 10 m boven de grond.

Elburg: opstelling op het peilschaalhuisje bij de haven, 9 à 10 m boven de grond; ongeveer $\frac{3}{4}$ km van de IJsselmeerkust in noordwestelijke tot noordelijke richting.

Bij de beoordeling van de windsnelheden moet omtrent de nauwkeurigheid van de windmeters het volgende in aanmerking worden genomen. De Dines-anemograaf kan zeker niet als een precisie-instrument worden beschouwd en wel om de volgende redenen:

- a. De nulpuntsinstelling geeft in de praktijk steeds aanleiding tot moeilijkheden. De juiste stand van de drijver t.o.v. de waterspiegel is, zonder dat het instrument „kleeft”, zeer moeilijk goed te krijgen en te houden.
- b. Ten gevolge van een z.g. „omslagpunt” in de laminaire grenslaag om de stuwuis treedt bij ijking in de windtunnel bij een snelheid van ongeveer 16 m/sec een discontinuïteit op. Dit betekent bij metingen in de natuurlijke wind een onzekerheid in dit gebied.
- c. De buigtheid van de wind is in verband met de kwadratische relatie tussen snelheid en druk oorzaak van een te hoog gemiddelde.

Bij elkaar geven deze drie punten een onzekerheid in de verkregen windsnelheden. Hoe ver de metingen van de ware windsnelheid afwijken, valt niet te zeggen.

Voor de onderlinge vergelijkbaarheid is alleen a. van belang. Naar schatting kunnen hierdoor verschillen van enkele procenten optreden.

Om het verloop van de windsnelheid langs de kust na te gaan is reductie van de gegevens van sommige stations tot op de kust nodig. De stations Vlissingen, Valkenburg en Vlieland liggen niet direct aan de Noordzeekust. Ook de waarnemingen van Hoek van Holland zijn, althans bij richtingen van noordnoordwest tot noord, gecorrigeerd. Bovendien zijn, voor zover nodig, hoogtereducties toegepast tot op 10 m. Voor deze reducties is gebruik gemaakt van de gegevens van BRAAK (Het klimaat van Nederland. C. Luchtdrukking. D. Wind., Mededelingen en Verhandelingen no. 32, Kon. Ned. Met. Inst.). Een overzicht van de resultaten geven de figuren 1.1.26 en 1.1.27. Fig. 1.1.26 geeft de ongereduceerde uurgemiddelden der windsnelheid met de maximumstoot in dat uur. (Aangezien voor het reduceren van maximum stoten geen gegevens beschikbaar zijn, zijn deze, ongereduceerd, in beeld gebracht tezamen met de ongereduceerde windsnelheden.)

Fig. 1.1.27 geeft:

1. de gemiddelde windsnelheid per uur, gereduceerd tot de kust en op 10 m hoogte;
2. de buigtheid per uur (*b*), d.w.z. de gemiddelde amplitudo¹⁾ gedeeld door gemiddelde snelheid (ongereduceerd);
3. de windrichting.

De meet-onnauwkeurigheid in aanmerking nemende kan men zeggen, dat het windverloop in het kustgebied van Vlissingen tot IJmuiden overal vrijwel hetzelfde beeld vertoont. Dat Valkenburg een iets lager en IJmuiden juist een iets hoger maximum heeft, kan waarschijnlijk uit de bijzondere ligging van deze stations worden verklaard. Hoewel voor Valkenburg een kustreductie is toegepast, kan het zijn, dat deze reductie eigenlijk iets te gering was in verband met het feit, dat de windmeter in het laag gelegen gebied vlak achter de duinen staat. De windmeter te IJmuiden is daarentegen boven op een duintop opgesteld. Daar de Dines-vaan zich vrijwel 10 m boven deze duintop bevindt, is geen hoogte-reductie toegepast. Om de waarden van dit station echter volkomen met de andere vergelijkbaar te maken, zou het basisvlak eigenlijk iets lager gedacht moeten worden. Aangezien niet te bepalen is, hoeveel, is deze correctie echter niet toegepast.

Voor het genoemde kustgebied is het windverloop in het kort als volgt geweest: zaterdag 31 januari 's morgens tot 08.00 à 09.00 G.M.T. geleidelijke toeneming tot snelheden tussen 15 à 20 m/sec. Tot ca. 16.00 à 18.00 G.M.T. schommeling op dit niveau. Daarna tot 22.00 G.M.T. sterke toeneming tot het maximum van ca. 26 m/sec. Van 31 januari 22.00 G.M.T. tot 1 februari 16.00 G.M.T. geleidelijke daling tot 18 à 20 m/sec. Daarna snelle afnemning tot 10 à 12 m/sec in de avond van 1 februari.

In het noorden vertoont het windverloop een totaal ander beeld. Bij de stations Den Helder, Vlieland en Harlingen valt bijvoorbeeld een tijdelijke afnemning van de wind omstreeks 20.00 G.M.T. te constateren. In Vlieland is voorts de kracht van de storm aanmerkelijk minder geweest dan in de meer zuidelijk gelegen stations. Ook in Den Helder was het maximum waarschijnlijk al iets geringer dan meer naar het zuiden het geval was. Bovendien is het beeld van het verloop van de windkracht op Vlieland enigszins anders. Pas in de nacht (23.00 à 24.00 G.M.T.) van 31 januari op 1 februari is er sprake van sterke toeneming der windsnelheid, nl. van 16 tot 22 m/sec. Reeds omstreeks 10.00 à 12.00 G.M.T. op 1 februari was hier de grote windkracht voorbij.

In Noordpolderzijl is van het voor de storm karakteristieke maximum niets over.

Het beeld van het verloop in Harlingen en Elburg komt vrijwel met dat van Vlieland overeen.

Naar aanleiding van de grafiek van de buigtheid (*b* in fig. 1.1.27) valt nog het volgende op te merken. De twee stations IJmuiden en Den Helder geven een laag gemiddelde ($\bar{b} \approx 0,5$) te zien. Dit is ongeveer de waarde, die een „normale” wind boven land vertoont. Daarentegen geven Vlissingen,

¹⁾ Onder gemiddelde amplitudo moet men hier verstaan een globale schatting van het verschil tussen de gemiddelde waarde van de maxima en de gemiddelde waarde van de minima tijdens een uurvak.

Valkenburg en Vlieland een veel grotere buigtheid te zien. Bij de eerste twee stations bevindt de windmeter zich vrijwel vlak aan zee. Bij de andere drie moet de lucht eerst over land stromen vóór de anemometer wordt bereikt. In Hoek van Holland ten slotte is (b) aanvankelijk klein maar neemt later toe. In het begin waait de wind over de Waterweg, later over de kust en langs de belemmerende gebouwen. Hier blijkt dus duidelijk, dat door de wrijving, die de obstakels boven land veroorzaken, een grotere buigtheid ontstaat. Doordat de wind over land gaat waaien, neemt dus de gemiddelde snelheid af maar de buigtheid toe.

Men kan dan ook opmerken, dat in het algemeen in Zeeland en Zuid-Holland aan de noordwestkant van de eilanden tijdens de storm de gemiddelde windsnelheid groter was dan aan de zuidkant maar daarentegen de buigtheid aan de zuidkant groter dan aan de noordkant.

1.1.3 Toelichting op de in de weerkaarten gebruikte symbolen

Op de weerkaarten stellen de getrokken lijnen isobaren voor (d.z. lijnen, die plaatsen met gelijke luchtdruk, herleid op zeeniveau, verbinden). Zij zijn om de 5 millibar getekend. De waarde van de luchtdruk is bij de isobaren vermeld. L geeft het centrum van een gebied van lage druk aan, H de kern van een gebied van hoge luchtdruk.

De lijnen, voorzien van halve bolletjes of driehoekjes of van beide, zijn de fronten. Gesloten halve bolletjes duiden op een temperatuurstijging in de onderste luchtlagen, open halve bolletjes op een temperatuurstijging in de hogere luchtlagen. Gesloten driehoekjes geven een temperatuurdaling in de onderste luchtlagen aan, open driehoekjes een temperatuurdaling in de hogere luchtlagen. De fronten bewegen in de richting van de bolletjes, c.q. de driehoekjes. Bij een vrijwel stilliggend front worden de tekens afwisselend aan beide zijden van de lijn geplaatst.

Bij een aantal landstations en schepen zijn enkele gegevens vermeld, volgens nevenstaand schema.

Het streepje voor de windrichting is voorzien van een aantal dwarsstreepjes, die de windsnelheid aangeven. Een volledig dwarsstreepje geldt voor 10 knopen, een half dwarsstreepje voor 5 knopen. Een snelheid van 50 knopen wordt aangegeven door een driehoek.

Van het stationscirkeltje is een gedeelte zwart gemaakt, dat even groot is als het gedeelte van de hemel, dat met wolken is bedekt.

Daaromheen zijn gegroepeerd:

TT de temperatuur in graden Celsius;

ww de weergesteldheid op het ogenblik van waarneming of in het daaraan voorafgegane uur;

VV het horizontale zicht;

T_dT_d de dauwpuntstemperatuur in graden Celsius;

PPP de luchtdrukwaarde met weglating van voorste 9 of 10;

app de tendens en het bedrag van de luchtdrukverandering in de voorafgegane 3 uur;

W de weersgesteldheid in de 6 uren, voorafgegaan aan de waarneming.

Bij schepen zijn ook de wolkensoorten en de hoeveelheid en basishoogte van de lage wolken vermeld. Bovendien is onder de dauwpuntstemperatuur aangegeven het verschil tussen de temperatuur van de lucht en die van het zeewater, afgerond op gehele graden Celsius.

De symbolen voor ww en W zijn de volgende:

∞	heig	✕	sneeuw
=	nevel	△	motsneeuw
≡	mist (zicht minder dan 1 km)	△	hagel
,	motregen	▽	bui
.	regen	⌞	onweer

Is het symbool tussen haakjes geplaatst, dan is het verschijnsel op enige afstand opgetreden.

Met het teken] achter het symbool wordt aangegeven, dat het verschijnsel in het uur, voorafgaande aan de waarneming, is voorgekomen. Zo betekent *] sneeuw in het afgelopen uur, maar niet op het ogenblik van waarneming. Verder betekent ☺ regen die de grond niet bereikt.

Topografie 500 mb

Het vlak, waarin de luchtdruk 500 mb bedraagt, is niet horizontaal, maar „heuvelachtig”. Het wordt in kaart gebracht met behulp van lijnen, die de punten verbinden, waar het vlak een gelijke hoogte boven zeeniveau heeft. Deze „hoogtelijnen” zijn om de 4 decameter getekend. De hoogte is in decameters bij de lijnen vermeld.

Het patroon van de hoogtelijnen geeft een beeld van de luchtstroming tussen 4,5 en 6 km op dezelfde wijze als waarop het isobarenveld van de weerkaart een beeld geeft van de circulatie nabij het aardoppervlak.

De getallen rechts van de waarnemingsstations geven de hoogte van het 500 mb-vlak in decameters, de getallen links ervan de temperatuur in graden Celsius.

De pijlen met dwarsstreepjes geven de windrichting en windsnelheid aan op dezelfde wijze als in de weerkaarten.

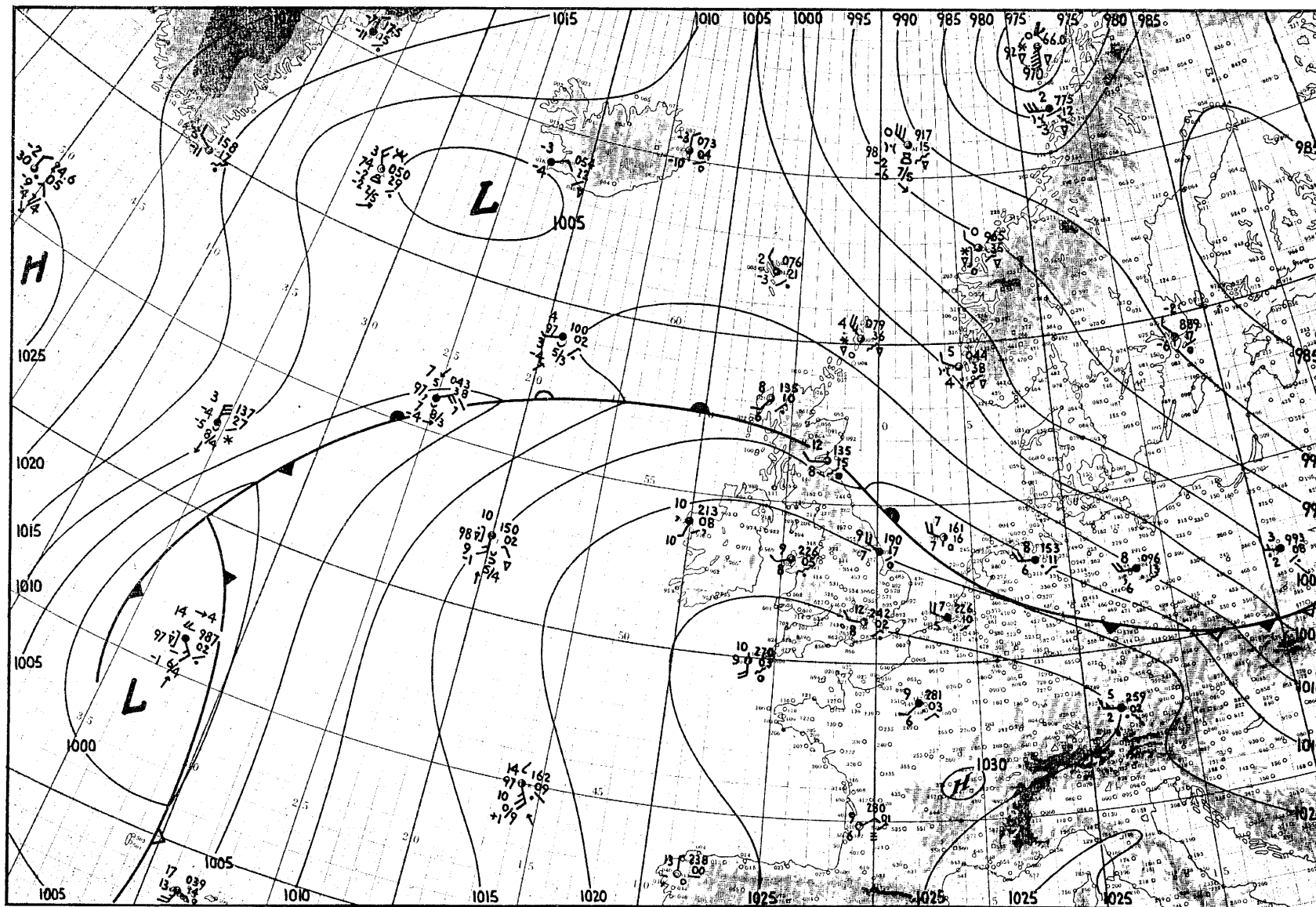


Fig. 1.1.1. Weerkaart 29 januari 12.00 G.M.T.

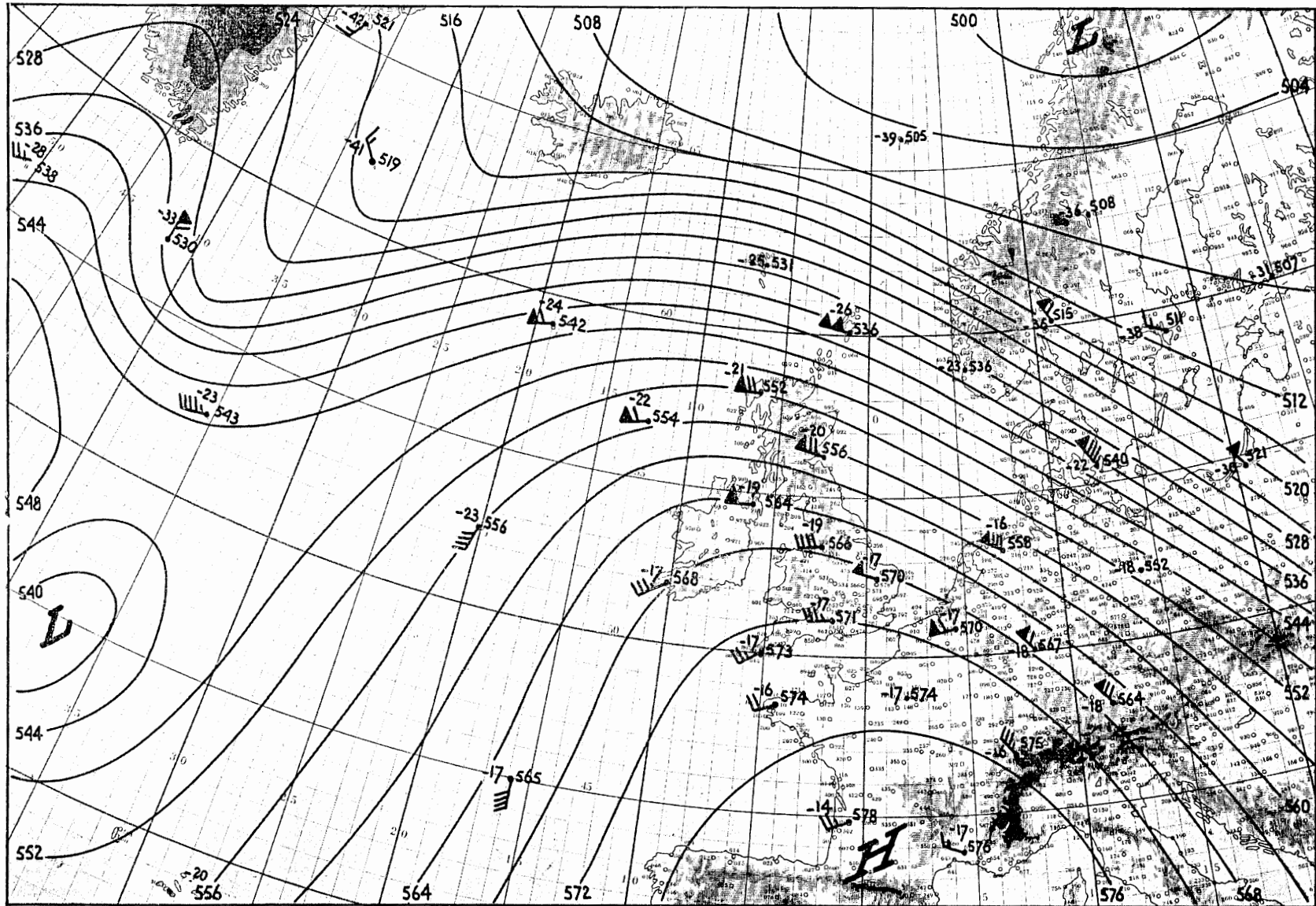


Fig. 1.1.2. Topografie 500 mb 29 januari 15.00 G.M.T.

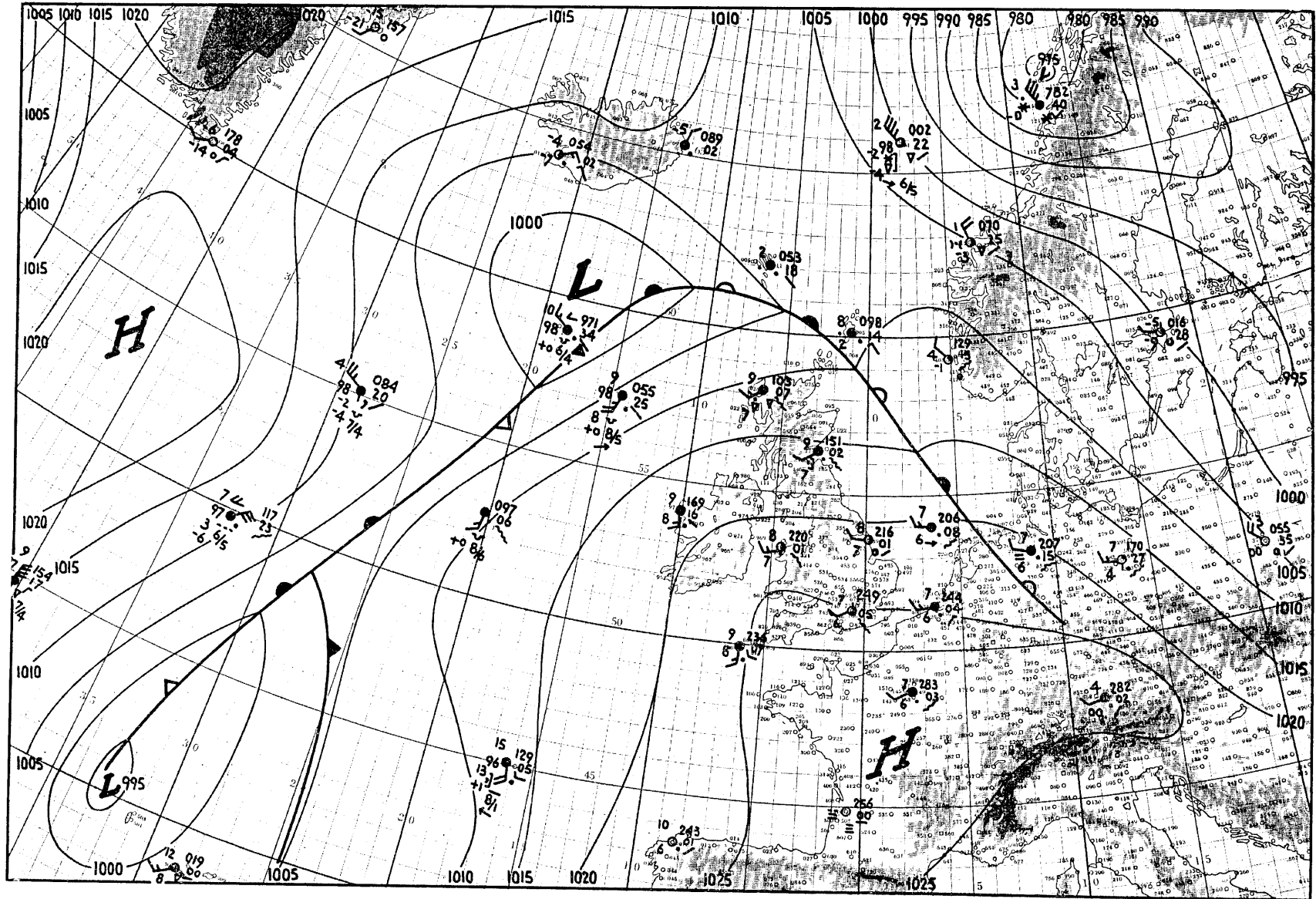


Fig. 1.1.3. Weerkaart 30 januari 00.00 G.M.T.

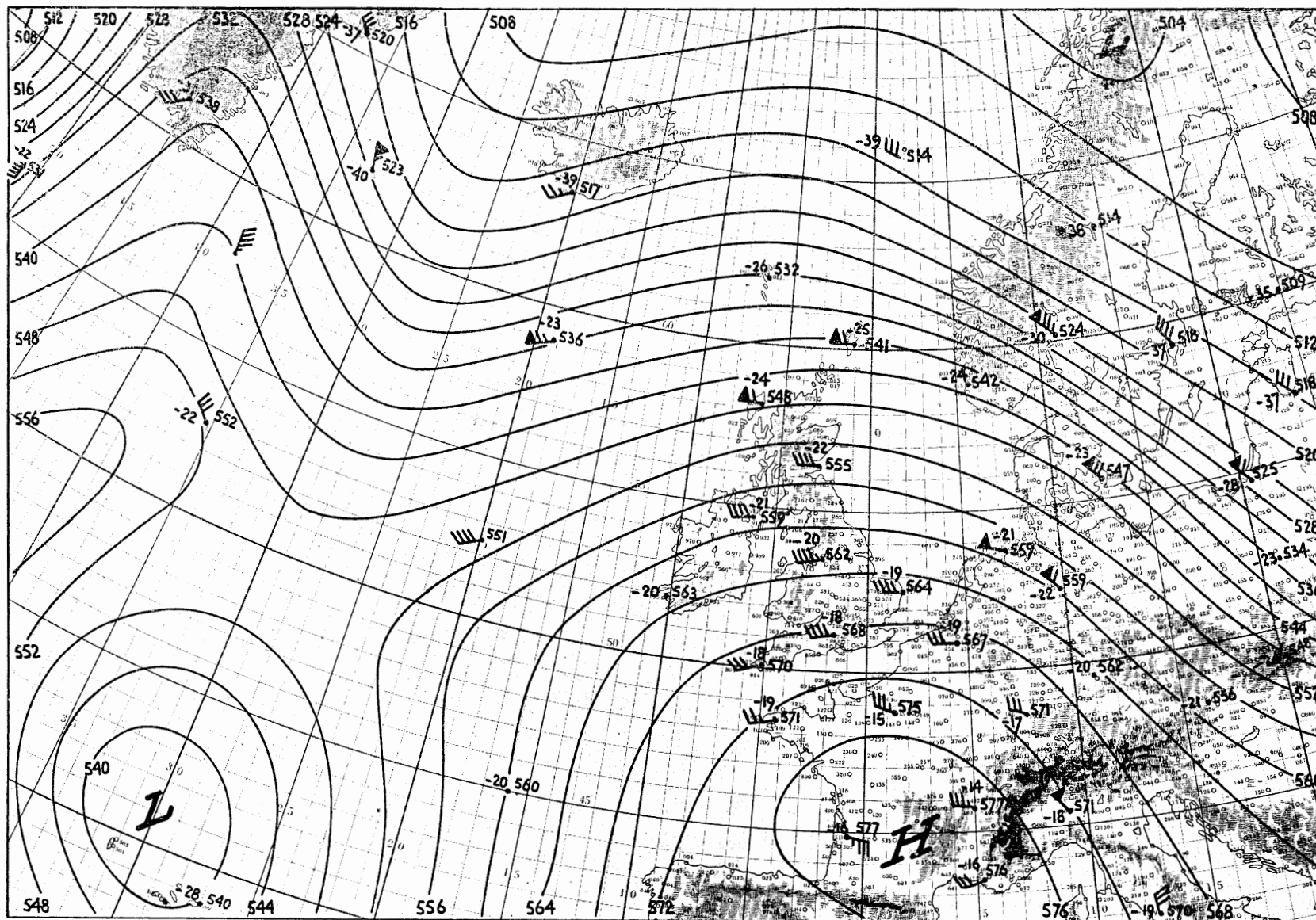


Fig. 1.1.4. Topografie 500 mb 30 januari 03.00 G.M.T.

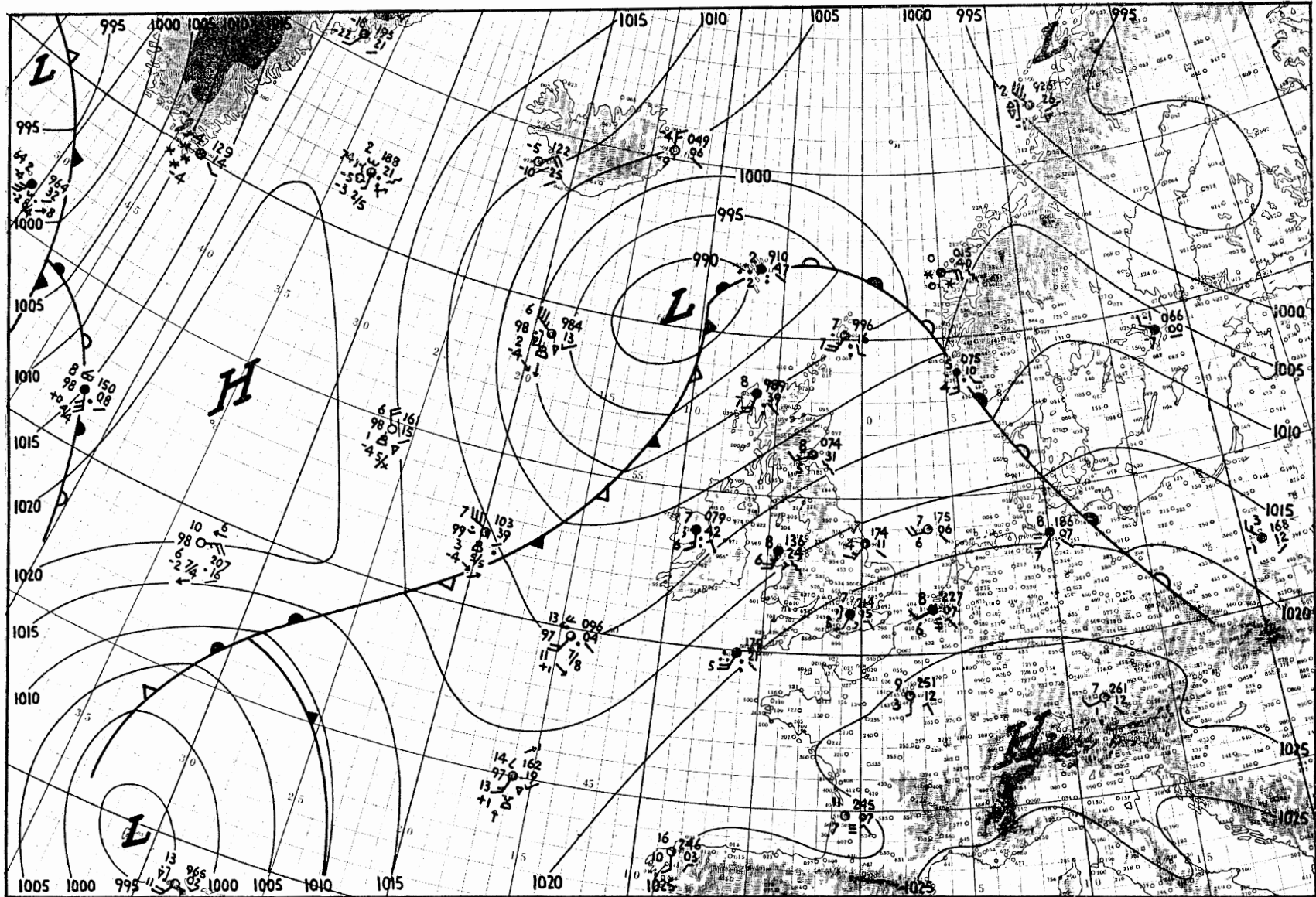


Fig. I.1.5. Weerkaart 30 januari 12.00 G.M.T.

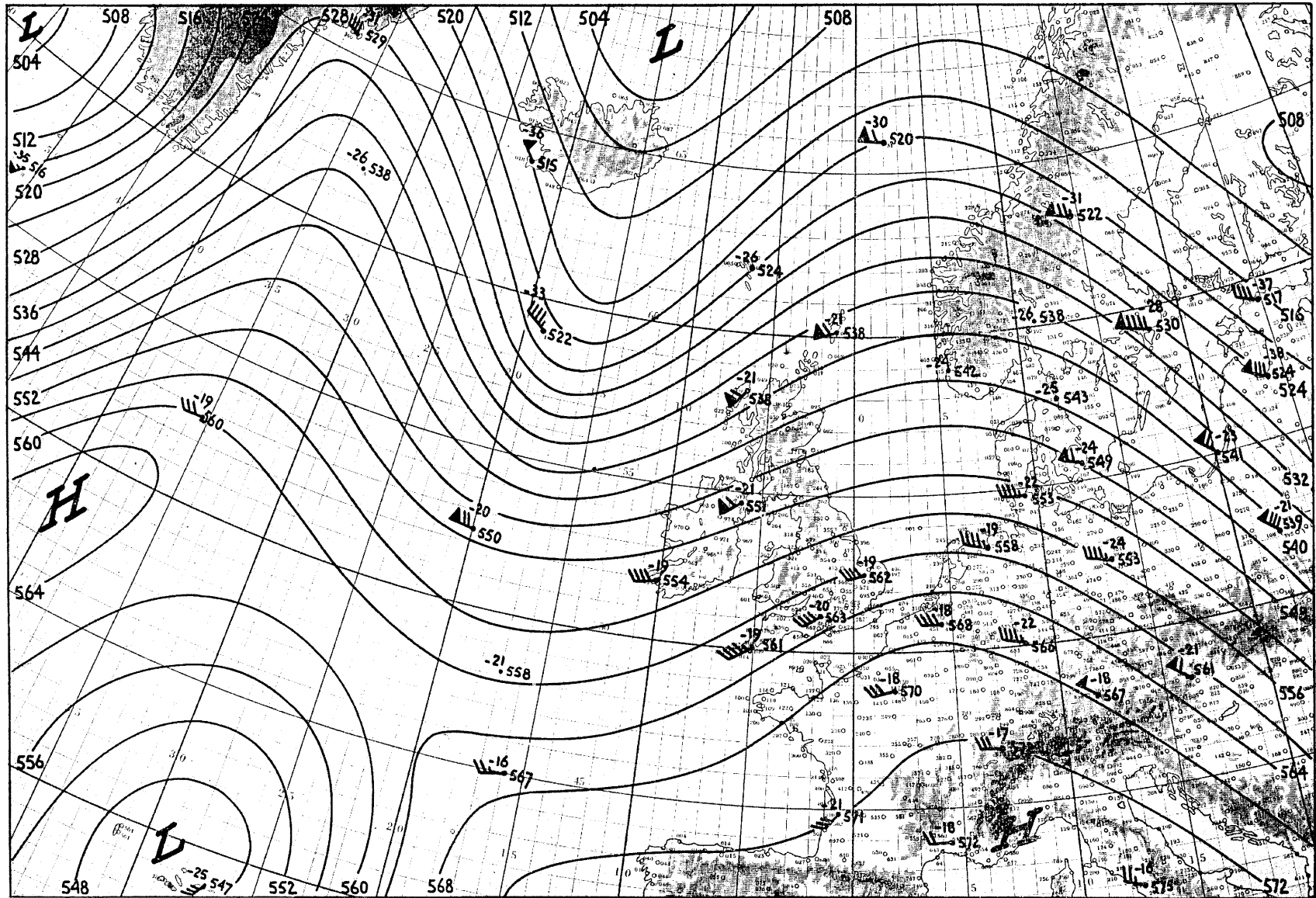


Fig. 1.1.6. Topografie 500 mb 30 januari 15.00 G.M.T.

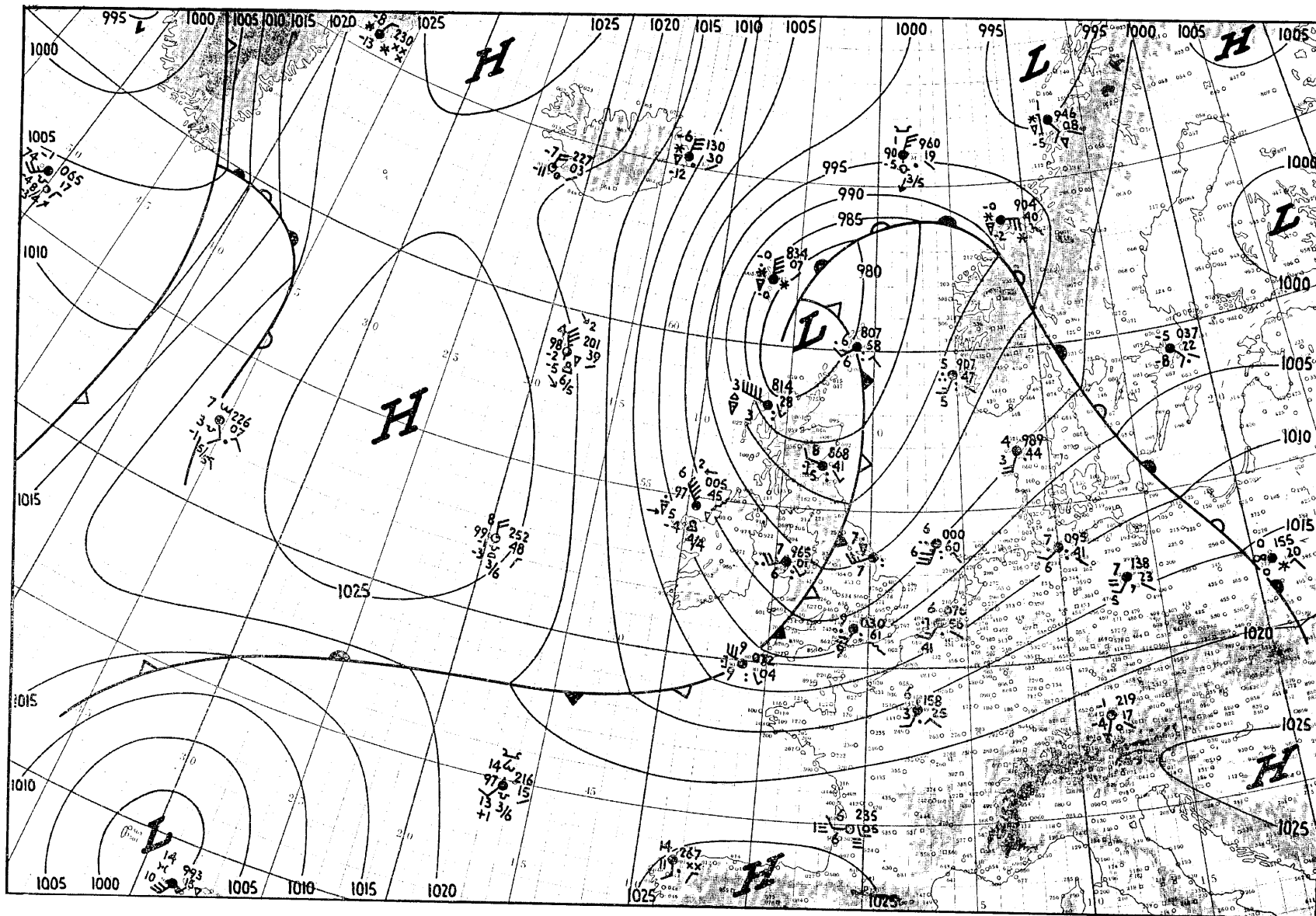


Fig. 1.1.7. Weerkaart 31 januari 00.00 G.M.T.

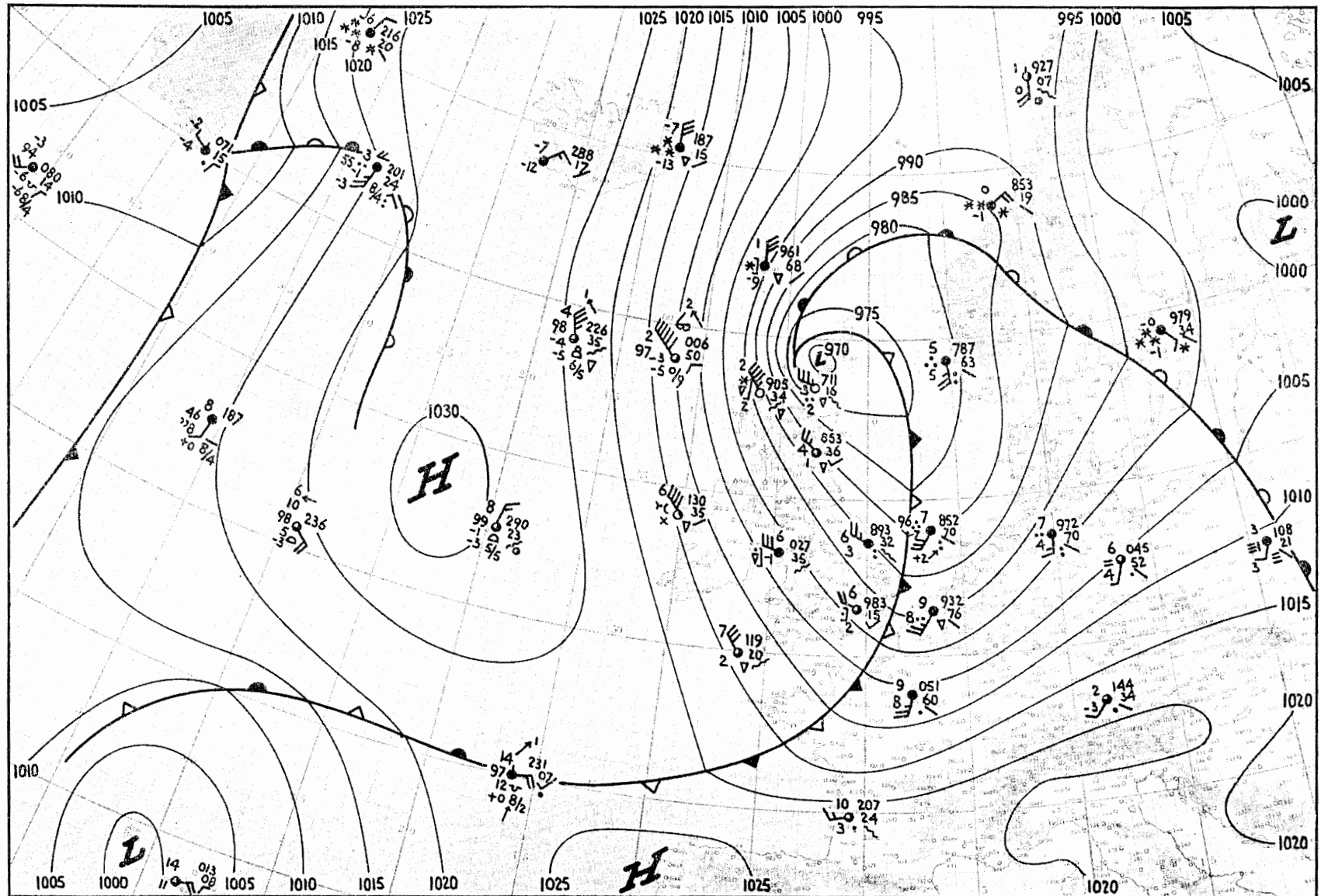


Fig. 1.1.9. Weerkaart 31 januari 06.00 G.M.T.

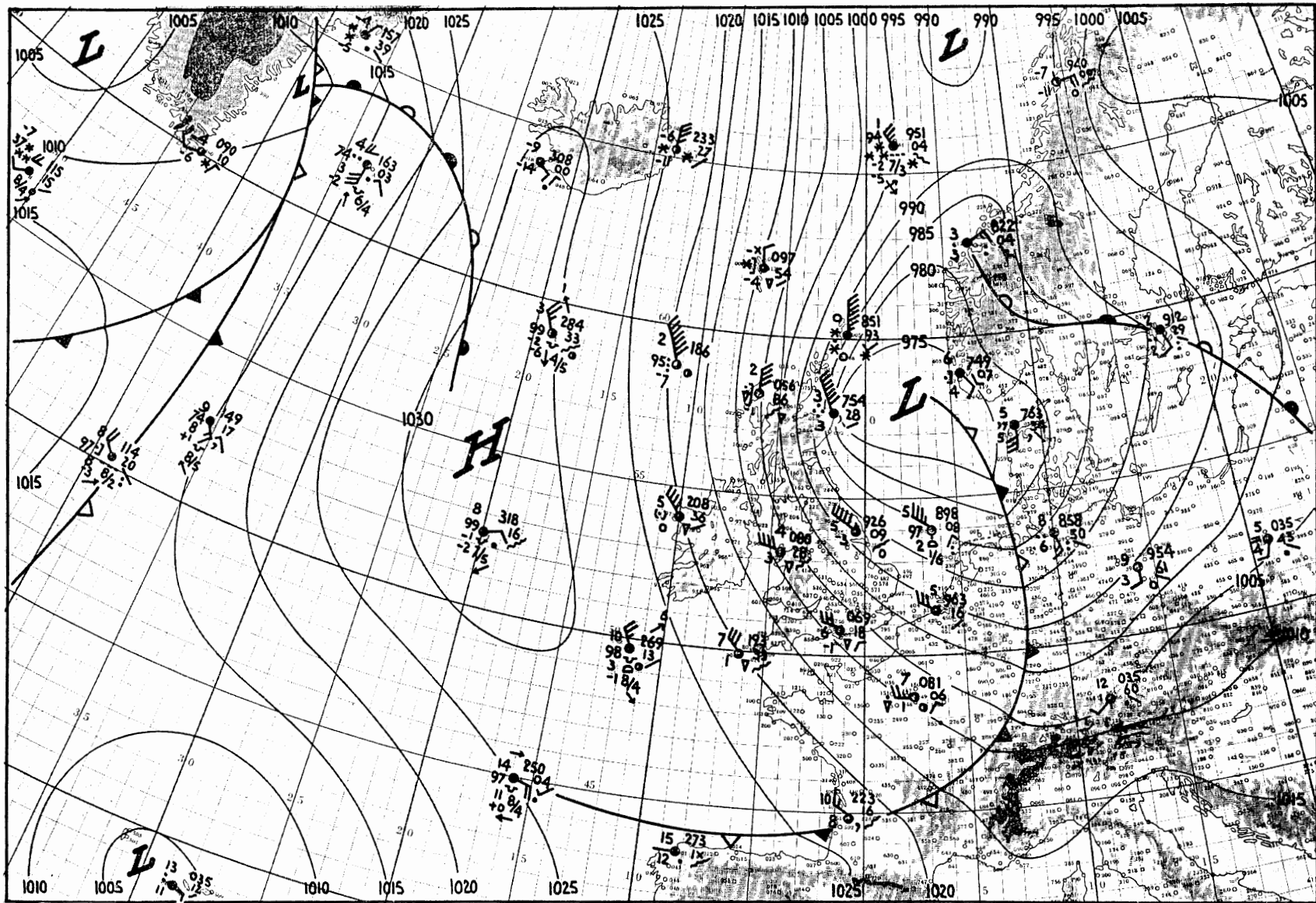


Fig. I.1.10. Weerkaart 31 januari 12.00 G.M.T.

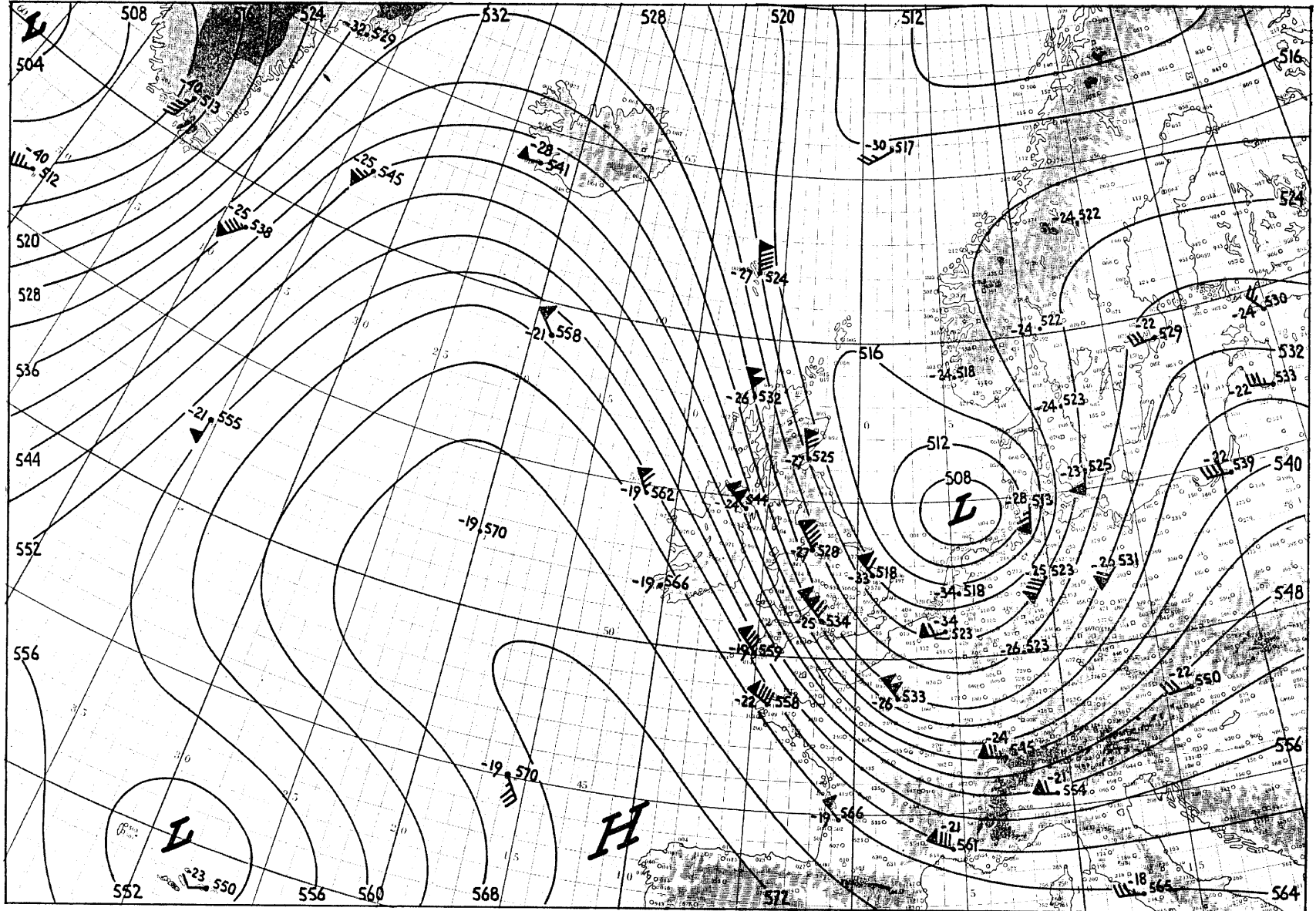


Fig. 1.1.11. Topografie 500 mb 31 januari 15.00 G.M.T.

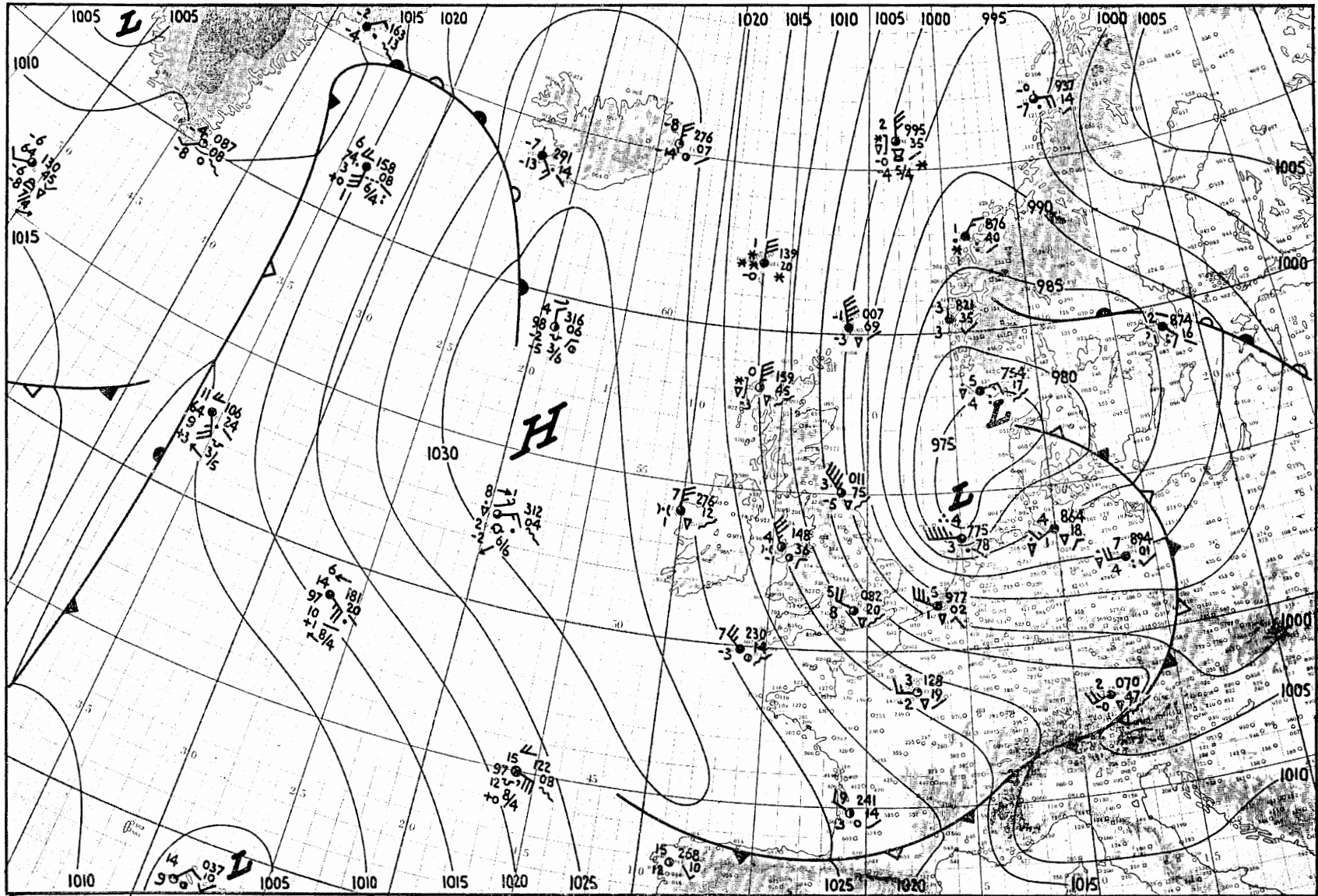


Fig. 1.1.12. Weerkaart 31 januari 18.00 G.M.T.

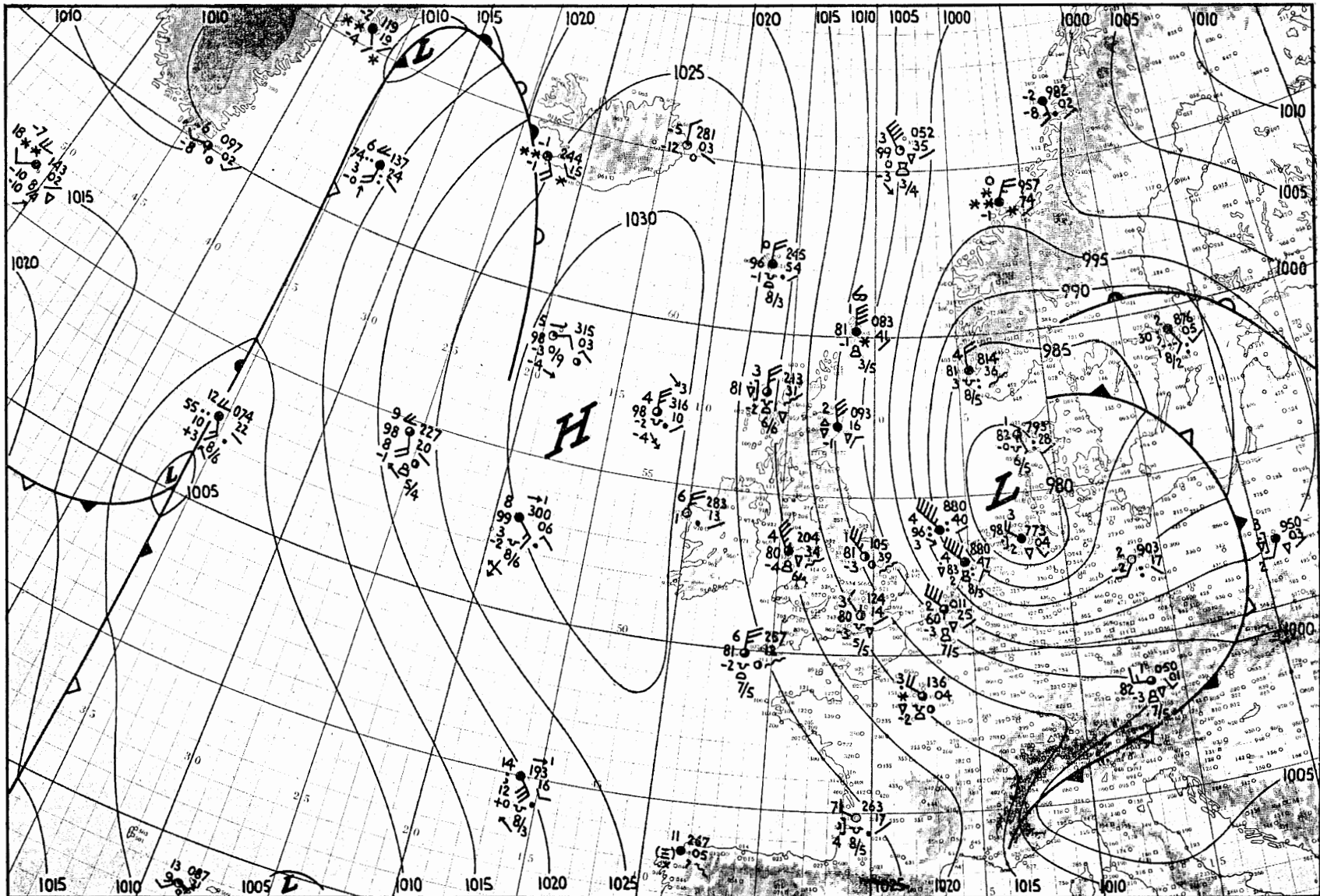


Fig. 1.1.13. Weerkaart 1 februari 00.00 G.M.T.

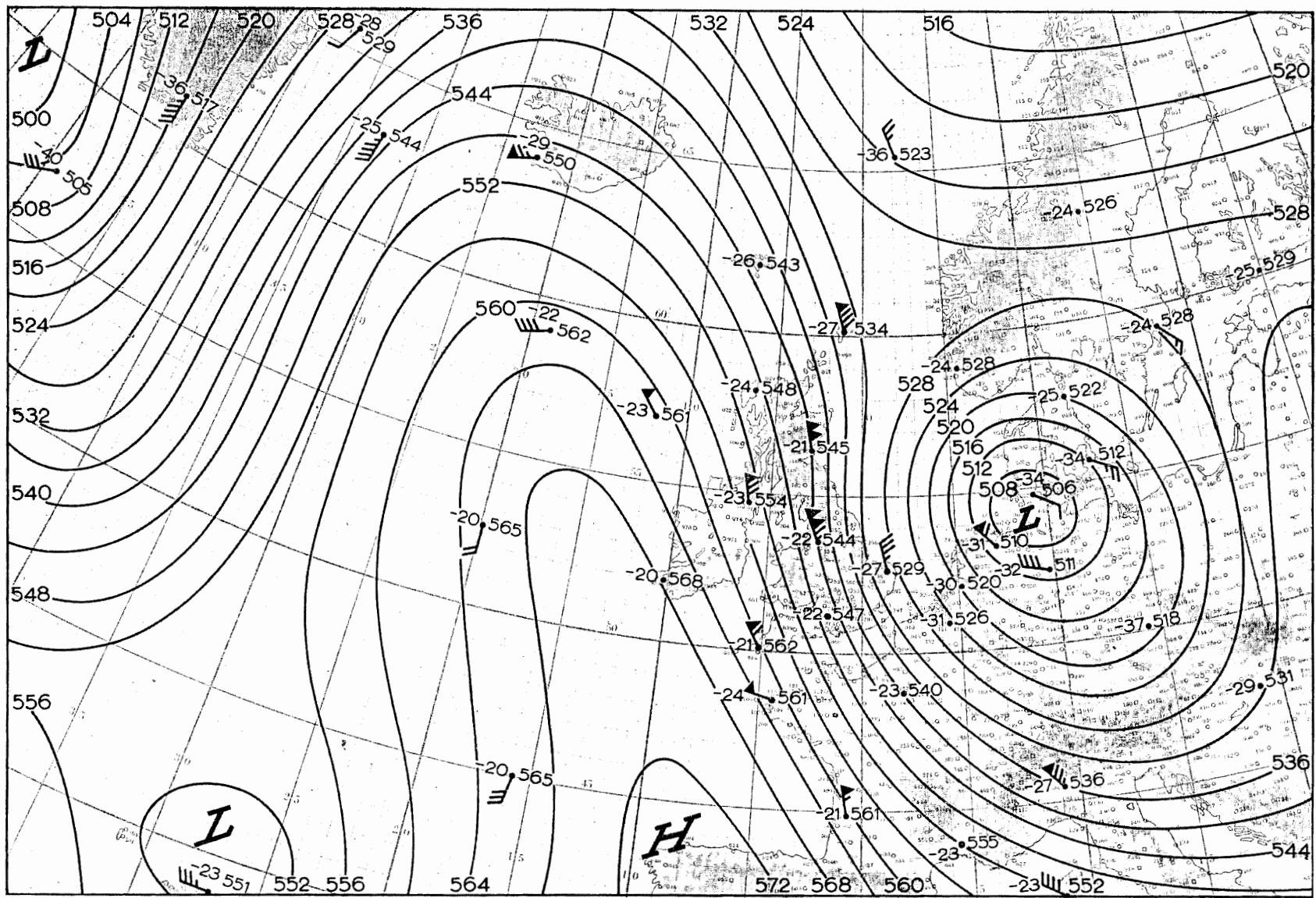


Fig. I.1.14. Topografie 500 mb 1 februari 03.00 G.M.T.

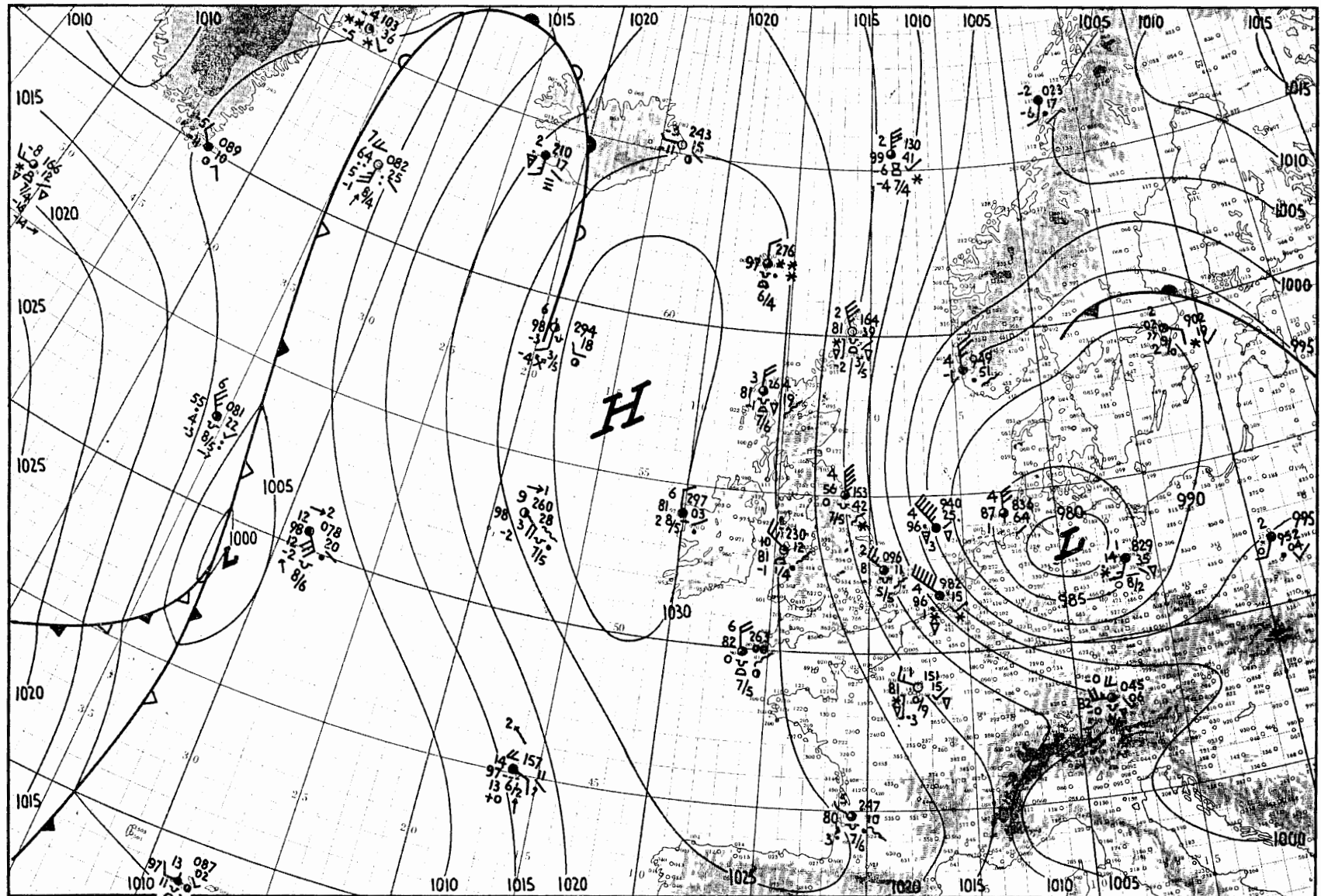


Fig. I.1.15. Weerkaart 1 februari 06.00 G.M.T.

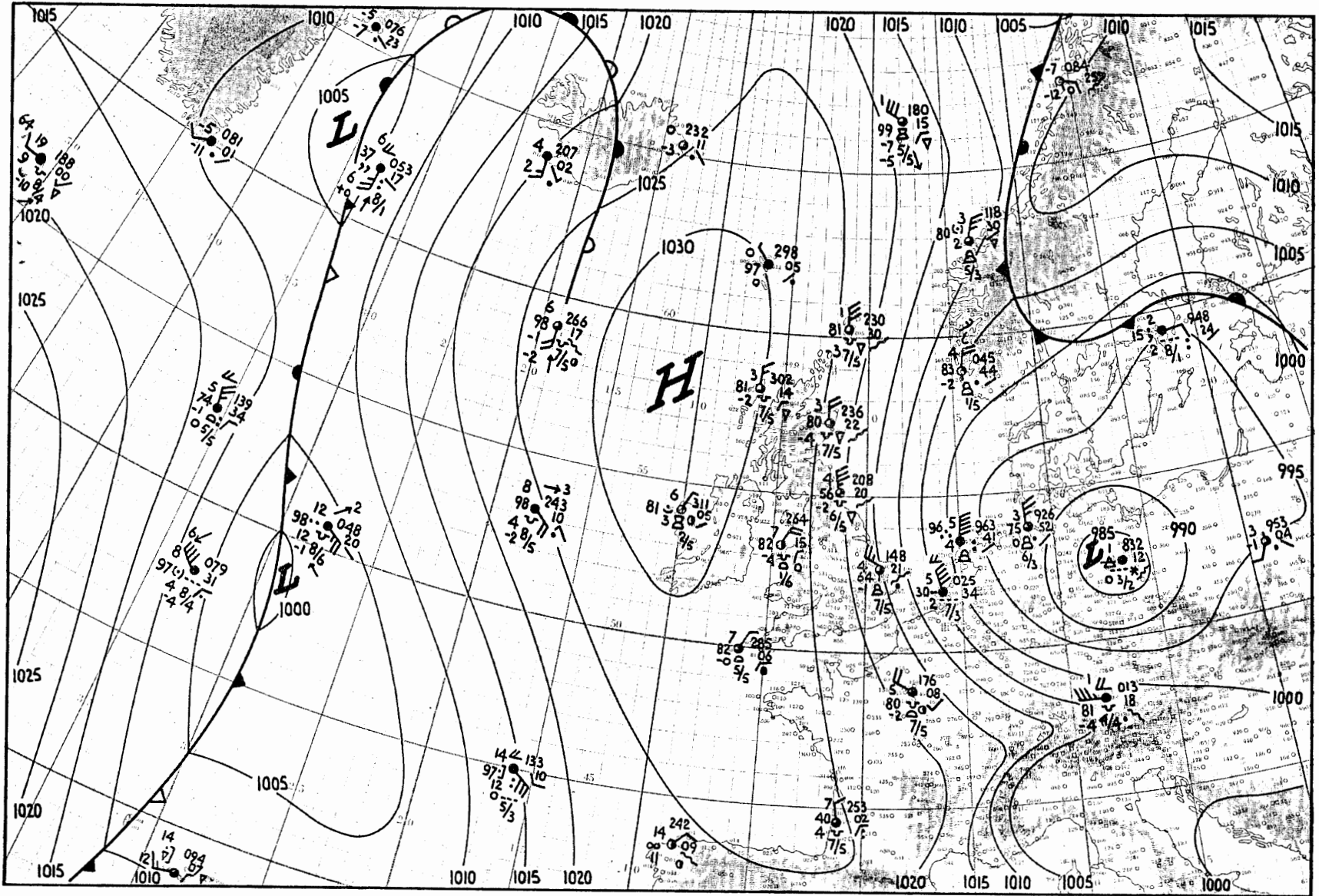


Fig. 1.1.16. Weerkaart 1 februari 12.00 G.M.T.

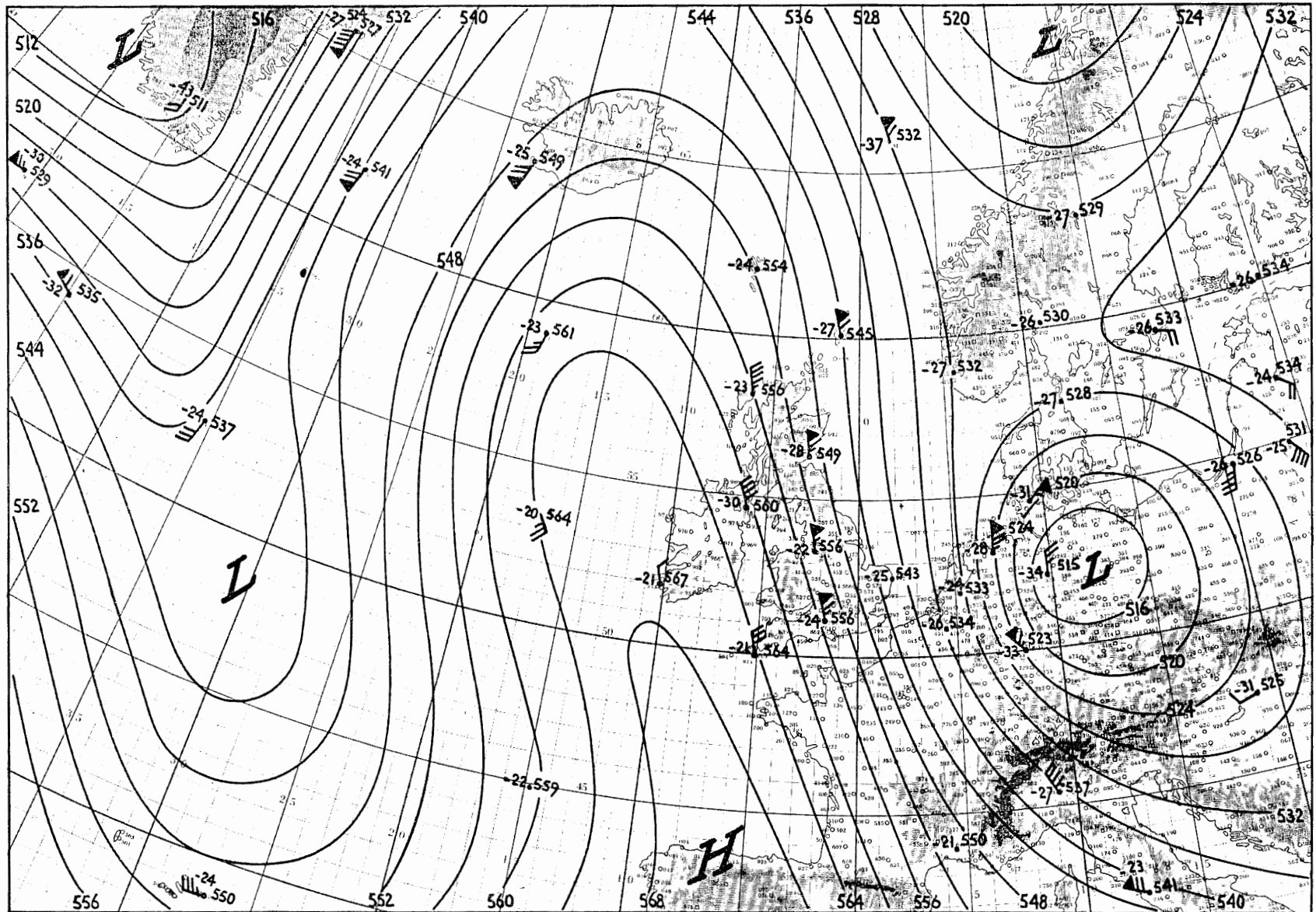


Fig. 1.1.17. Topografie 500 mb 1 februari 15.00 G.M.T.

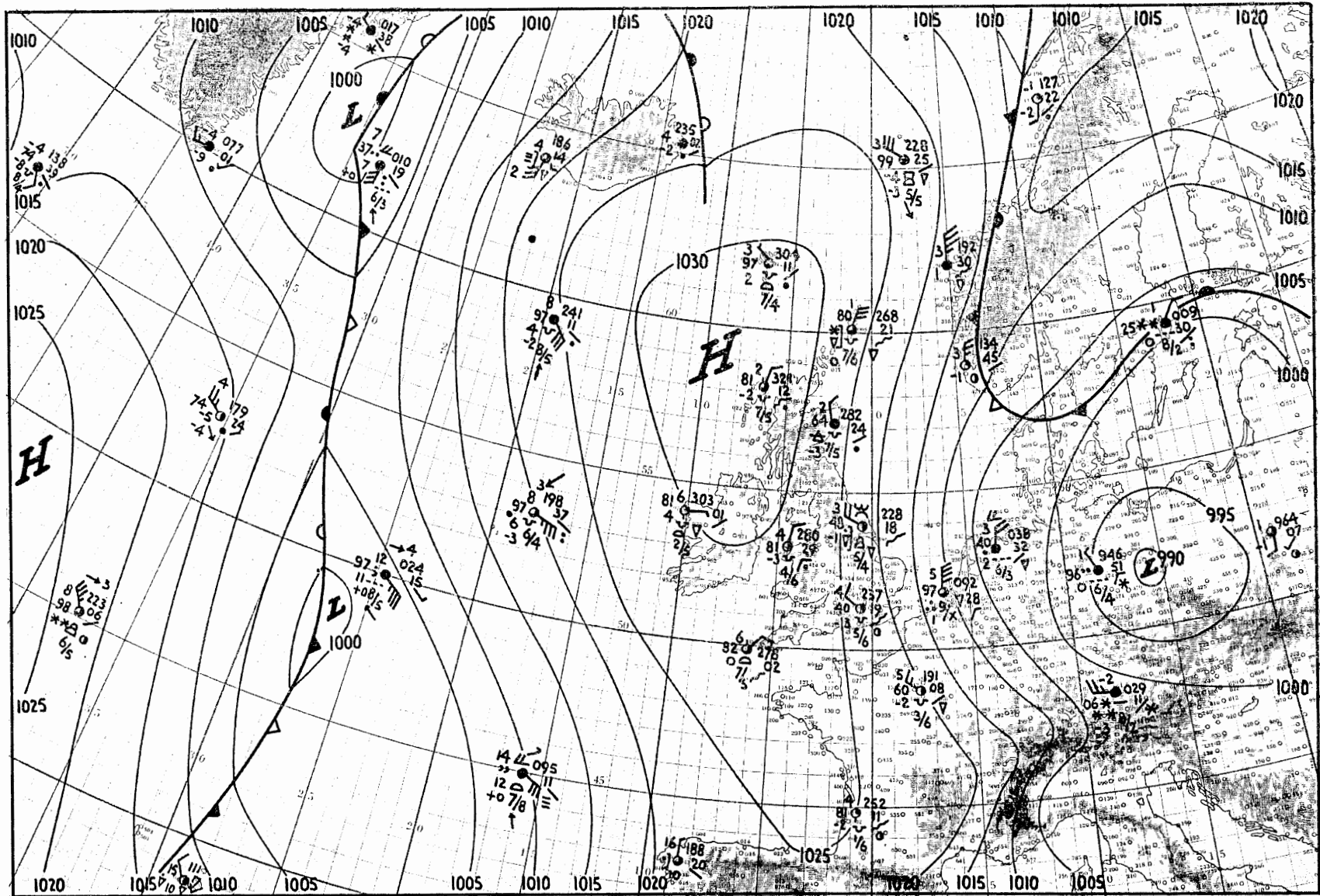


Fig. 1.1.18. Weerkaart 1 februari 18.00 G.M.T.

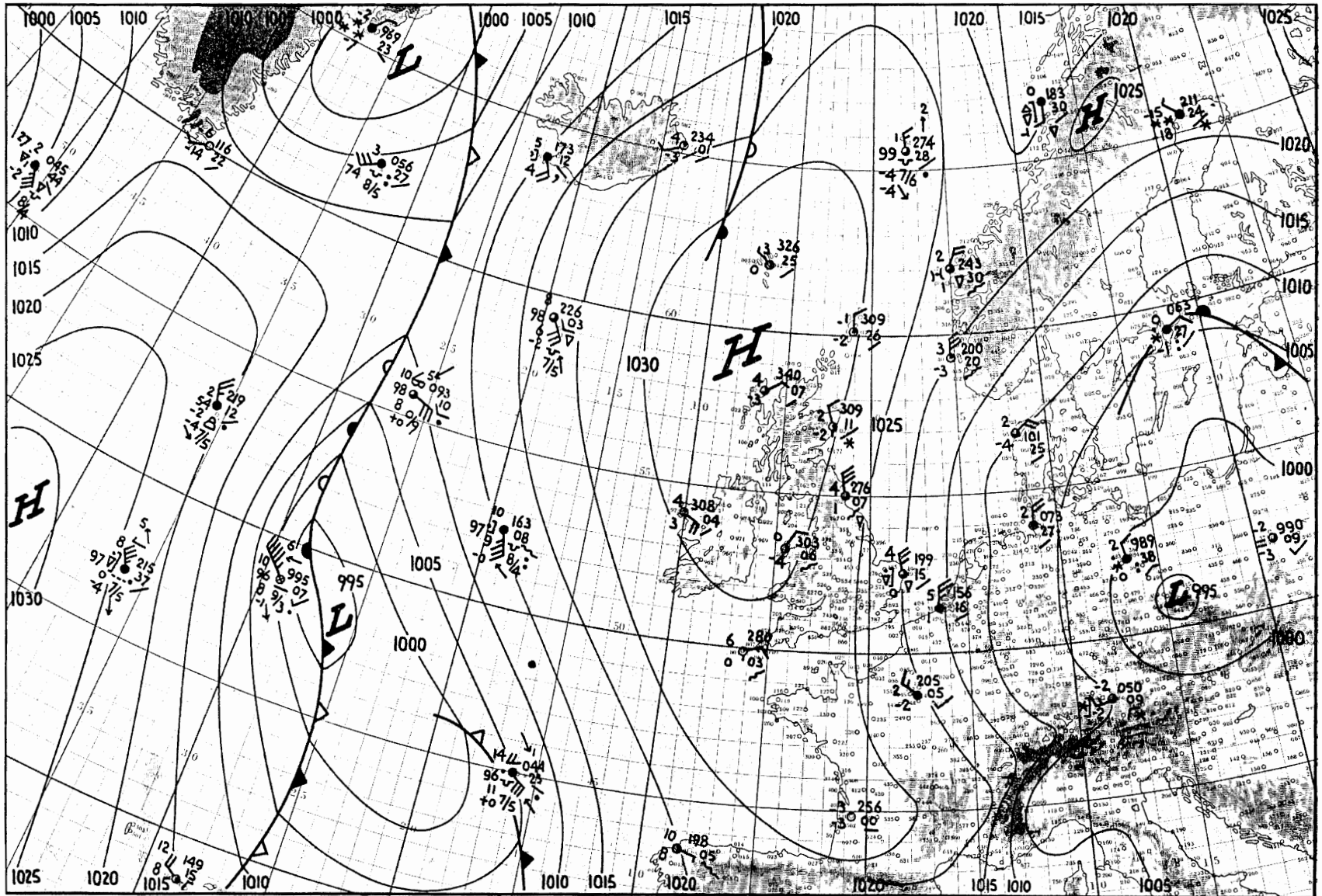


Fig. 1.1.19. Weerkaart 2 februari 00.00 G.M.T.

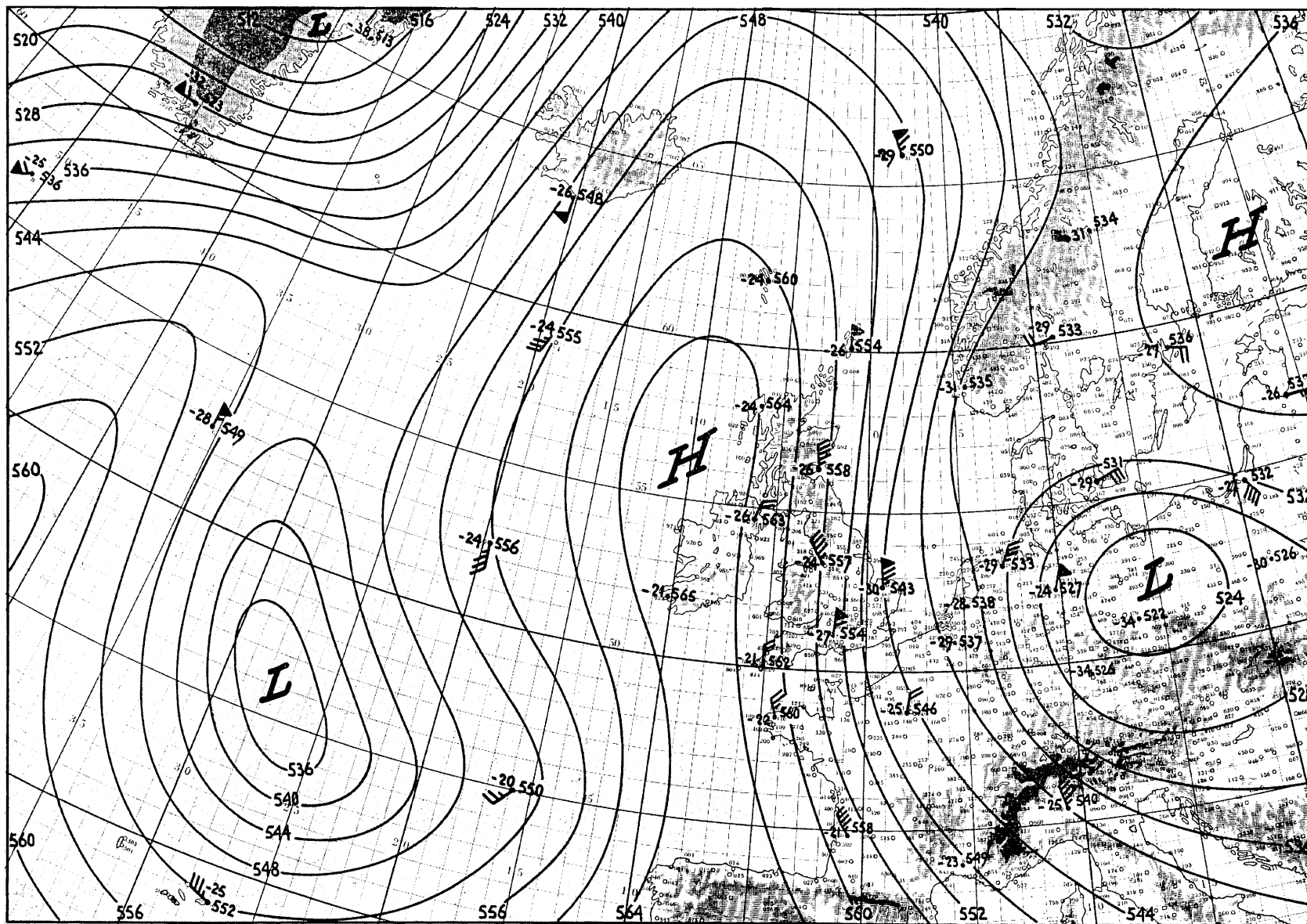


Fig. 1.1.20. Topografie 500 mb 2 februar 03.00 G.M.T.

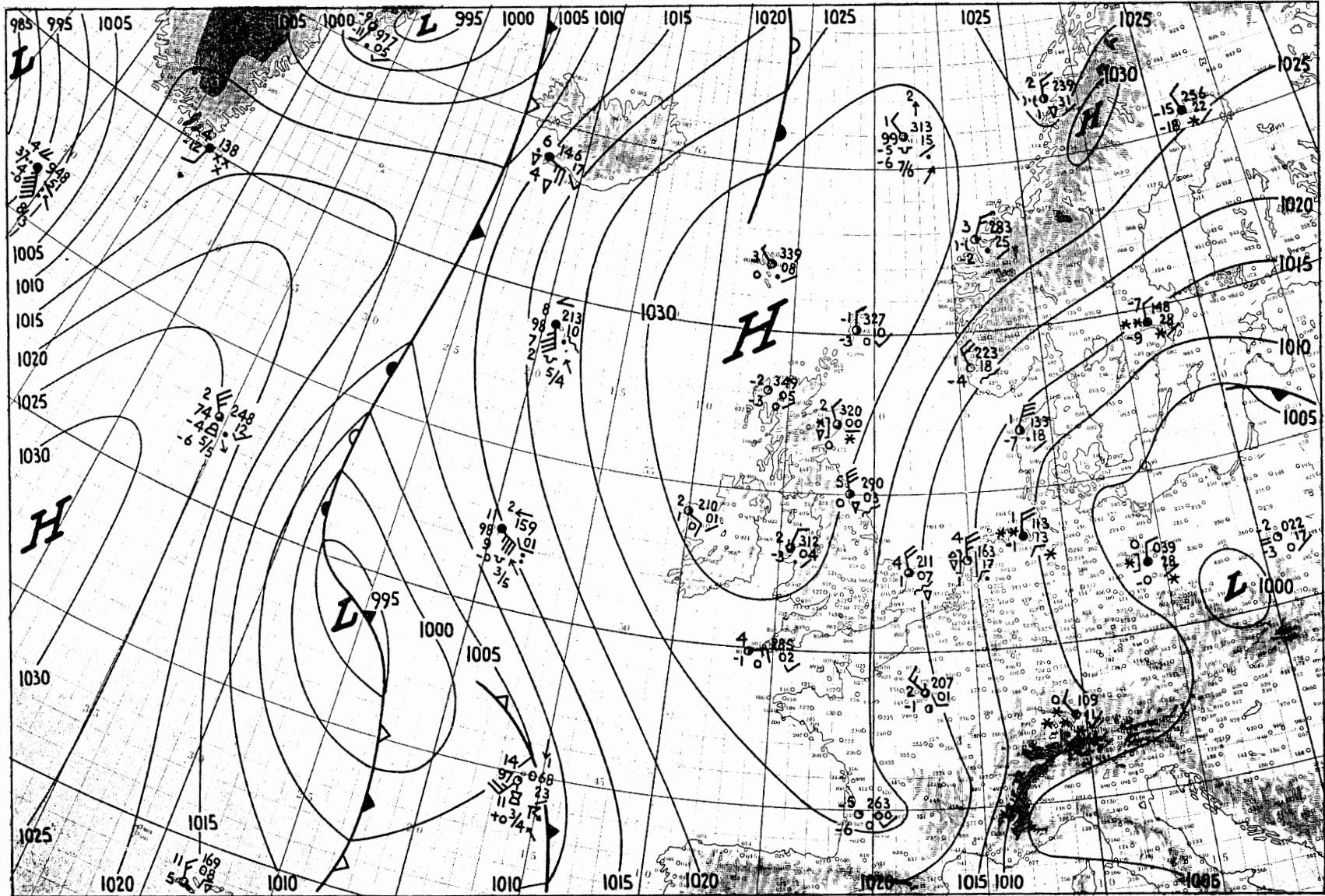


Fig. I.1.21. Weerkaart 2 februari 06.00 G.M.T.

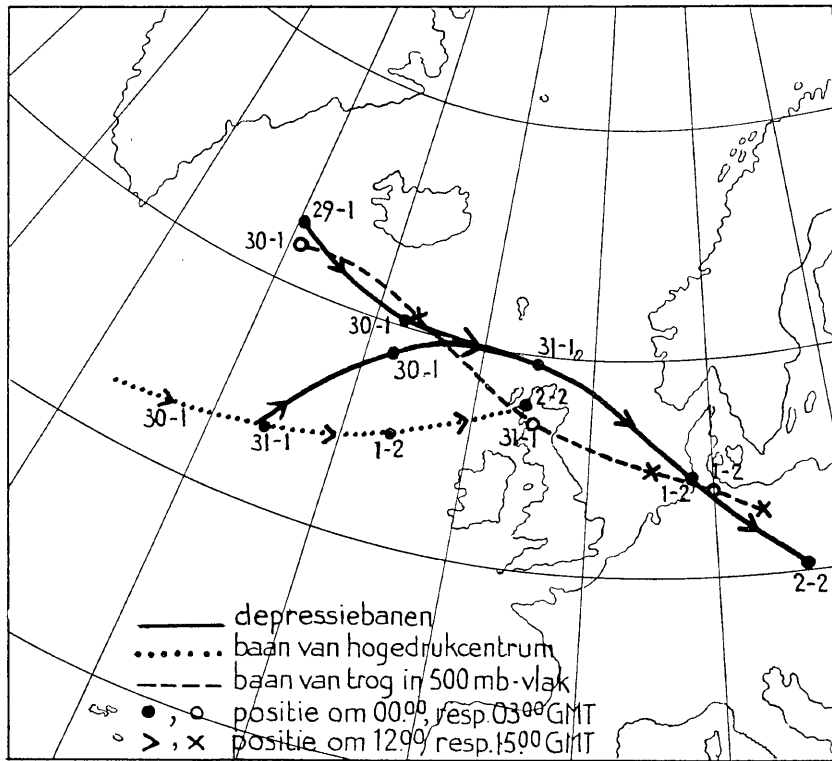


Fig. 1.1.22. Banen der verschillende druksystemen

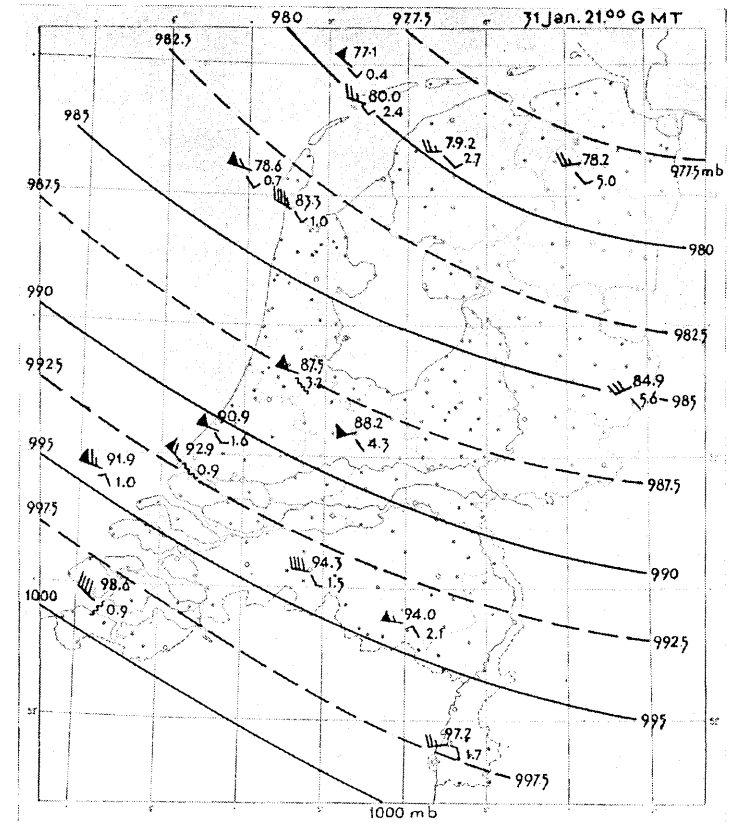


Fig. 1.1.23. Detailweerkart van Nederland 31 januari 21.00 G.M.T.

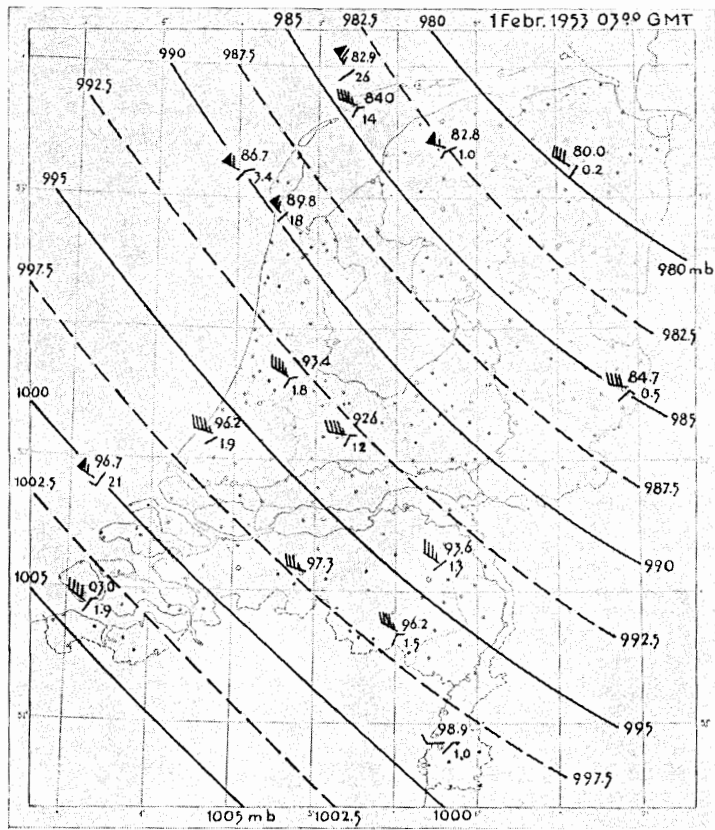


Fig. 1.1.24. Detailweerkart van Nederland 1 februari 03.00 G.M.T.

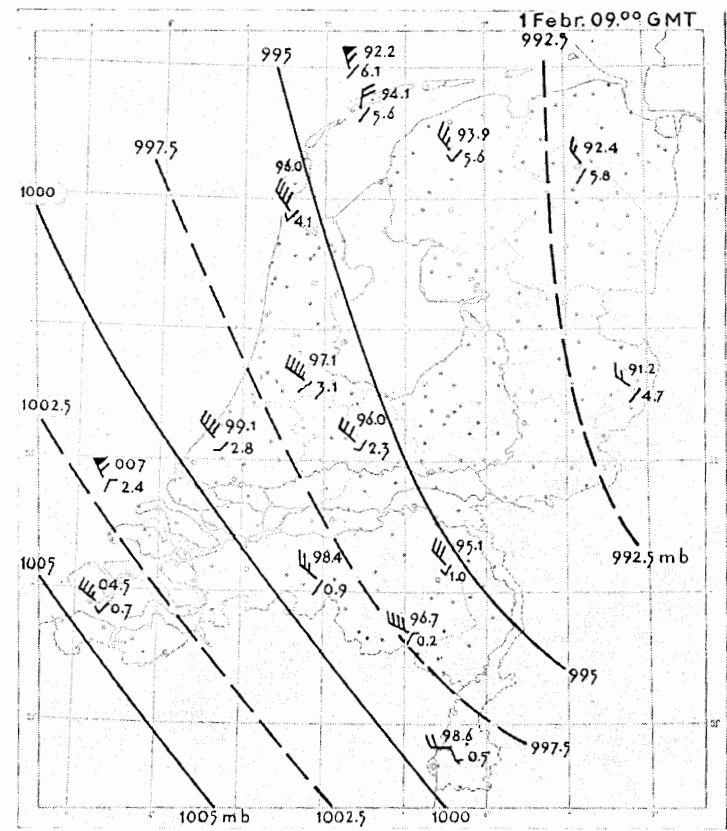


Fig. 1.1.25. Detailweerkart van Nederland 1 februari 09.00 G.M.T.

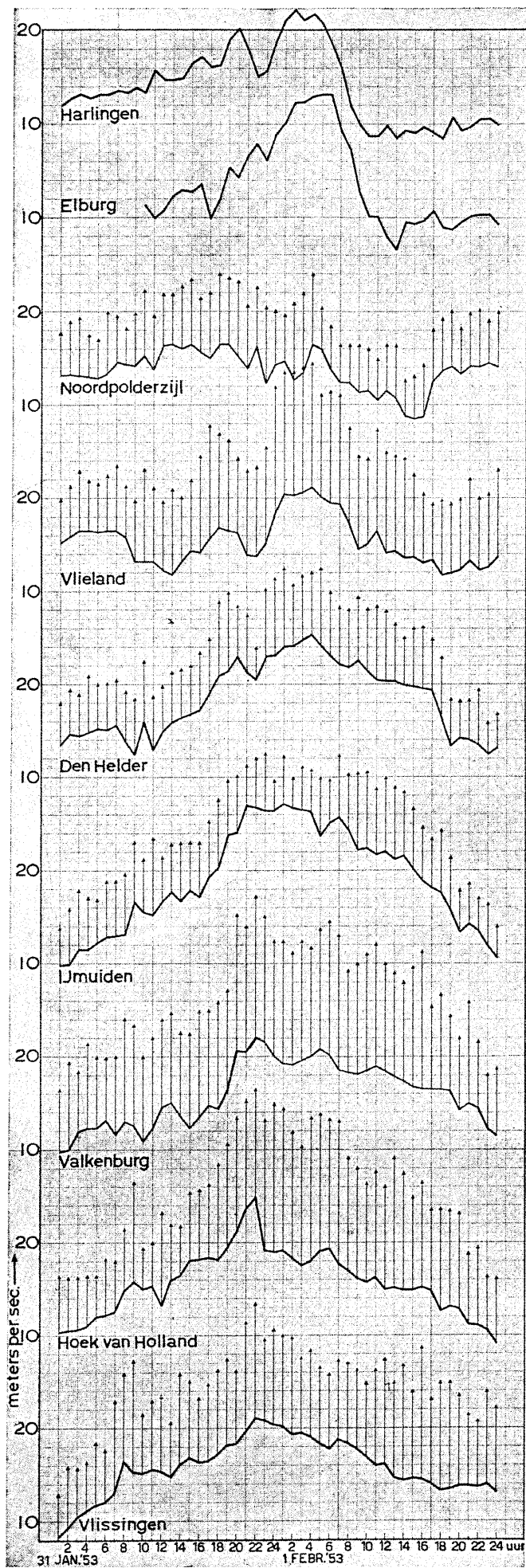


Fig. 1.1.26. Ongereduceerde uurgemiddelden der windsnelheid met maximumstoot voor elk uur (aangegeven met pijl)

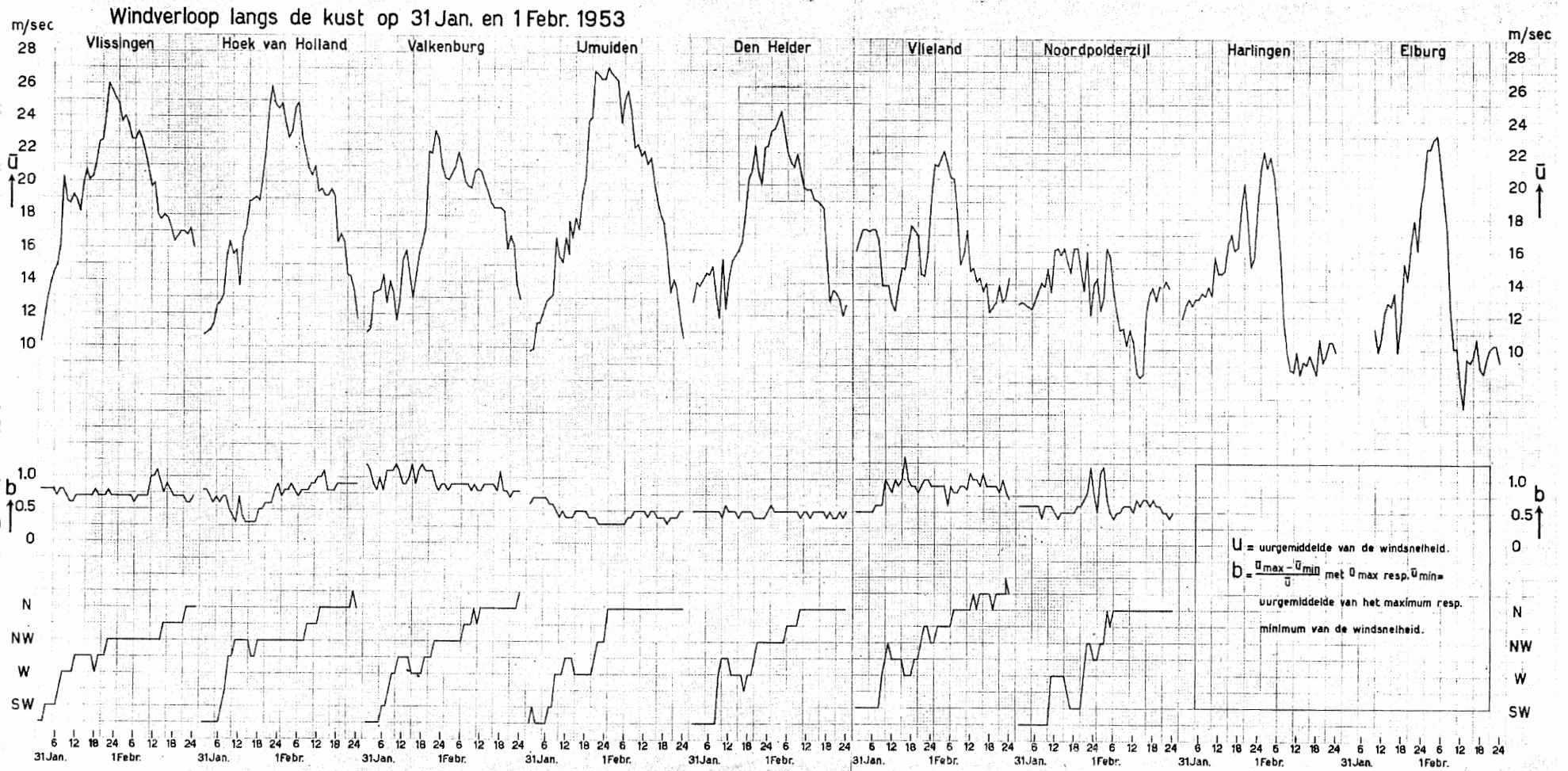


Fig. 1.1.27. Gereduceerde uurgemiddelden van de windsnelheid, windrichting en buigtheid van de wind

1.2 Schetsmatige beschrijving van het verloop van de stormvloed op de Noordzee

Summary

Outline of analysis of water heights observed during the great storm surge of January 31 – February 1, 1953

The disturbances of sea level that occurred during the storm surge of January 31 – February 1, 1953 have been analysed and maps of lines of equal disturbance height have been drawn at six-hour intervals. The main general features of these maps are the following: (1) From the beginning the absolute maximum of disturbance height in the North Sea, as a consequence of the „static” wind effect, was situated off the coast of Holland and Zeeland. (2) In the southernmost part of the North Sea the disturbance height fell off in the direction of the Straits of Dover. (3) During the rising phase of the surge the „co-disturbance lines” ran about NW-SE in the open North Sea; in the course of time they backed and during the falling phase of the surge they ran SW-NE. This is in accordance with the action of the Coriolis force on the moving water masses.

Résumé

Brève analyse de l'allure de la marée de tempête qui s'est produite dans la mer du Nord pendant la nuit du 31 janvier au 1er février 1953

Les dénivellations excessives de la mer du Nord qui se sont produites pendant la haute marée de tempête du 31 janvier au 1er février 1953, sont analysées sous forme de cartes de la surélévation établies toutes les six heures. Les principaux faits qui apparaissent de ces cartes sont les suivants: (1) Depuis le commencement le maximum absolu de la dénivellation de tempête dans la mer du Nord est situé, par suite de l'effet statique du vent, le long de la côte de Hollande et de Zélande. (2) Dans la partie extrême sud de la mer du Nord, la dénivellation diminue dans la direction du Pas de Calais. (3) Pendant la phase montante de la marée de tempête les isohypses sont dirigées environ du nord-ouest au sud-est, dans la mer du Nord; graduellement elles tournent à gauche et pendant la phase descendante de la tempête elles sont orientées du sud-ouest au nord-est. Cela concorde avec l'effet de la force de Coriolis sur les masses d'eau en mouvement.

Deze beschrijving behelst het resultaat van een analyse der waterstanden, die tijdens de grote stormvloed op 31 januari en 1 februari 1953 langs de kusten van de Noordzee zijn waargenomen. Er werd gebruik gemaakt van Schotse, Engelse, Belgische, Nederlandse, Duitse en Deense gegevens. De meeste dezer gegevens werden ontvangen door de welwillende tussenkomst van de Directie Waterhuishouding en Waterbeweging van de Rijkswaterstaat; sommige der gebruikte Britse, Duitse en Deense gegevens werden direct uit de betrokken landen ontvangen, resp. door tussenkomst van het Britse Meteorological Office, van het Duitse Hydrografische Instituut en van de Nautische Afdeling van het Deense Meteorologische Instituut. Ook werden nog Britse gegevens gebruikt, die door ROSSITER [2] zijn gepubliceerd.

Van de volgende plaatsen werden gemeten waterstanden voor de analyse gebruikt: Aberdeen, Leith, Tyne, Tees, Hull, Immingham, Kings Lynn, Southend, Chatham, Dover, Ostende, Vlissingen, Brouwershaven, Hellevoetsluis, Hoek van Holland, IJmuiden, Den Helder, Harlingen, Delfzijl, Borkum, Emden, Wilhelmshaven, Bremerhaven, Cuxhaven, Meldorf, Büsum, Husum, Wittdün, Esbjerg, Hvide Sande, Thyborøn, Hanstholm, Hirtshals. Jammer genoeg hebben tijdens deze stormvloed geen Duitse „Hochseepegel” uitgelegd.

Beschouwd werden van al deze plaatsen de verschillen tussen de werkelijk opgetreden waterstanden en de „astronomisch” voorspelde normale getijstanden voor het zelfde ogenblik. Deze verschillen kunnen echter niet zonder meer opgevat worden als het zuivere meteorologische effect. Dit komt bijv. duidelijk tot uiting in het feit dat de verschilskromme, verkregen door de op bovenvermelde wijze verkregen verschillen tegen de tijd uit te zetten, in de meeste gevallen nog duidelijk schommelingen met getijperioden vertoont, vooral met perioden van ruim 6 of van $12\frac{1}{2}$ uur, schommelingen die dus verraden dat het getij in deze verschilskromme nog meespeelt. Zij demonstreren het feit, dat de werkelijke waterstand als functie van de tijd niet maar eenvoudig de som is van een zuiver astronomisch effect en een zuiver meteorologisch effect, doch nog een koppelingsterm bevat. Dit koppelingseffect omvat onder meer het versneld zich voortplanten van het astronomische getij wanneer door opwaaiing de waterdiepte vergroot is; dit geeft een faseverschuiving van het astronomische getij t.o.v. het „normale” geval (zonder extra verhoging), welke faseverschuiving zich in onze verschilskromme openbaart als een golfachtige storing. Een ander effect van de opwaaiing is dit, dat door de groter geworden waterdiepte de astronomische getijgolf vooral in het minder diepe water een andere vorm, dus een andere Fourier-samenstelling krijgt; dit verschil in vorm speelt in de verschilskromme mee en uit zich weer als een extra

schommelings-effect waarin getijperioden optreden. Belangrijk is verder het periodieke wisselen der getijstromen in de Noordzee, waardoor ook bij een constant windveld niet-constante, met de getijperiode wisselende schuifspanningen tussen wind en water optreden, terwijl ook de afwisseling van astronomische hoogwaters en laagwaters een wisseling van het windeffect onder overigens gelijke omstandigheden bewerkt.

Om het gehele koppelingseffect zo goed als het gaat te elimineren is op de verschil-kromme een gladstrijk-procédé toegepast¹⁾. Over de wijze waarop dit kan geschieden zie men bijv. SCHALKWIJK [3], blz. 47 en 48. Andere methoden hiervoor zijn besproken door CORKAN [1] en TOMCZAK [4].

Uit de zo verkregen krommen van het „meteorologisch effect” of de „stuw”, zoals we in dit stuk – kortheidshalve – zullen zeggen, werden de waarden op een reeks van tijdstippen, van 31 januari 12.00 G.M.T. tot en met 2 februari 00.00 G.M.T., om de zes uur, afgelezen en in kaart gezet (zie de figuren 1.2.1 t/m 1.2.7).

Op de aldus verkregen kaarten is getracht lijnen van gelijke „stuw” te trekken ten einde tweedimensionaal ruimtelijke beelden te verkrijgen. Het spreekt vanzelf dat voor het trekken van deze lijnen over de Noordzee heen enige deductie uit wat fysisch omtrent het verloop dezer lijnen te verwachten is en ook enige fantasie niet ontbeerd kon worden. De bijgaande analyses worden dan ook met de nodige reserve gepresenteerd, vooral wat het wijde noordelijke deel van de Noordzee betreft. Anderzijds spreken in het midden en zuiden van de Noordzee gedurende het belangrijkste deel van het verloop van de stormvloed de getallen langs de kusten voldoende duidelijke taal om het lijnenpatroon met een redelijke graad van zekerheid te kunnen trekken.

Er wordt nog de aandacht op gevestigd dat de lijnen van gelijke stuw in hoofdzaak bedoeld zijn te gelden voor de open zee; dit wil zeggen, dat getracht is enigszins te abstraheren van bepaalde locale randeffecten, samenhangende met de bijzondere ligging van bepaalde getijstations, waardoor de op zulk een station betrekking hebbende getallen onder bepaalde omstandigheden niet zonder meer representatief zijn voor de open zee. Voorbeelden van zulke locale randeffecten zijn: additionele opwaaiing in het ondiepe Waddenzeegebied, waardoor een station als Harlingen wordt beïnvloed; en locale afwaaiing, waardoor op bepaalde, enigszins naar binnen gelegen plaatsen van de Britse kust bij de heersende windrichting het bedrag van de stuw lager is dan het in de open zee daar vlak bij is, of dan het daar aan de kust zou zijn indien deze er recht door liep. Om het beeld van het geheel niet al te zeer te compliceren is derhalve in bepaalde gevallen t.a.v. enkele plaatsen bij het trekken der lijnen enigszins afgegaan op een beoordeling van de mate waarin de waarnemingen ter plaatse representatief zijn voor de open zee.

We zullen de kaartjes thans niet één voor één de revue laten passeren, doch liever de ontwikkeling van de stormvloed als geheel enigszins trachten te overzien. Vooraf alleen een paar woorden betreffende een detail dat op de meeste kaartjes duidelijk te zien is bij Denemarken. Op het eerste kaartje van 12.00 G.M.T. zien we langs de Deense westkust een afzonderlijke lijn van 0,5 m. Deze opstuwing moet gezien worden als het gevolg van de toen aldaar nog heersende zuidelijke wind, die een noordelijke driftstroom opwekte, welke dank zij de afdrijvende kracht der aardrotatie een opstuwing tegen de kust ter rechter zijde meebracht. Ook later handhaaft zich zulk een stroom, dank zij een cyclonale circulatie in de Noordzee, die het gevolg is van het overheersen van de noordelijke wind boven haar westelijke helft (zie voorlaatste alinea).

Bezien we thans de ontwikkeling van de stormvloed als geheel, dan valt ons in de eerste plaats op dat van het begin af aan de grootste stuw voor de Hollands-Zeeuwse kust aanwezig is geweest. Dit maximum is kennelijk voortdurend bepaald geweest door wat we het „statische” windeffect willen noemen (hieronder te verstaan de stuw die zou beantwoorden aan een toestand van evenwicht van krachten; in feite treden afwijkingen daarvan op, die we onder de term „dynamische” effecten zullen samenvatten). We kunnen niet zeggen dat de stormvloed als geheel, of voor het grootste deel, als een

¹⁾ Door de Rijkswaterstaat wordt een overeenkomstig procedé toegepast. De daarmee verkregen krommen voor het „meteorologisch effect” opgetreden tijdens de stormvloed van 1953, zijn opgenomen in bijdrage III. 1 van het Rapport Deltacommissie, deel 4. Zij worden daar „stormeffect-krommen” genoemd.

lopende „golf” langs de kusten van de Noordzee trok. Waarmee niet gezegd wil zijn dat zulk een „golf”-effect niet als een partieel effect aanwezig is geweest.

Een verdere opvallende trek in de verdeling van de stuw is het duidelijke verval dat in het uiterste zuiden naar het Nauw van Calais toe optreedt, als natuurlijk gevolg van het „lek” door het Nauw heen.

Vervolgens worde hier gewezen op de zeer opvallende draaiing die de lijnen van gelijke stuw gedurende het verloop van de stormvloed uitvoerden; op 31 januari om 18.00 G.M.T. liepen zij overwegend NW-ZO, om midernacht ongeveer W-O, om 06.00 en 12.00 G.M.T. op 1 februari liepen ze ZW-NO. Deze zwenking moet wel voor een belangrijk deel opgevat worden als een „dynamisch” effect, gevolg van de Corioliskracht, die werkte op het toe- resp. afstromende water tijdens het toenemen en het afnemen van de stormvloed als geheel. Natuurlijk was ook het veranderende windveld van invloed op de draaiing der lijnen van gelijke stuw en inderdaad heeft het stormveld zich van het westen uit over de Noordzee uitgebreid, doch daar staat tegenover dat de windrichting ruimde van west naar noord, terwijl de stuwlijnen in tegengestelde zin draaiden. Hoe de Corioliskracht hier een rol speelde is als volgt te zien.

Vóór middernacht, tijdens de stijgende fase van de stormvloed-als-geheel (in de zuidelijke Noordzee) was er een zuidwaarts transport van water in het betrokken gebied, dat dank zij de afdrijvende kracht der aardrotatie gepaard ging met een opstuwing naar de westzijde. Het hoogtepunt van de stormvloed viel omstreeks middernacht. Tijdens de dalende fase trad er daarna in het betrokken gebied – met uitzondering van het uiterste zuiden, waar een afvoer naar het Nauw van Calais bleef heersen – een noordwaartse netto terugstroming van water op, die dank zij de Corioliskracht thans gepaard ging met een opstuwing naar de oostkant, dus naar de continentale kust.

Aan het bovenstaande kunnen nog een paar opmerkingen worden toegevoegd over de opgetreden stromen in de Noordzee. Beschouwing van de stroomwaarnemingen der Engelse en Nederlandse lichtschepen (het Duitse lichtschip S2 – 54° N.B., 03,5° O.L. – was jammer genoeg al in het begin van de storm uitgevallen) bevestigt ten eerste wat zojuist omtrent de waterbewegingen is gezegd: dat namelijk vóór het hoogtepunt van de stormvloed in de zuidelijke Noordzee een zuidwaarts netto watertransport (door een W-O-doorsnee), nà het hoogtepunt een noordwaarts netto watertransport optrad. In de tweede plaats blijkt echter – wat te verwachten is – dat de stromen aan de westzijde en aan de oostzijde van de zuidelijke Noordzee zeer verschilden. Doordat vooral aanvankelijk de oostelijke strook van de gehele Noordzee (oost van 5° O.L.) veel minder noordenwind had dan de westelijke strook, trad er – behalve het bovengenoemde netto transport – een sterke cyclonale (tegen de wijzers van de klok rondgaande) circulatie op.

Het Britse lichtschip „Varne”, liggend op 50°56' N.B. en 1°16' O.L., mat een enorm zuidwaarts transport door het Nauw van Calais. In dit verband is het interessant om op te merken dat na de stormvloed het zoutgehalte aan de andere zijde van het Nauw van Calais belangrijk was afgenomen, dank zij de toevoer van minder zout Noordzeewater.

Literatuur:

1. *R. H. Corkan* The levels in the North Sea associated with the storm disturbance of 8 January 1949. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 242, 493 – 525, 1950.
2. *J. R. Rossiter* The North Sea Storm Surge of 31 January and 1 February 1953. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 246, 371 – 400, 1954.
3. *W. F. Schalkwijk* A contribution to the study of storm surges on the Dutch coast. K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel I, No. 7, 1947.
4. *G. Tomczak* Die Einwirkung des Windes auf den mittleren Wasserstand der Deutschen Bucht vom 15. Febr. bis 6. März 1951. Deutsche Hydrogr. Zeits. 6 (1), 1 – 17, 1953.

De figuren 1.2.1 t/m 1.2.7 laten de verdeling van het meteorologisch effect over de Noordzee zien voor een aantal tijdstippen tijdens de stormvloed. De lijnen zijn lijnen van gelijke verhoging van het waterpeil door de wind; de getallen zijn aantallen meters verhoging.

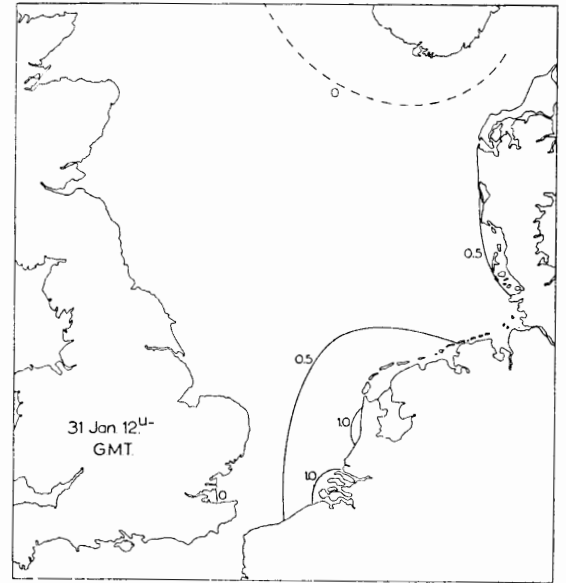


Fig. 1.2.1

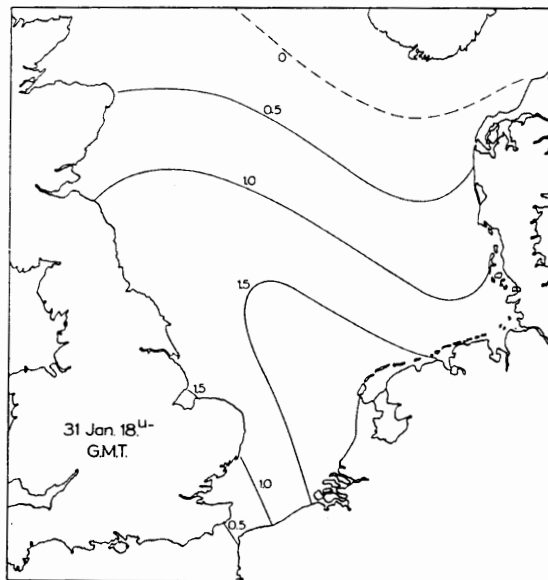


Fig. 1.2.2

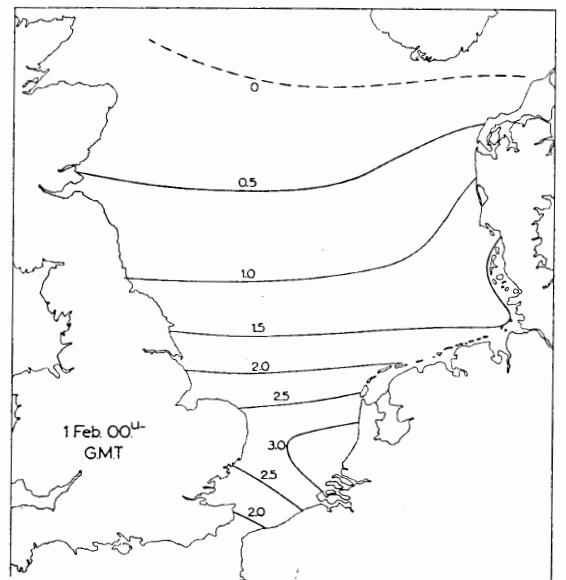


Fig. 1.2.3

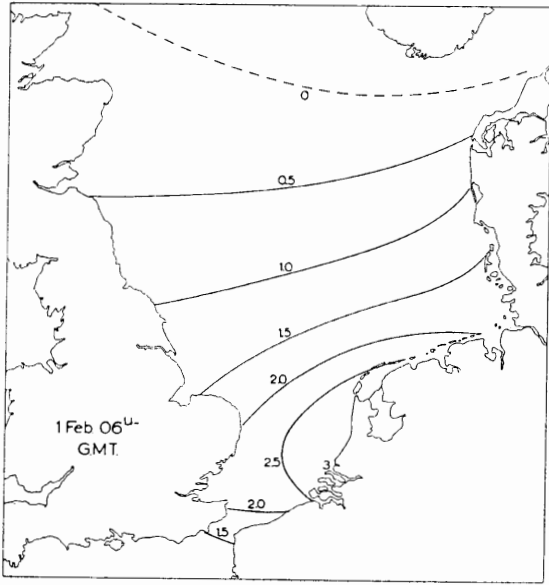


Fig. 1.2.4

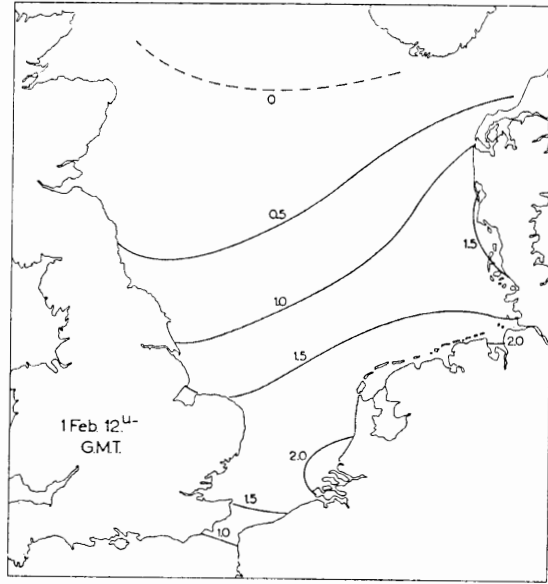


Fig. 1.2.5

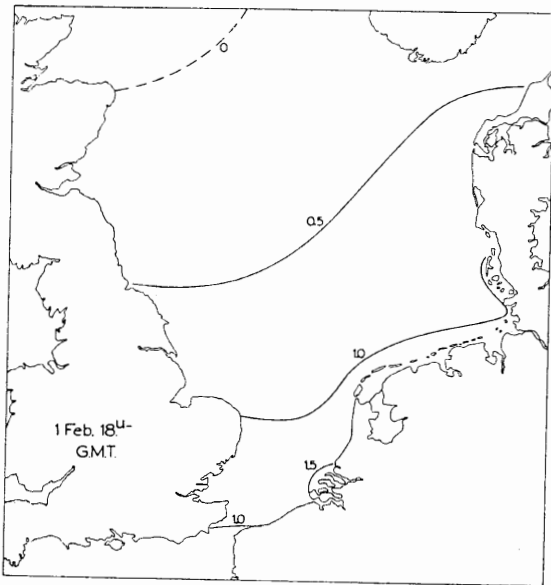


Fig. 1.2.6

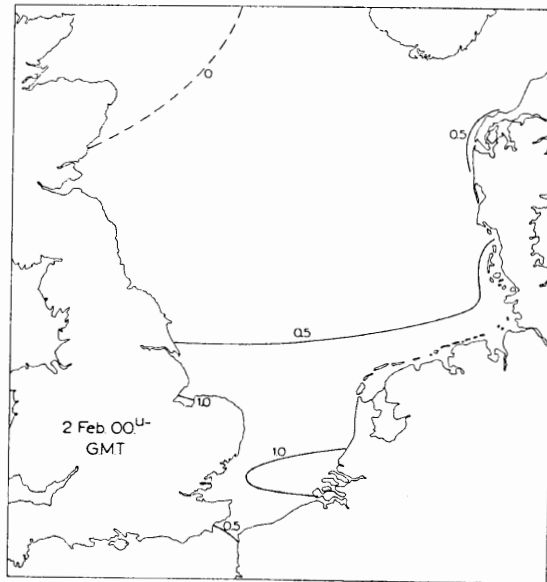


Fig. 1.2.7

2.0 METEOROLOGISCHE EN STATISTISCHE BESCHOUWINGEN

OMTRENT HET OPTREDEN VAN ZWARE STORMEN

2.1 Over het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde van depressies, inzonderheid op de Noordzee

Summary

On the development of severe gales in the rear of depressions in particular over the North Sea

The development of severe gales in the rear of depressions is a special aspect of the deformation of pressure systems.

Extreme slopes of the isobaric surfaces near the ground will occur if during a certain time a maximum in the field of $|\text{grad}_p \partial h / \partial t|$ coincides with a maximum in the field of $|\text{grad}_p h|$ and if moreover in that area the direction of $\text{grad}_p \partial h / \partial t$ coincides with the direction of $\text{grad}_p h$.

In order to investigate what conditions of the upper air lead to this dangerous coincidence, an equation for the slope tendency of the 1000 mb surface has been derived (Eqs. (23) and (21)), starting from relation (7).

Using the tendency equation it can be shown with the aid of atmospheric models that a rapid increase of this surface can be expected when in the troposphere a sharp „tongue” of cold air is situated in the rear of a depression and parallel to the lines of equal vorticity at the surface (fig. 2.1.4a). Further it can be stated that the effect of this exceptional temperature pattern on the increase of the slope of the 1000 mb surface becomes maximal when 1) in a large part of the troposphere the temperature gradient is equal to the saturated adiabatic lapse rate and 2) the troposphere is saturated with water vapour and filled with clouds (2.1.5.1).

A striking feature of the unusual development is that $|\text{grad}_p h|$ decreases with height above the zone of greatest windspeed at the surface. The theory has been tested by the disastrous depression over the North Sea on January 31 and February 1, 1953 (fig. 2.1.6 – 2.1.9) and the heavy gale over the German Bight on October 6, 1954 (fig. 2.1.10 – 2.1.13). The observed developments in the upper air appear to be in agreement with the theoretical considerations in both areas.

Résumé

Développement de tempêtes violentes derrière les dépressions, particulièrement au-dessus de la mer du Nord

Le développement de tempêtes violentes derrière les dépressions est un aspect spécial de la déformation des systèmes isobariques.

De fortes pentes des surfaces isobares près du sol se produisent quand, pendant un certain temps, un maximum dans le champ de $|\text{grad}_p \partial h / \partial t|$ coïncide avec un maximum dans le champ $|\text{grad}_p h|$ et que, en outre, dans cette région la direction de $\text{grad}_p \partial h / \partial t$ coïncide avec la direction de $\text{grad}_p h$.

Afin d'examiner pourquoi certaines conditions de l'atmosphère mènent à cette coïncidence si dangereuse, une équation pour la tendance à l'augmentation de la pente de la surface de 1000 mb a été établie (équation (21)). Cette équation est basée sur l'expression (7).

On peut se servir de l'équation de la tendance pour démontrer au moyen de modèles atmosphériques qu'une augmentation rapide de la pente de la surface est probable quand dans le troposphère une langue aiguë d'air froid se trouve derrière une dépression et parallèle aux lignes de vorticité égale sur la surface (fig. 2.1.4a). Ensuite on peut constater que l'effet de cette répartition de température exceptionnelle sur l'augmentation de la pente de la surface de 1000 mb atteindra un maximum quand les deux conditions suivantes sont remplies: 1) dans une grande partie de la troposphère le gradient de température est égal au gradient adiabatique saturé et 2) la troposphère est saturée de vapeur d'eau et remplie de nuages (2.1.5.1)

Un aspect frappant du développement exceptionnel est le fait que $|\text{grad}_p h|$ diminue à mesure que croît l'altitude au-dessus de la zone de la plus grande vitesse du vent de surface. La théorie a été corroborée par la dépression désastreuse survenue sur la mer du Nord du 31 janvier au 1er février 1953 (fig. 2.1.6 – 2.1.9) et la tempête violente qui a sévi sur la Baie Allemande le 6 octobre 1954 (fig. 2.1.10 – 2.1.13). Les développements observés en altitude étaient en rapport avec les considérations théoriques dans les deux régions.

2.1.1 Inleiding

2.1.1.1 Het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde van depressies is een bijzonder aspect van de structuurveranderingen van druksystemen. Uitgaande van een algemene theorie wordt in deze studie in het bijzonder aandacht besteed aan de ontwikkeling van noordwesterstormen op de Noordzee.

2.1.1.2 De literatuur over Noordzeestormen is omvangrijk doch in hoofdzaak van beschrijvende aard. Men treft slechts een gering aantal bijdragen aan waarin wordt getracht een dieper inzicht te verkrijgen

in de driedimensionale processen in de atmosfeer ten tijde der stormen. Naar alle waarschijnlijkheid hangt dit samen met het ontbreken van een in ruimte en tijd voldoende aantal aerologische waarnemingen, vooral in de periode voorafgaande aan de tweede wereldoorlog. In de laatste tien jaren is het aerologische waarnemingsnet om de Noordzee evenwel belangrijk uitgebreid maar nog steeds vormt de Noordzee zelf een waarnemingsloze plek op de kaarten van de bovenlucht. De verificatie van de theorieën over het ontstaan van zware stormen op de Noordzee is dan ook in de meeste gevallen uiterst moeilijk.

Als een van de belangrijkste bijdragen uit de oudere literatuur moet het artikel van RODEWALD [7] worden genoemd. RODEWALD brengt het plotselinge ontstaan van noordwesterstormen in de Duitse Bocht in verband met de uit ervaring afgeleide „divergentie-theorie” van SCHERHAG. De fysieke achtergrond van het door SCHERHAG gevonden verband tussen bepaalde patronen in de topografie van de isobarische vlakken in de bovenlucht en de deformatie van druksystemen aan het aardoppervlak is het onderwerp geweest van diverse studies. Deze leveren echter niet de aanknopingspunten voor het afleiden van een eenduidig verband tussen „oorzaak en gevolg” bij het ontstaan van stormen. Hetzelfde geldt tot op zekere hoogte voor de bijdrage van KRUHL [4], die uitgaat van de theorie van RAETHJEN over cyclogenese.

De in deze paragraaf beschreven studie geeft als resultaat, dat het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde van depressies een gevolg is van bepaalde detailprocessen, die zich bij de ontwikkeling van atmosferische storingen kunnen voordoen.

2.1.2 Coördinatenstelsel en de betekenis van de symbolen

2.1.2.1 In de navolgende beschouwingen wordt het aardoppervlak afgebeeld gedacht op een plat vlak waarin de plaatsbepaling geschiedt door middel van een rechthoekig coördinatenstelsel x, y . In de verticale richting wordt de plaats van een punt vastgelegd door de druk p . De waarde van een meteorologische grootheid wordt derhalve opgevat als een functie van x, y, p en t , waarbij t de tijd voorstelt. De hoogte is in dit systeem een afhankelijk veranderlijke.

2.1.2.2 De gebruikte symbolen hebben de volgende betekenis:

$\text{div}_p \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y}$	T virtuele temperatuur
$\text{grad}_p h = i \frac{\partial h}{\partial x} + j \frac{\partial h}{\partial y}; \quad \text{grad}_p T = i \frac{\partial T}{\partial x} + j \frac{\partial T}{\partial y}$	t tijd
Δ Laplace operator	\vec{v} windvector
J Jacobi operator	v_x windcomponent in de x -richting
c_p soortelijke warmte bij constante druk	v_y windcomponent in de y -richting
$f = 2 \omega \sin \varphi$	\vec{v}_g geostrofische windvector
g versnelling van de zwaartekracht	v_{gx} geostrofische windcomponent in de x -richting
h geopotentialaal = $\int_0^z g \, dz$	v_{gy} geostrofische windcomponent in de y -richting
\vec{i} eenheidsvector in de x -richting	x, y horizontale coördinaten van het coördinatenstelsel x, y en p
\vec{j} eenheidsvector in de y -richting	z hoogte boven zeeniveau
p luchtdruk	γ droog-adiabatische temperatuurgradiënt
Q door de lucht opgenomen warmte per massa-eenheid	δ kleine afstand tussen twee punten
R gasconstante	ρ luchtdichtheid
r condensatiewarmte van water	σ specifieke vochtigheid bij verzadiging
s index aanduidende de waarde van een grootheid nabij het aardoppervlak	θ^* verzadigd potentiële temperatuur
	φ geografische breedte
	ω hoeksnelheid van de aardrotatie

2.1.3 De grondslagen van de theorie

2.1.3.1 Om het onderzoek naar het ontstaan van zware stormen zo eenvoudig mogelijk te houden wordt de theorie beperkt tot een analyse van de oorzaken, die zeer „steile” hellingen van de isobarische vlakken nabij het aardoppervlak tot gevolg hebben.

Het is gemakkelijk in te zien, dat in een depressie de isobarische vlakken sterk zullen gaan hellen, wanneer gedurende een zekere tijd een maximum in het veld van $|\text{grad}_p \partial h / \partial t|$ vrijwel samenvalt met een maximum in het veld van $|\text{grad}_p h|$ en wanneer bovendien in dat gebied de richting van $\text{grad}_p \partial h / \partial t$ vrijwel gelijk is aan de richting van $\text{grad}_p h$.

Als eerste stap wordt nu getracht een betrekking af te leiden tussen $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$ en de momentane toestand van de atmosfeer. Daarna zal worden nagegaan onder welke omstandigheden de hierboven omschreven configuratie van $(\text{grad}_p h)_s$ en $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$ optreedt.

2.1.3.2 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: $\partial h / \partial p = -\rho^{-1}$.

In het stelsel onafhankelijk veranderlijken: x , y , p en t gaat de continuïteitsvergelijking dan over in de vorm:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial p} \frac{dp}{dt} = 0 \quad (1)$$

Voorts geldt algemeen:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{dh}{dt} - \vec{v} \text{grad}_p h - \frac{dp}{dt} \frac{\partial h}{\partial p} \quad (2)$$

Uit (1) volgt:

$$\frac{dp}{dt} = - \int_0^p \text{div}_p \vec{v} dp \quad (3)$$

Substitutie van (3) in (2) geeft:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{dh}{dt} - \vec{v} \text{grad}_p h - \frac{1}{\rho} \int_0^p \text{div}_p \vec{v} dp \quad (4)$$

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

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = -(\vec{v} \text{grad}_p h)_s - \frac{1}{\rho_s} \int_0^{p_s} \text{div}_p \vec{v} dp \quad (5)$$

Uit de betrekking (5) volgt verder:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = -(\vec{v} \text{grad}_p h + RT \text{div}_p \vec{v})_s + \frac{1}{\rho_s} \int_0^{p_s} p \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v} dp \quad (6)$$

De orde van grootte van de termen in (6) loopt sterk uiteen. Bijna altijd is het teken van $(-RT \text{div}_p \vec{v})_s$ tegengesteld aan dat van $\frac{1}{\rho_s} \int_0^{p_s} p \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v} dp$ terwijl de absolute waarden van deze termen 10 tot 40, in stormgebieden soms wel 100 maal groter zijn dan de absolute waarden van $(\partial h / \partial t)_s$ en $(\vec{v} \text{grad}_p h)_s$. Het is dan ook in het bijzonder in extreme toestanden ongeoorloofd [10, 11] de betrekking (6) te vervangen door:

$$(\text{div}_p \vec{v})_s = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} p \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v} dp \quad (7)$$

Deze vergelijking vormt de grondslag waarop de verdere beschouwingen berusten.

Uit onderzoeken van FLEAGLE [2] kan de gemiddelde verdeling van $p \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v}$ in depressies en hoge-drukgebieden worden afgeleid. Deze verdeling is weergegeven in fig. 2.1.1. Duidelijk blijkt daaruit dat $\int_0^{300 \text{ mb}} p \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v} dp$ (de stratosfeer) verwaarloosbaar klein is t.o.v. $\int_{300 \text{ mb}}^{p_s} p \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v} dp$ (de troposfeer).

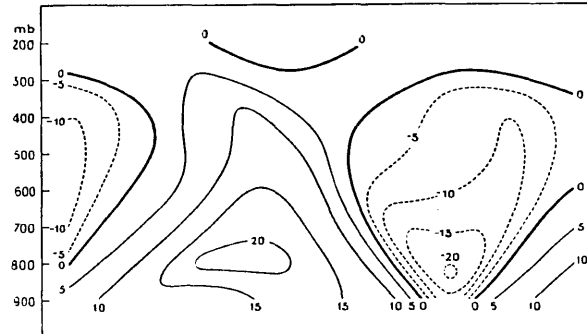


Fig. 2.1.1. Ruimtelijke verdeling van $p \cdot \frac{\partial}{\partial p} (\text{div}_p \vec{v})$ in depressies en hoge-drukgebieden; (10^{-6} sec^{-1})

Bij de verdere afleidingen vervangen we op grond daarvan de onderste grens van de integraal (7) door 300 mb.

2.1.4 Uitwerking van de grondvergelijking

2.1.4.1 Voor het afleiden van een verband tussen $\text{div}_p \vec{v}$ en de topografie van een isobarisch vlak wordt uitgegaan van de bewegingsvergelijkingen:

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{\partial h}{\partial x} + fv_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{\partial h}{\partial y} - fv_x \end{aligned} \quad (8)$$

Volgens HESSELBERG [3] en PHILIPPS [6] kan de oplossing van v_x en v_y worden weergegeven door de reeksen:

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{f^2} \frac{d}{dt} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{f^3} \frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial h}{\partial y} - \dots \\ v_y &= \frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{f^2} \frac{d}{dt} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{f^3} \frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial h}{\partial x} + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

De ervaring heeft geleerd, dat reeds een goede benadering wordt verkregen wanneer de reeksen na de tweede term worden afgebroken. Uit (9) kan dan worden afgeleid:

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{f^2} \left\{ \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t} + v_x \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + v_y \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} + \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial p} \right\} \\ v_y &= \frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{f^2} \left\{ \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial t} + v_x \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} + v_y \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial p} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

Het gaat er nu om met behulp van (10) een handzame betrekking te vinden waarmede de horizontale windcomponenten kunnen worden bepaald 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 [5] en SCHMIDT [8], v_x en v_y in de *rechter leden* van de vergelijkingen (10) door de geostrofische windcomponenten v_{gx} en v_{gy} , waarvoor per definitie geldt:

$$v_{gx} = -\frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial y} \quad \text{en} \quad v_{gy} = \frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial x}$$

Voorts verwaarlozen we de termen $\frac{1}{f^2} \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial p}$ en $\frac{1}{f^2} \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial p}$.

Dit laatste is waarschijnlijk niet onder alle omstandigheden geoorloofd maar uit beschikbare gegevens blijkt, dat in het algemeen de genoemde termen kleiner zijn dan de overige termen in (10). Na deze manipulaties verkrijgen we:

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{f^2} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t} - \frac{1}{f^3} J\left(h, \frac{\partial h}{\partial x}\right) \\ v_y &= \frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{f^2} \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial t} - \frac{1}{f^3} J\left(h, \frac{\partial h}{\partial y}\right) \end{aligned} \quad (11)$$

Uit (11) volgt:

$$\begin{aligned} \text{div}_p \vec{v} &= -\frac{1}{f^2} \Delta \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{1}{f^3} J(h, \Delta h) - \left(\frac{3v_x}{f} + \frac{2}{f^2} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{f^3} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t}\right) \frac{\partial f}{\partial x} - \left(\frac{3v_y}{f} - \frac{2}{f^2} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{f^3} \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial t}\right) \frac{\partial f}{\partial y} \approx \\ &\approx -\frac{1}{f^2} \Delta \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{1}{f^3} J(h, \Delta h) - \frac{1}{f^2} J(h, f) \end{aligned} \quad (12)$$

Differentiëren naar p geeft:

$$\partial/\partial p \text{ div}_p \vec{v} = -\frac{1}{f^2} \Delta \frac{\partial^2 h}{\partial t \partial p} - \frac{1}{f^3} J\left(h, \Delta \frac{\partial h}{\partial p}\right) - \frac{1}{f^3} J\left(\frac{\partial h}{\partial p}, \Delta h\right) - \frac{1}{f^2} J\left(\frac{\partial h}{\partial p}, f\right) \quad (13)$$

Werken we de eerste term in het rechterlid van (13) verder uit:

$$\Delta \frac{\partial^2 h}{\partial t \partial p} = \Delta \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial h}{\partial p} - v_x \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial p} - v_y \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial p} - \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial p^2} \right) \quad (14)$$

Nu is

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial h}{\partial p} = -\frac{R}{p} \frac{dT}{dt} + \frac{RT}{p^2} \frac{dp}{dt} \quad (15)$$

en

$$\frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial p^2} = -\frac{R}{p} \frac{\partial T}{\partial p} \frac{dp}{dt} + \frac{RT}{p^2} \frac{dp}{dt} \quad (16)$$

Uit (15) en (16) volgt:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial h}{\partial p} - \frac{dp}{dt} \frac{\partial^2 h}{\partial p^2} = -\frac{R}{p} \left(\frac{dT}{dt} - \frac{\partial T}{\partial p} \frac{dp}{dt} \right) = -\frac{R}{p} \left(\frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} - \frac{r}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} \right) + \left(\frac{\gamma}{g_0} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \frac{dp}{dt} \quad (17)$$

Indien v_x en v_y resp. worden vervangen door v_{gx} en v_{gy} , geldt:

$$\Delta \left(v_x \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial p} + v_y \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial p} \right) = \frac{1}{f} J\left(h, \Delta \frac{\partial h}{\partial p}\right) - \frac{1}{f} J\left(\frac{\partial h}{\partial p}, \Delta h\right) \quad (18)$$

Bij deze afleiding is aangenomen [10], dat

$$\frac{2}{f} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) - \frac{2}{f} \frac{\partial^3 h}{\partial x \partial y \partial p} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right)$$

verwaarloosbaar klein is vergeleken met

$$\frac{1}{f} J\left(h, \Delta \frac{\partial h}{\partial p}\right) - \frac{1}{f} J\left(\frac{\partial h}{\partial p}, \Delta h\right)$$

Uit de betrekking:

$$\frac{\partial h}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (19)$$

volgt:

$$h = h_s - \int_p^{p_s} \frac{\partial h}{\partial p} dp = h_s + R \int_p^{p_s} T \frac{dp}{p} \quad (20)$$

Substitutie van (17) en (18) in (14), van (14) in (13), van (19) en (20) in (13) en van (13) en (20) in (7) levert ten slotte op:

$$\left(\Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = -\frac{1}{f} J(h, \Delta h)_s - \quad (21a)$$

$$- \frac{2R}{p_s f} \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} J\{T, (\Delta h)_s\} dp - \quad (21b)$$

$$- \frac{2R^2}{p_s f} \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} J\left(T, \Delta \int_p^{p_s} T \frac{dp}{p}\right) dp - \quad (21c)$$

$$- J(h, f)_s - \quad (21d)$$

$$- \frac{R}{p_s} \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} J(T, f) dp + \quad (21e)$$

$$+ \frac{R}{p_s} \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} \Delta \left(\frac{r}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} \right) dp - \quad (21f)$$

$$- \frac{R}{p_s} \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} \Delta \left\{ \left(\frac{\gamma}{g\varrho} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \left(\frac{dp}{dt} \right) \right\} dp - \quad (21g)$$

$$- \frac{R}{p_s} \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} \Delta \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} dp \quad (21h)$$

2.1.4.2 Voor het onderzoek naar de deformatie van de topografie van een isobarisch vlak moet $\partial h / \partial t$ opgelost worden uit $\Delta \partial h / \partial t$. Daartoe is een methode gevolgd vrijwel analoog aan die van FJÖRTOFT [1].

Zij:

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t}(x, y) = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial h}{\partial t}(x + \delta, y) + \frac{\partial h}{\partial t}(x, y + \delta) + \frac{\partial h}{\partial t}(x - \delta, y) + \frac{\partial h}{\partial t}(x, y - \delta) \right\},$$

$$\frac{\partial \bar{\bar{h}}}{\partial t}(x, y) = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}(x + \delta, y) + \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}(x, y + \delta) + \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}(x - \delta, y) + \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}(x, y - \delta) \right\},$$

..... enz.

Bij benadering geldt als voor δ een kleine waarde wordt genomen:

$$\Delta \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{4}{\delta^2} \left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right), \quad \overline{\Delta \frac{\partial h}{\partial t}} = \frac{4}{\delta^2} \left(\frac{\partial \bar{\bar{h}}}{\partial t} - \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} \right), \dots \dots \dots \text{enz.}$$

Nu is:

$$\frac{\partial h}{\partial t} \equiv - \left\{ \left(\frac{\overline{\partial h}}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right) + \left(\overline{\overline{\partial h}} - \overline{\partial h} \right) + \left(\overline{\overline{\overline{\partial h}}} - \overline{\overline{\partial h}} \right) + \dots \right\} + \frac{\overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\partial h}}}}}}{\partial t} \quad 1$$

of:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\delta^2}{4} \left\{ \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \overline{\frac{\partial h}{\partial t}} + \Delta \overline{\overline{\frac{\partial h}{\partial t}}} + \dots \right\} + \frac{\overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\partial h}}}}}}{\partial t} \quad 1$$

Wanneer 1) de maxima en minima in het veld van $\partial h/\partial t$ regelmatig zijn verdeeld en op onderling ongeveer gelijke afstanden zijn gelegen, 2) de absolute waarden van de extremen ongeveer gelijk zijn en 3) de afstand tussen de maxima en minima gelijk is aan $n\delta$, dan is:

$$\frac{\overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\partial h}}}}}}{\partial t} \approx 0$$

Neemt men voor δ een waarde, die gelijk is aan $\frac{1}{4}$ van de afstand tussen de maxima en minima, dan geldt:

$$- \frac{\partial h}{\partial t} \approx \frac{\delta^2}{4} \left(\Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \overline{\frac{\partial h}{\partial t}} + \Delta \overline{\overline{\frac{\partial h}{\partial t}}} + \Delta \overline{\overline{\overline{\frac{\partial h}{\partial t}}}} \right) \quad (22)$$

De afstand δ kan worden bepaald uit het veld van $\Delta \partial h/\partial t$ omdat de punten waar $\partial h/\partial t$ en $\Delta \partial h/\partial t$ extreme waarden bereiken bijna altijd samenvallen.

Bij de toepassing van (22) is echter gebleken, dat deze betrekking kan worden vervangen door de me er eenvoudige maar voor het beoogde doel nog voldoende nauwkeurige benadering:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\delta^2}{4} \left(\Delta \frac{\partial h}{\partial t} + 4 \Delta \overline{\frac{\partial h}{\partial t}} \right) \quad (23)$$

2.1.4.3 Substitutie van (21) in (23) levert de vergelijking waarmede het ontstaan van steile hellingen van de isobarische vlakken nabij het aardoppervlak nader kan worden onderzocht.

Bij de toepassing van (21) op atmosferische modellen en werkelijk opgetreden atmosferische toestanden (zie 2.1.5 en 2.1.7) zijn de integralen in (21) als volgt bepaald.

Zij I een integrand; $\int_{300 \text{ mb}}^{1000 \text{ mb}} I dp$ is dan gelijk gesteld aan:

$$\frac{I_{1000} + I_{850}}{2} \cdot 150 \text{ mb} + \frac{I_{850} + I_{700}}{2} \cdot 150 \text{ mb} + \frac{I_{700} + I_{500}}{2} \cdot 200 \text{ mb} + \frac{I_{500} + I_{300}}{2} \cdot 200 \text{ mb}$$

waarin I_{1000} , I_{850} , I_{700} , enz. de waarde van de integraal in resp. de standaarddrukvlakken 1000, 850, 700, . . . mb is. De afgeleiden naar x en y in (21) zijn bij de berekeningen vervangen door differentiequotienten, waarbij als regel de differenties werden genomen over een afstand van 224 km.

Bij de berekening van $\partial h/\partial t$ uit $\Delta \partial h/\partial t$ volgens (23) werd voor δ als regel 100 km genomen.

2.1.5 Onderzoek met behulp van atmosferische modellen

2.1.5.1 Bij een gegeven topografie van het 1000 mb-vlak is volgens (21) $(\Delta \partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ afhankelijk van f , de temperatuurverdeling in de troposfeer en de adiabatische (21f), (21g) en de niet-adiabatische (21h) temperatuurveranderingen.

De invloed van (21g) is uitvoerig onderzocht door SUMNER [9]. Een stabiele opbouw van de atmosfeer ($\partial T/\partial p < \gamma/g_0$) blijkt een sterk dempend effect te hebben op de ontwikkelingen van het druk- en windveld nabij het aardoppervlak. Het dempende effect verdwijnt echter indien de verticale lucht-bewegingen geen temperatuurveranderingen tot gevolg hebben. Dit is het geval onder twee bijzondere omstandigheden.

1. Is in de gehele troposfeer over een uitgestrekt gebied $\partial T/\partial p = \gamma/g_0$ en treedt bovendien geen condensatie op, dan is (21f) + (21g) = 0. Deze toestand treft men in stormdepressies op gematigde breedten nimmer aan.
2. Is in de troposfeer over een uitgestrekt gebied $\partial\theta^*/\partial p = 0$ en is de troposfeer bovendien geheel verzadigd met waterdamp en gevuld met wolken dan volgt uit de vergelijking voor de adiabatische toestandsveranderingen, dat:

$$\Delta \int_{300 \text{ mb}}^{p_s} \left\{ \frac{r}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} - \left(\frac{\gamma}{g_0} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \left(\frac{dp}{dt} \right) \right\} dp = 0 \quad (24)$$

Het dempende effect van (21f) + (21g) verdwijnt dan eveneens. Deze toestand komt vooral in de trog van stormdepressies veelvuldig voor.

2.1.5.2 Nemen we nu als model een depressie met cirkelvormige hoogtelijnen¹⁾ van het 1000 mb-vlak, zoals weergegeven in fig. 2.1.2a. Voor een dergelijk depressiemodel geldt, dat (21a) = 0. Onderstellen we verder dat aan de volgende voorwaarden is voldaan:

1. De atmosfeer in de depressie is beneden het 300 mb-vlak verzadigd met waterdamp en gevuld met wolken. Overall in de troposfeer is $\partial\theta^*/\partial p = 0$. Onder die omstandigheden is (21f) + (21g) = 0.
2. De atmosferische processen verlopen adiabatisch, in welk geval (21h) = 0.
3. Binnen het depressiegebied is bij benadering f constant.

Onder de gestelde voorwaarden gaat (21) over in:

$$\left(\Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = (21b) + (21c) \quad (25)$$

Bij de gegeven topografie van het 1000 mb-vlak is de verdeling van $(\Delta \partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ en van $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ alleen afhankelijk van de driedimensionale temperatuurverdeling in de atmosfeer.

In het algemeen vertoont de isobarische temperatuurverdeling een „golfvormig” patroon. Als model is een golfvormige relatieve topografie van 1000 – 300 mb gekozen, zoals weergegeven in fig. 2.1.2a. Aangezien verondersteld is, dat overall $\partial\theta^*/\partial p = 0$, is daarmee de driedimensionale temperatuurverdeling vastgelegd. Fig. 2.1.2b toont nu de verdeling van (21b), fig. 2.1.2c de verdeling van (21c). Fig. 2.1.2d geeft de verdeling weer van $(\Delta \partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$. Met behulp van (23) werd tenslotte de verdeling van $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ bepaald (fig. 2.1.2e).

Uit fig. 2.1.2e kan worden afgeleid, dat de gegeven temperatuurverdeling in hoofdzaak resulteert in een oost-west²⁾ verplaatsing van de depressie aan het aardoppervlak. De deformatie van het depressiesysteem is gering.

2.1.5.3 Beschouwen we als tweede model een lage-druksysteem zoals weergegeven in fig. 2.1.3a. De as van de tong koude lucht (zie relatieve topografie) is t.o.v. fig. 2.1.2a naar het westen verschoven. Voor het overige gelden dezelfde voorwaarden als voor het eerste model.

¹⁾ De aanduiding „hoogtelijnen” is in feite niet correct omdat bedoeld is lijnen van gelijke geopotential. In het meteorologische spraakgebruik wordt echter gemakshalve het begrip „hoogte” ook gebruikt voor \int_0^z gdz.

²⁾ De geografische oriëntering van de figuren 2.1.2, 2.1.3, 2.1.4 en 2.1.5 is aangegeven in fig. 2.1.2a.

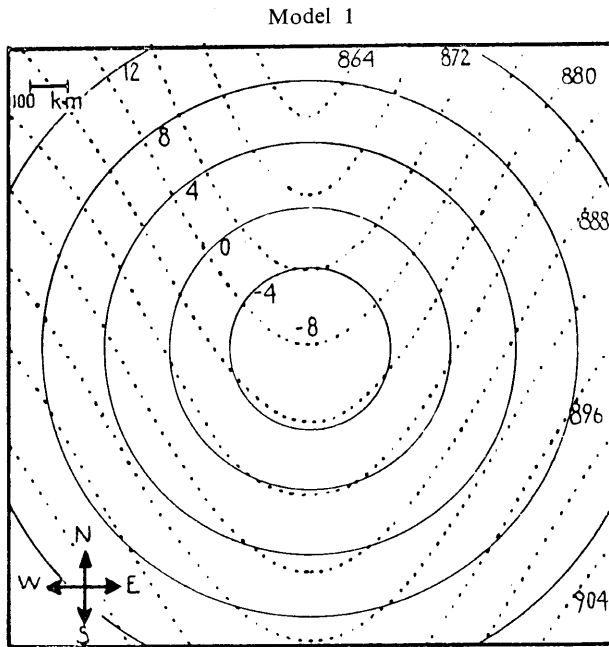


Fig. 2.1.2a

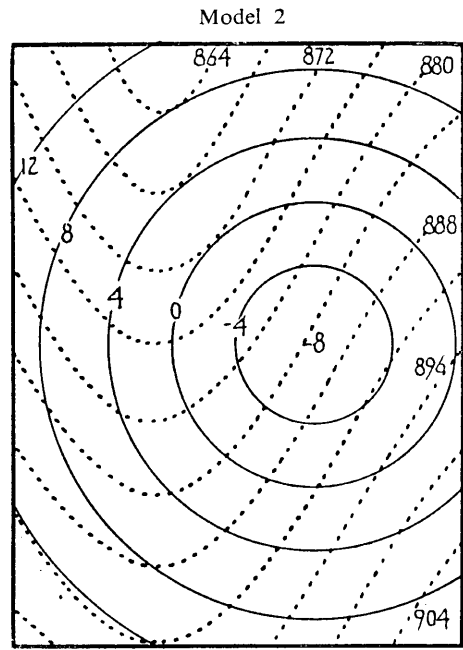


Fig. 2.1.3a

—— Topografie 1000 mb-vlak (gpdam); rel. topografie 1000 - 300 mb (gpdam)

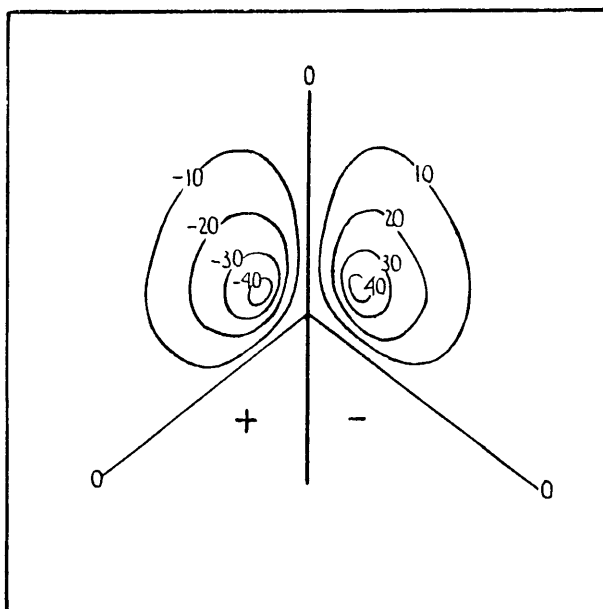


Fig. 2.1.2b

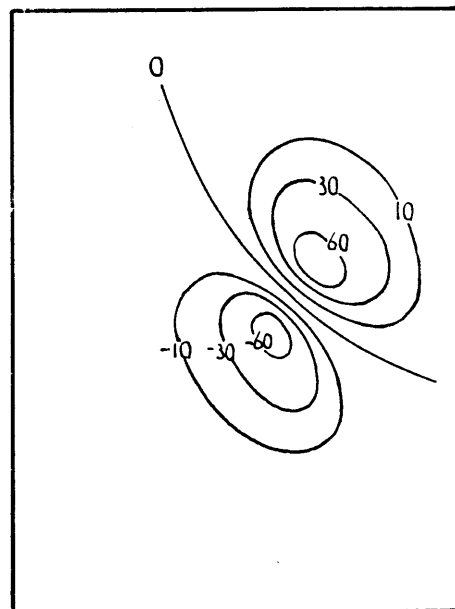


Fig. 2.1.3b

Verdeling van (21b); $p_s = 1000$ mb; (10^{-13} sec $^{-3}$)

Model 1

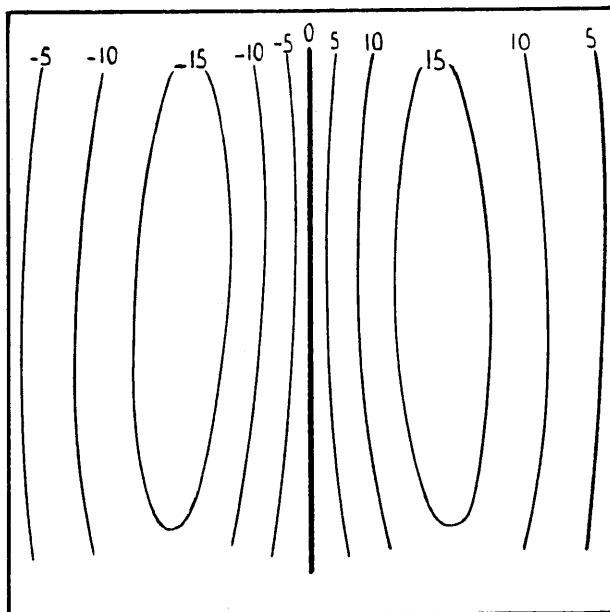


Fig. 2.1.2c

Model 2

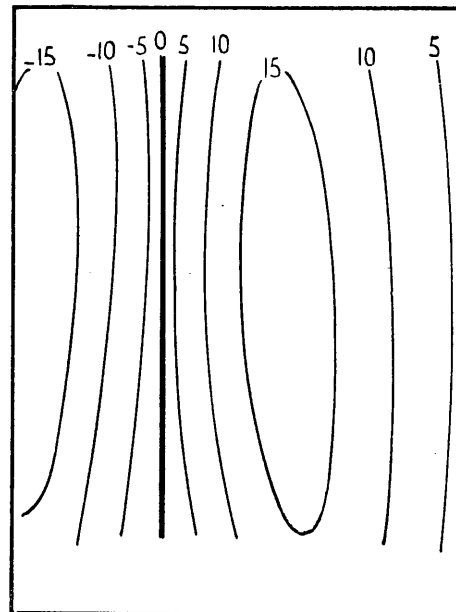


Fig. 2.1.3c

Verdeling van (21c); $p_s = 1000$ mb; $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

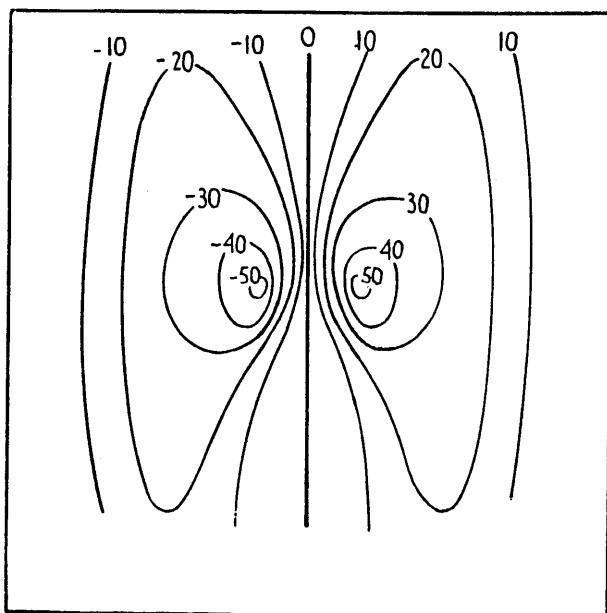


Fig. 2.1.2d

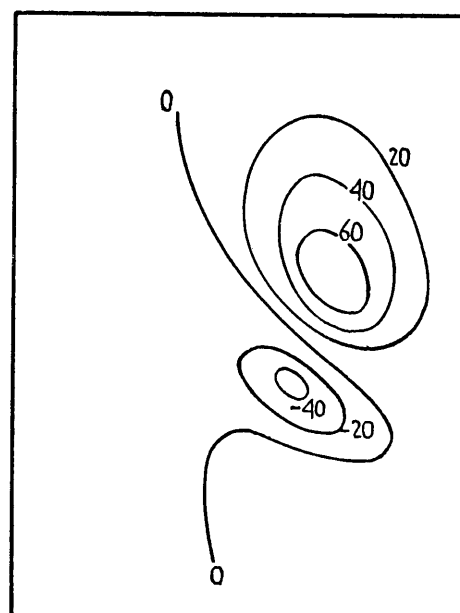


Fig. 2.1.3d

Verdeling van (21b+21c); $p_s = 1000$ mb; $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

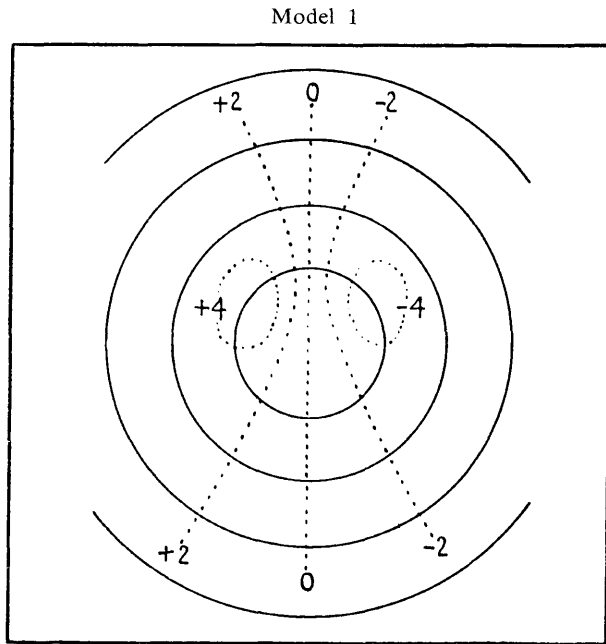


Fig. 2.1.2e

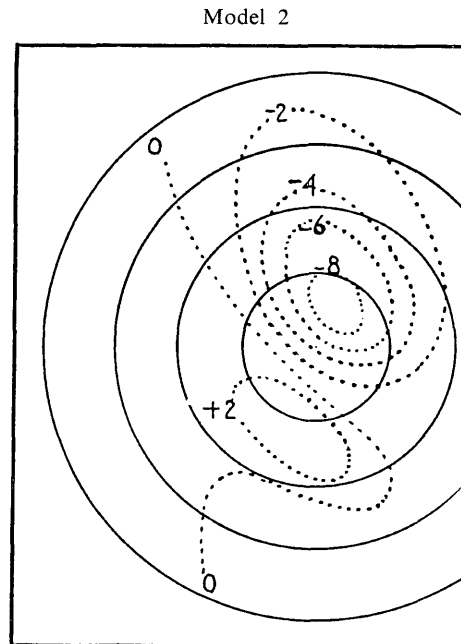


Fig. 2.1.3e

——— Topografie 1000 mb-vlak (gpdam); $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$, ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$).
 Een luchtdruktendens van 1,2 mb/3 uur aan het aardoppervlak correspondeert met een
 geopotential verandering van het 1000 mb-vlak van $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$

Uit fig. 2.1.3e kan worden afgeleid, dat de gegeven temperatuur- en drukverdeling (fig. 2.1.3a) resulteert in een uitdieping en een zuidwest-noordoost beweging van de depressie aan het aardoppervlak. De fig. 2.1.3b en 2.1.3c laten verder zien, dat het minimum van (21b) vrijwel samenvalt met het maximum van (21c). In tegenstelling tot het eerste model „compenseren” de bijdragen van (21b) en (21c) elkaar gedeeltelijk in het zuidwestelijke deel van de depressie, hetgeen o.a. tot gevolg heeft, dat aan het aardoppervlak de luchtdrukstijgingen kleiner zijn dan de luchtdrukdalingen.

2.1.5.4 Met behulp van de ervaringen opgedaan bij het onderzoek aan atmosferische modellen kan worden vastgesteld, dat bij alle realistische drukverdelingen aan het aardoppervlak en temperatuurverdelingen in de bovenlucht, het effect van (21c) met betrekking tot het ontstaan van steile hellingen van de drukvlakken nabij de grond (zie 2.1.3.1) in meer of mindere mate wordt gereduceerd door de – bij dezelfde temperatuurverdeling behorende – verdeling van (21b).

Er is echter een bijzondere temperatuurverdeling aan te geven, waarbij het reducerende effect van (21b) minimaal is en die bovendien leidt tot een configuratie van $(\text{grad}_p h)_s$ en $(\text{grad}_p \partial h/\partial t)_s$, welke het dichtst de toestand benadert zoals omschreven in 2.1.3.1.

Het kenmerk van deze temperatuurverdeling is de aanwezigheid van een tong koude lucht, waarvan de as in elk isobarisch vlak op dezelfde wijze is georiënteerd en die (op enige afstand van de kern) om de depressie aan het aardoppervlak krult en wel zodanig, dat aan de zijde van de tong, die het dichtst bij het depressiecentrum is gelegen, in elk isobarisch vlak de isothermen over een zo groot mogelijk gebied evenwijdig lopen aan de lijnen van gelijke $(\Delta h)_s$.

Bij deze temperatuurverdeling is dus de troposfeer boven het centrum van de depressie warm t.o.v. de omgeving.

2.1.5.5 Onderzoeken we thans als derde model wederom een depressie aan het aardoppervlak met cirkelvormige hoogtelijnen van het 1000 mb-vlak (fig. 2.1.4a). De temperatuurverdeling in de troposfeer (zie de relatieve topografie) vertoont nu de kenmerken genoemd in 2.1.5.4. Voor het overige gelden dezelfde voorwaarden als voor het eerste model.

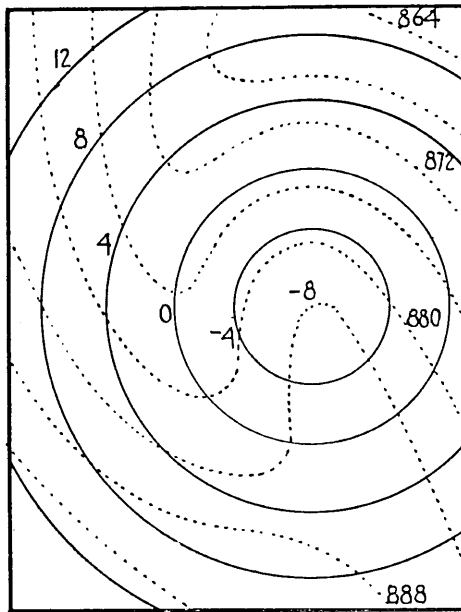


Fig. 2.1.4a. — Topografie 1000 mb-vlak (gpdam); rel. topografie 1000 - 300 mb (gpdam)

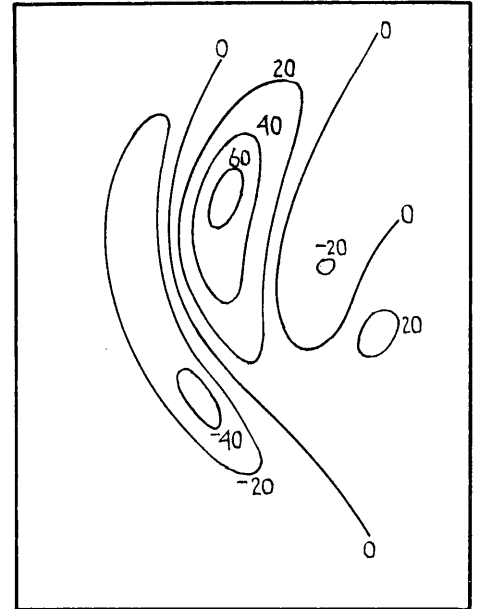


Fig. 2.1.4b. Verdeling van $(21b + 21c)$; $p_s = 1000$ mb; $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

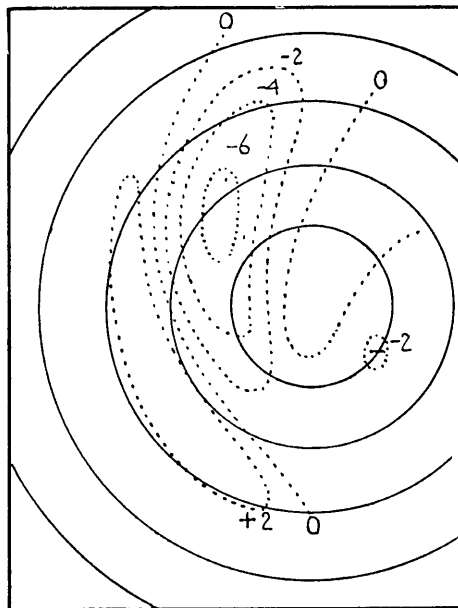


Fig. 2.1.4c. — Topografie 1000 mb (gpdam); $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$)

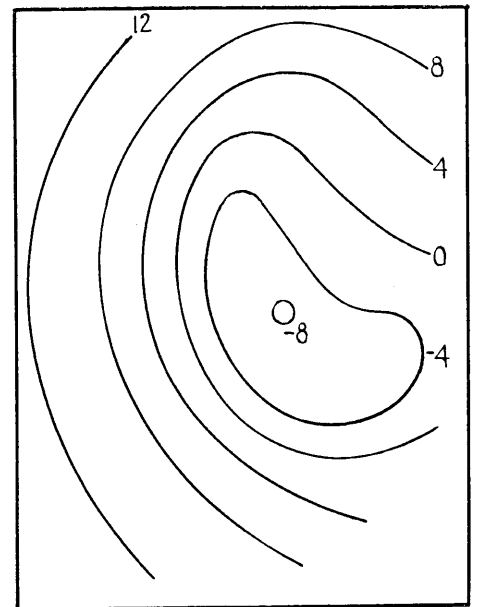


Fig. 2.1.4d. Topografie 1000 mb 3 uur later (gpdam)

Model 3

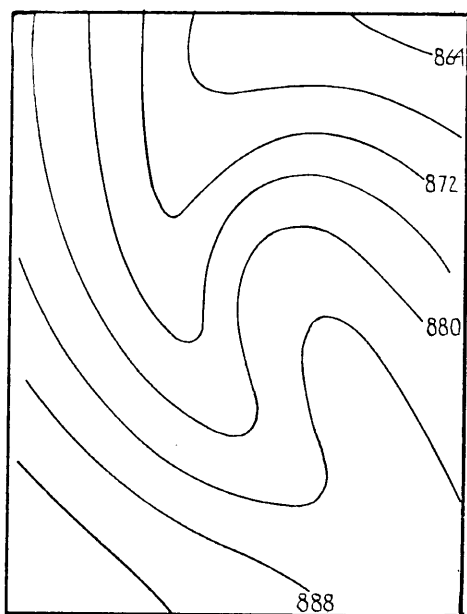


Fig. 2.1.4e. Rel. topografie 1000-300 mb 3 uur later (gpdam)

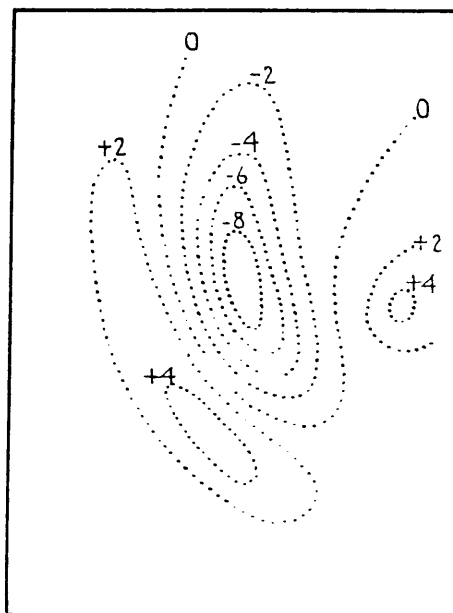


Fig. 2.1.4f. $(\partial h/\partial t)$ 1000 mb 3 uur later ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$)

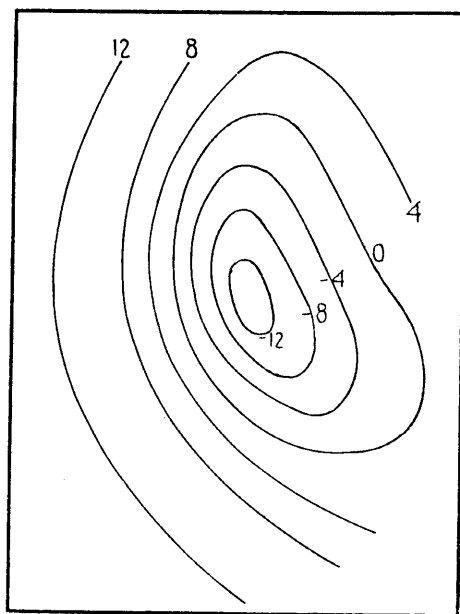


Fig. 2.1.4g. Topografie 1000 mb 6 uur later (gpdam)

De beschouwing van de figuren 2.1.4b en 2.1.4c geeft een inzicht op welke wijze de tot storm aanleiding gevende configuratie van $(\text{grad}_p h)_{1000 \text{ mb}}$ en $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ tot stand komt. Nemen we aan, dat het veld van $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ korte tijd (3 uur) gefixeerd blijft, dan gaat de topografie van het 1000 mb-vlak van fig. 2.1.4a over in die van fig. 2.1.4d. De helling van het 1000 mb-vlak blijkt over een uitgestrekt gebied aan de westzijde van de depressie belangrijk toegenomen.

Men kan de ontwikkelingen van het model verder vervolgen indien de veranderingen in de temperatuurverdeling kunnen worden berekend. Nu geldt voor de locale temperatuurverandering:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} - \frac{r}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} + \left(\frac{\gamma}{gq} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \left(\frac{dp}{dt} \right) - \vec{v}_g \cdot \text{grad}_p T \quad (26)$$

Aangezien van de veronderstelling is uitgegaan, dat de lucht verzadigd is met waterdamp en gevuld met wolken en dat overal $\partial \theta^* / \partial p = 0$ en ten slotte dat de processen adiabatisch verlopen, volgt uit (26):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{v}_g \cdot \text{grad}_p T = -\frac{1}{f} J(h, T) \quad (27)$$

Met deze betrekking is het mogelijk de temperatuurverdeling te berekenen 3 uur na de uitgangstoestand. De berekening levert de relatieve topografie 1000 – 300 mb op zoals weergegeven in fig. 2.1.4e. Het is nu mogelijk opnieuw het veld van $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ te bepalen en wel met de betrekking:

$$\left(\Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = (21a) + (21b) + (21c) \quad (28)$$

en (23).

Men verkrijgt dan een verdeling van $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ zoals weergegeven in fig. 2.1.4f. Bij een onveranderde verdeling van $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ gedurende 3 uur gaat de topografie van het 1000 mb-vlak van fig. 2.1.4d over in die van fig. 2.1.4g. Men ziet thans, dat de helling van het 1000 mb-vlak over een groot gebied verder is toegenomen.

2.1.5.6 Bij de onderzochte modellen werd uitgegaan van een temperatuurverdeling waarbij waarden voor $|\text{grad}_p T|$ werden gebruikt, die overeenkomen met een gemiddelde ontleend aan matig actieve depressies. Uit (21b) en (21c) kan men afleiden, dat ingeval de temperatuurverdeling voldoet aan het patroon omschreven in 2.1.5.4, de isobarische vlakken aan de koude kant van de depressie meer zullen gaan hellen naarmate de tong van koude lucht scherper en de waarden van $|\text{grad}_p T|$ ter weerszijden van de tong groter zijn.

2.1.5.7 Bij de drie onderzochte modellen is binnen het depressiegebied f constant genomen. Om na te gaan in hoeverre deze vereenvoudiging invloed heeft op de uitkomsten, werden de bijdragen van (21d) en (21e) tot de verdeling van $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ berekend voor het model, dat is vastgelegd door de fig. 2.1.4d en 2.1.4e. Aangenomen is, dat het depressiecentrum was gelegen op 55° N.B. De figuren 2.1.5a en 2.1.5b tonen aan, dat de bijdragen van (21d) en (21e) verwaarloosbaar klein zijn.

2.1.5.8 Tot nu toe werd slechts aandacht besteed aan temperatuurverdelingen waarbij een tong koude lucht met de circulatie in de bovenlucht om een depressie krult. Ook een tong warme lucht aan de „voorzijde” van een depressie kan, mits op een bepaalde wijze georiënteerd t.o.v. het veld van $(\Delta h)_s$, aanleiding geven tot het ontstaan van steile hellingen van het 1000 mb-vlak. Het blijkt echter, dat bij gelijke isobarische temperatuurgradiënten de hellingsveranderingen van het 1000 mb-vlak, die samenhangen met een warme tong, minder groot zijn dan die bij de aanwezigheid van een tong koude lucht. Dit houdt verband met het sterkere compenserend effect, dat bij modellen met een warme tong optreedt met betrekking tot de verdelingen van (21b) en (21c). Men kan aantonen, dat steile hellingen van het 1000 mb-vlak aan de voorzijde van een depressie als gevolg van een tong warme lucht vrijwel alleen kunnen ontstaan wanneer de waarden van $|\text{grad}_p \Delta h|_{1000 \text{ mb}}$ klein zijn. In gebieden met storm is dat alleen mogelijk wanneer de kromming van de hoogtelijnen van het 1000 mb-vlak gering is.

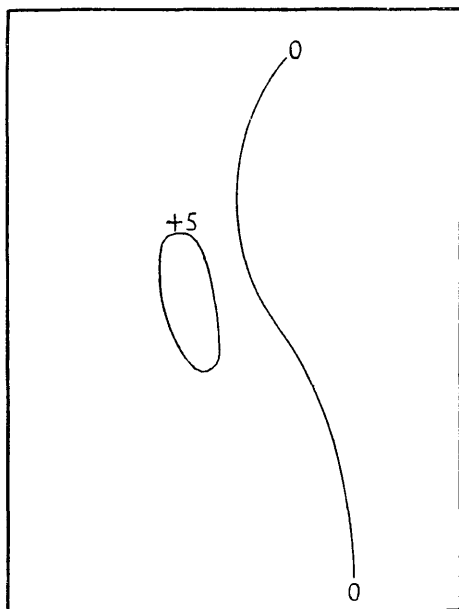


Fig. 2.1.5a. Verdeling van (21d); $p_s = 1000$ mb;
($10^{-14} \text{ sec}^{-3}$)

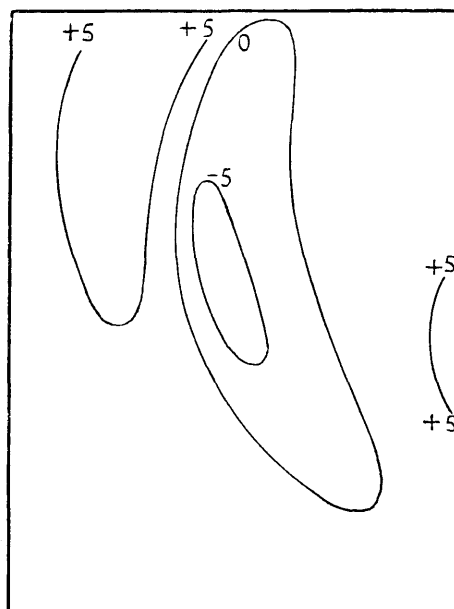


Fig. 2.1.5b. Verdeling van (21e); $p_s = 1000$ mb;
($10^{-14} \text{ sec}^{-3}$)

2.1.6 Statistisch onderzoek

2.1.6.1 In gebieden met storm lopen, als gevolg van de grote waarden van $|(\text{grad}_p h)_s|$, de hoogtelijnen van het 1000 mb-vlak vrijwel evenwijdig aan de lijnen van gelijke $(\Delta h)_{1000 \text{ mb}}$.

Uit de ontwikkelde theorie over de temperatuurverdeling in de bovenlucht, die aanleiding geeft tot het ontstaan van stormen aan de koude kant van een depressie, volgt, dat tussen het depressiecentrum aan het aardoppervlak en de as van de tong koude lucht de richting van $\text{grad}_p T$ en ook van

$\text{grad}_p R \int_p^{1000 \text{ mb}} T/p \, dp$ (= gradiënt relatieve topografie 1000 mb - p) tegengesteld moet zijn aan de richting

van $(\text{grad}_p h)_{1000 \text{ mb}}$. Duidelijk komt dit tot uiting bij vergelijking van de figuren 2.1.4d, 2.1.4e en 2.1.4g. Een gevolg hiervan is, dat de windsnelheid in een deel van het stormgebied, nl. tussen de as van de koude tong en het depressiecentrum, naar boven *afneemt*. Deze bijzondere verticale windschering biedt de mogelijkheid de theoretische beschouwingen op een eenvoudige wijze nader te toetsen aan een vrij groot aantal opgetreden zware stormen.

2.1.6.2 Met behulp van de weerkaarten van 00.00 G.M.T., gepubliceerd in het „Täglicher Wetterbericht des Deutschen Wetterdienstes“, werden over de maanden januari t/m april en september t/m december van de jaren 1949 t/m 1954 alle zware stormen in polaire lucht uitgeteld, die voorkwamen in een gebied begrensd door de breedtecirkels van 30° en 60° N.B. en de lengtecirkels van 15° O.L. en 70° W.L. Onder een zware storm werd bij dit onderzoek verstaan een storm, waarbij op zijn minst binnen een vierkant van 500 bij 500 km de geostrofische wind meer dan 40 m/sec bedroeg. Voor elke storm werd, aan de hand van de relatieve topografie van 1000 - 500 mb van 03.00 G.M.T. of de bovenwindwaarnemingen van 03.00 G.M.T., nagegaan of de richting van de thermische wind 1000 - 500 mb boven een deel van het stormgebied tegengesteld was aan de richting van de geostrofische wind aan de grond.

In totaal werden 49 stormen onderzocht. In 4% van de gevallen kon met grote zekerheid worden vastgesteld, dat de temperatuurverdeling *niet* voldeed aan de uit de theorie afgeleide voorwaarden. In 45% van de gevallen liet de analyse van de relatieve topografie boven het stormgebied meer dan één oplossing toe. In al deze gevallen bleek de analyse „ongedwongen“ in overeenstemming te brengen met het vereiste patroon. Ten slotte kon bij 51% van het aantal stormen met grote zekerheid worden

vastgesteld, hetzij door een eenduidige analyse van de relatieve topografie, hetzij door directe wind-waarnemingen uit de bovenlucht, dat de temperatuurverdeling in de troposfeer geheel overeenstemde met de theoretische beschouwingen.

2.1.7 Onderzoek van een tweetal Noordzeestormen

We zullen thans de betrekking:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{1000 \text{ mb}} = -\delta^2 \left[\frac{1}{4} \{ (21a) + (21b) + (21c) \} + \overline{(21a) + (21b) + (21c)} \right] \quad (29)$$

toetsen aan een tweetal Noordzeestormen. Dit impliceert, dat bij de bepaling van $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ o.m. geen rekening wordt gehouden met adiabatische en niet-adiabatische temperatuurveranderingen.

31 januari 03.00 G.M.T.

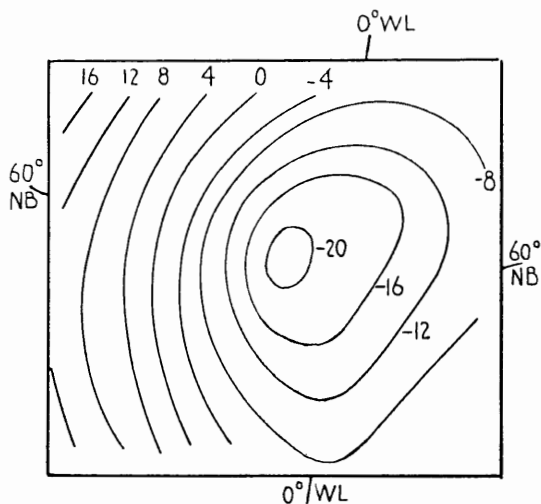


Fig. 2.1.6a. Topografie 1000 mb-vlak (gpdam)

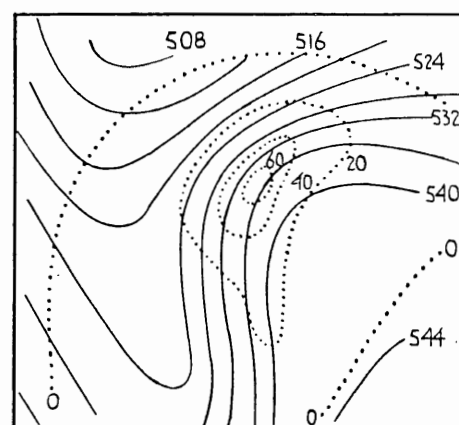


Fig. 2.1.6b. ——— Relatieve topografie 1000 - 500 mb (gpdam);
..... Δh 1000 mb (10^{-9} sec^{-2})

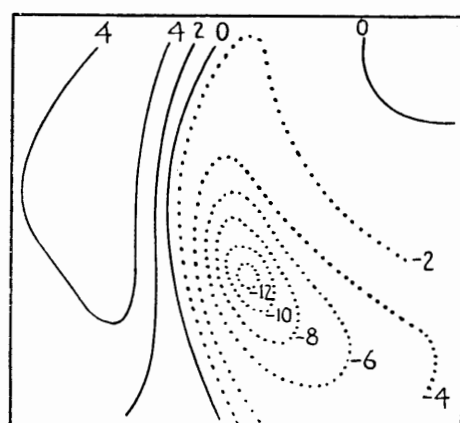


Fig. 2.1.6c. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) berekend

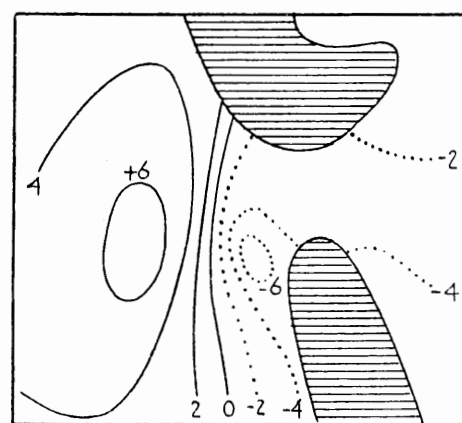


Fig. 2.1.6d. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) waargenomen (00.00 - 03.00 G.M.T.)

2.1.7.1 *De storm van 31 januari – 1 februari 1953.* Fig. 2.1.6a toont de topografie van het 1000 mb-vlak op 31 januari 1953 te 03.00 G.M.T. De relatieve topografie 1000 – 500 mb in fig. 2.1.6b geeft een globale indruk van de temperatuurverdeling in de troposfeer waarbij duidelijk opvalt, dat de contourlijnen in een gebied om het depressiecentrum evenwijdig lopen aan de hoogtelijnen van het 1000 mb-vlak en de lijnen van gelijke $(\Delta h)_{1000 \text{ mb}}$. Fig. 2.1.6c toont de verdeling van de hoogteveranderingen van het 1000 mb-vlak berekend met (29) en fig. 2.1.6d de waargenomen veranderingen. De gearceerde velden in fig. 2.1.6d (en evenzo in de figuren 2.1.7d, 2.1.8d, 2.1.10d, 2.1.11d en 2.1.12d) geven de gebieden aan waarbinnen de analyse van het tendensveld door het ontbreken van synoptische waarnemingen meer of minder onbetrouwbaar is.

Op overeenkomstige wijze werden de hoogteveranderingen van het 1000 mb-vlak berekend, uitgaande van de toestand op 31 januari 15.00 G.M.T. (fig. 2.1.7) en van 1 februari 03.00 G.M.T. (fig. 2.1.8).

31 januari 1953 15.00 G.M.T.

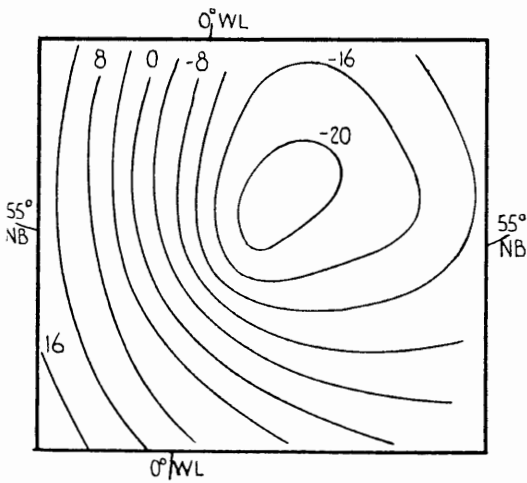


Fig. 2.1.7a. Topografie 1000 mb-vlak (gpdam)

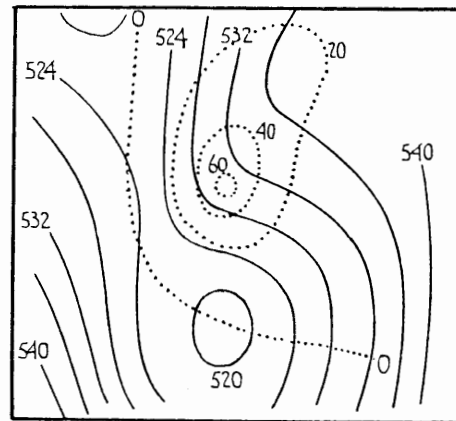


Fig. 2.1.7b. ——— Relatieve topografie 1000 – 500 mb (gpdam);
..... $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$ (10^{-9} sec^{-2})

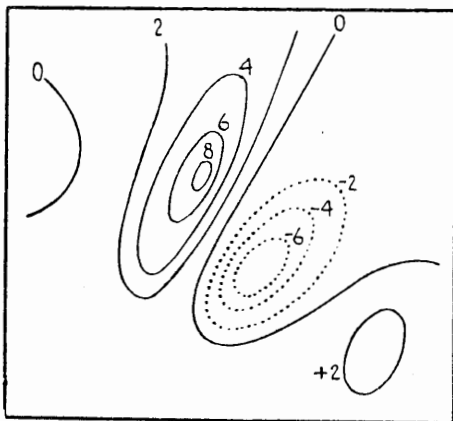


Fig. 2.1.7c. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}$) berekend

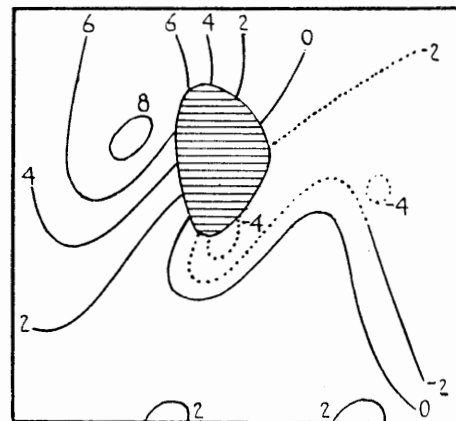


Fig. 2.1.7d. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}$) waargenomen (12.00 – 15.00 G.M.T)

1 februari 03.00 G.M.T.

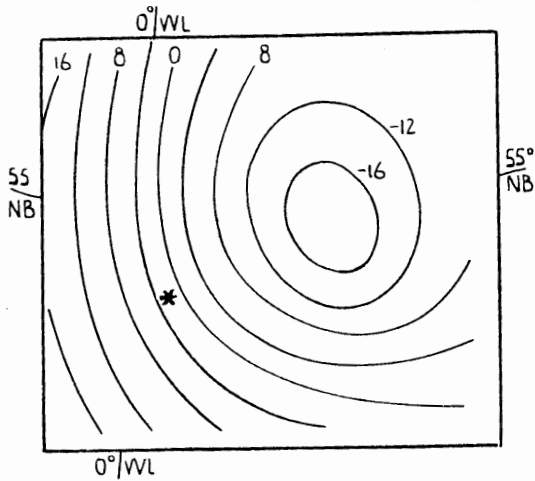


Fig. 2.1.8a. Topografie 1000 mb-vlak (gpdam)
* Aerologisch station Hemsby (Engeland)

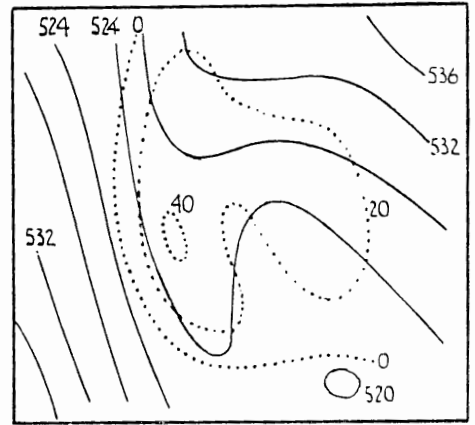


Fig. 2.1.8b. ——— Relatieve topografie 1000 – 500 mb (gpdam);
..... Δh 1000 mb (10^{-9} sec^{-2})

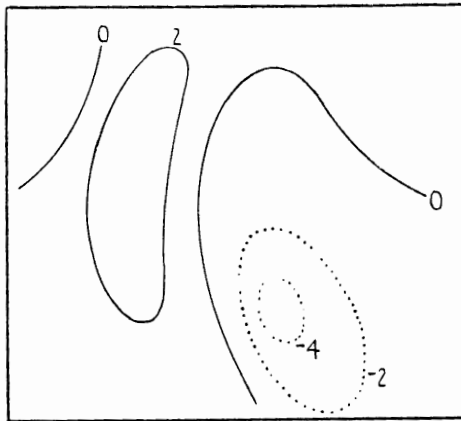


Fig. 2.1.8c. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) berekend

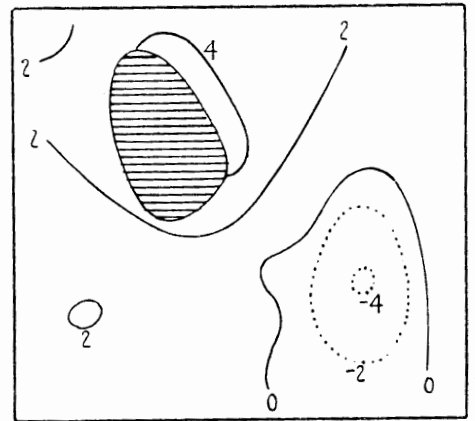


Fig. 2.1.8d. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) waargenomen (00.00 – 03.00 G.M.T.)

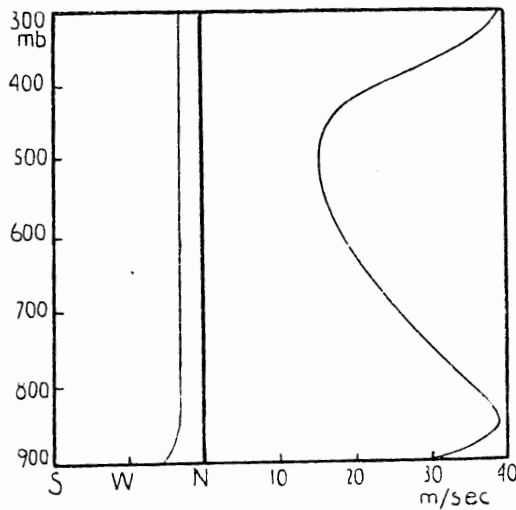


Fig. 2.1.9. Bovenwindwaarneming van Hemsby, 1 februari 1953 03.00 G.M.T. (Windrichting en snelheid)

Bij een vergelijking van de berekende en de opgetreden hoogteveranderingen van het 1000 mb-vlak valt – wat betreft de ligging van de maxima en minima – een goede overeenstemming waar te nemen. In bepaalde punten komen echter verschillen voor tussen waargenomen en berekende waarden tot $700 \text{ cm}^2\text{sec}^{-3}$. Vergelijkt men de ontwikkelingen van de topografie van het 1000 mb-vlak op 31 januari met die van model 3 (zie 2.1.5.5) dan merkt men analoge karaktertrekken op.

De boven een deel van het stormgebied optredende verticale windafneming wordt o.a. duidelijk gedemonstreerd door de bovenwindwaarneming van het station Hemsby van 1 februari 1953 03.00 G.M.T. (zie fig. 2.1.8a en 2.1.9).

2.1.7.2 *De storm van 6 – 7 oktober 1954.* De zware noordwesterstorm van 6 – 7 oktober 1954 boven het zuidelijk gedeelte van de Noordzee werd gekenmerkt door een snelle en verrassende ontwikkeling. De fig. 2.1.10b, 2.1.11b en 2.1.12b tonen ook in dit geval duidelijk aan, dat de temperatuurverdeling in de troposfeer voldoet aan de uit de theorie afgeleide voorwaarde voor het ontstaan van zware stormen. De overeenstemming tussen de berekende en waargenomen hoogteveranderingen van het 1000 mb-vlak (fig. 2.1.10c, 2.1.10d, 2.1.11c, 2.1.11d, 2.1.12c en 2.1.12d) is van dezelfde orde als bij de storm van 31 januari – 1 februari 1953. Bij een nadere beschouwing van de temperatuurverdelingen en temperatuurveranderingen, die bij beide stormen zijn opgetreden, valt een grote overeenkomst op (men vergelijk fig. 2.1.6b met fig. 2.1.11b en fig. 2.1.7b met fig. 2.1.12b). De ontwikkelingen van de topografie van het 1000 mb-vlak tonen ook bij de storm van 6 – 7 oktober een duidelijke overeenkomst met die van model 3.

Bijzondere aandacht verdient fig. 2.1.11c waar zich de tot storm aanleiding gevende configuratie van $\text{grad}_p h_{1000 \text{ mb}}$ en $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ voordoet juist op het midden van de Noordzee. Door het ontbreken van tendenswaarnemingen werd deze ontwikkeling op 6 oktober niet tijdig onderkend.

Tussen 6 oktober 21.00 G.M.T. en 7 oktober 03.00 G.M.T. bereikte de storm een hoogtepunt nabij de Waddeneilanden. Fig. 2.1.13 geeft de bovenwindwaarneming weer van het station Emden (zie fig. 2.1.11a) op 6 oktober 20.00 G.M.T. Ook in dit geval blijkt juist boven het gebied met de grootste windsnelheden de wind met de hoogte af te nemen.

2.1.7.3 Uit een onderzoek naar de oorzaken van de optredende verschillen tussen de berekende en de waargenomen hoogteveranderingen van het 1000 mb-vlak bij de stormen van 31 januari – 1 februari 1953 en 6 – 7 oktober 1954 blijkt, dat de nauwkeurigheid, waarmee – bij de huidige dichtheid van het aerologische waarnemingsnet en de huidige meettechniek – de toestand van de atmosfeer in de bovenlucht kan worden geanalyseerd, niet in verhouding staat tot de nauwkeurigheid, die wordt vereist om de betrekking (21) en de daaruit afgeleide betrekkingen op geheel bevredigende wijze te toetsen. Het aanbrengen van een wijziging in de analyse van de temperatuurverdeling heeft soms tot gevolg, dat bij een herberekening een – t.o.v. de oorspronkelijke berekening – belangrijk afwijkend resultaat wordt verkregen. Het gelukt bij beide onderzochte stormen evenwel niet de tot een snel aanwakkeren van de wind aanleiding gevende configuraties van $(\text{grad}_p h)_{1000 \text{ mb}}$ en $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ weg te werken door het aanbrengen van toelaatbare wijzigingen in de analyse van de uitgangstoestanden.

2.1.7.4 Het behoeft geen betoog, dat bij de huidige mogelijkheden tot het vastleggen van de toestand van de atmosfeer in de bovenlucht het bepalen van het effect van de adiabatische temperatuurveranderingen op de ontwikkeling van een storm vrijwel onmogelijk is. Bij de stormen van 31 januari – 1 februari 1953 en 6 – 7 oktober 1954 kan nochtans worden waargenomen, dat de stormgebieden grotendeels samenvallen met de gebieden met matige of zware regen- of sneeuwval. Deze waarnemingen maken het waarschijnlijk, dat de atmosfeer verzadigd is geweest met waterdamp en tot grote hoogte gevuld met wolken. De radiosonde-opstijgingen ten tijde van de storm van 31 januari – 1 februari tonen voorts een overwegend verzadigd-adiabatische opbouw in het stormgebied aan. Bij de storm van 6 – 7 oktober was dit in mindere mate het geval.

6 oktober 1954 03.00 G.M.T.

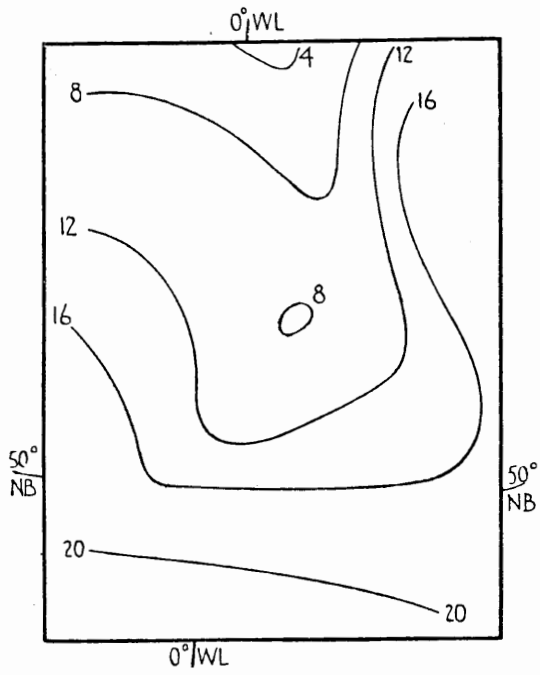


Fig. 2.1.10a. Topografie 1000 mb-vlak (gpdam)

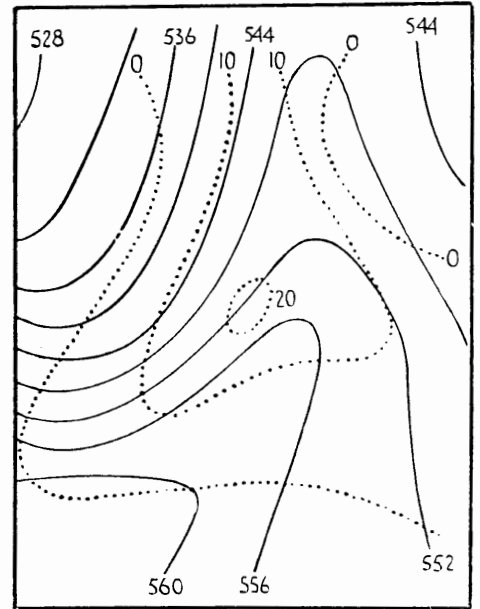


Fig. 2.1.10b. ——— Relatieve topografie 1000 – 500 mb (gpdam);
 Δh 1000 mb (10^{-9} sec^{-2})

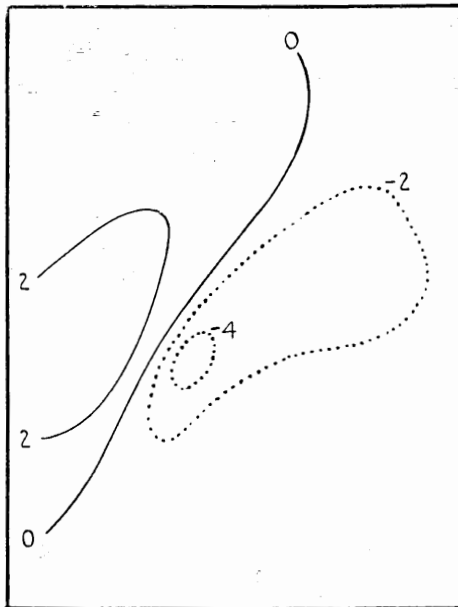


Fig. 2.1.10c. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) berekend

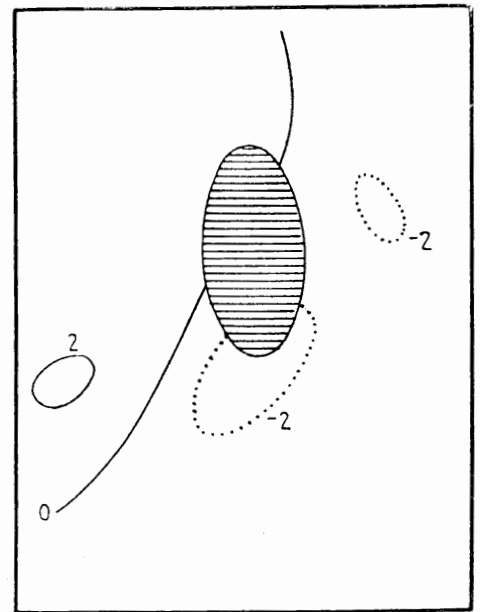


Fig. 2.1.10d. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) waargenomen (00.00 – 03.00 G.M.T.)

6 oktober 1954 15.00 G.M.T.

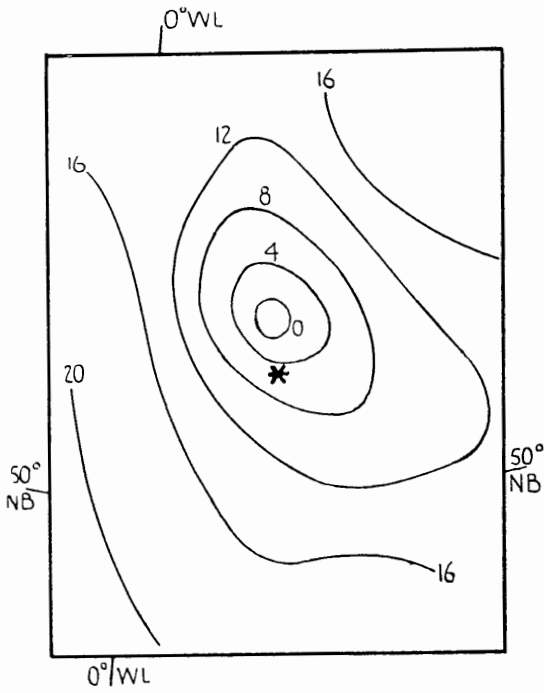


Fig. 2.1.11a. Topografie 1000 mb-vlak (gdam)
* Aerologisch station Emden
(Duitsland)

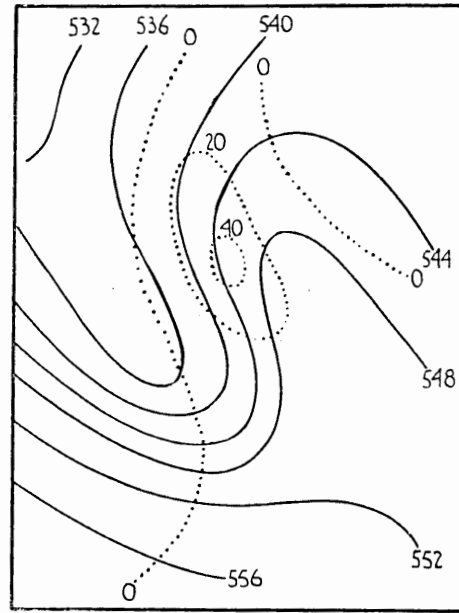


Fig. 2.1.11b. ——— Relatieve topografie
1000 - 500 mb (gdam);
..... Δh 1000mb (10^{-9} sec^{-2})

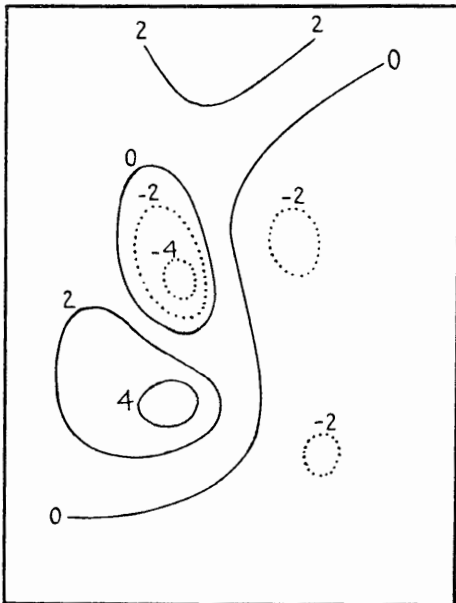


Fig. 2.1.11c. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) berekend

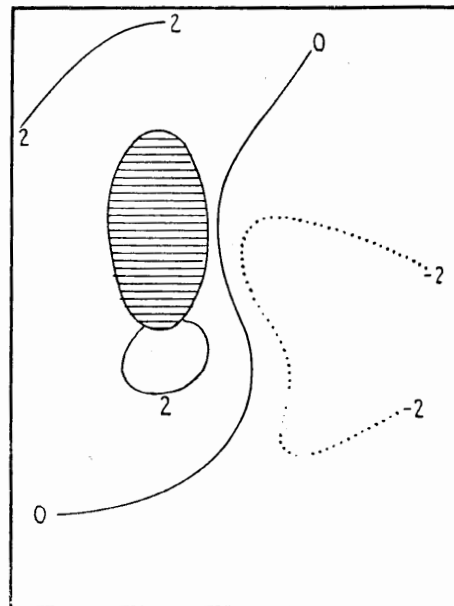


Fig. 2.1.11d. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) waargenomen (12.00 - 15.00 G.M.T.)

7 oktober 1954 03.00 G.M.T.

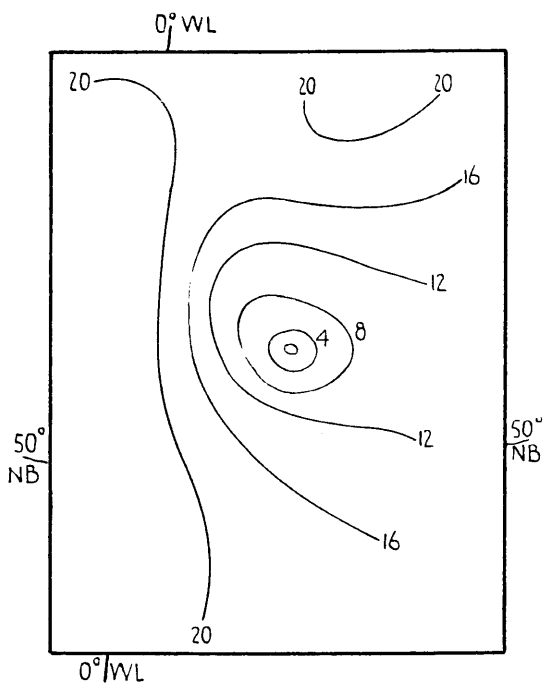


Fig. 2.1.12a. Topografie 1000 mb-vlak (gpdam)

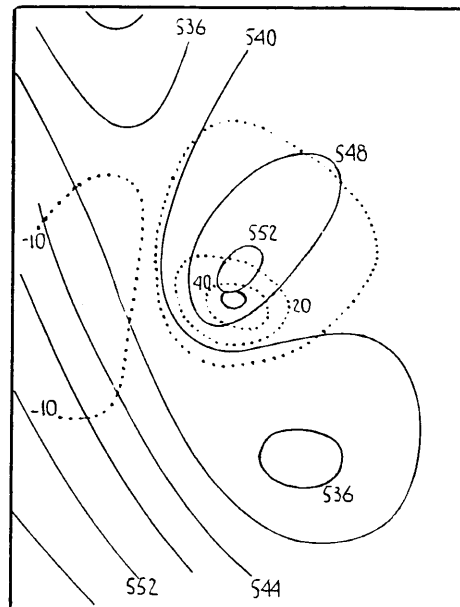


Fig. 2.1.12b. ——— Relatieve topografie 1000 - 500 mb (gpdam);
..... Δh 1000 mb (10^{-9} sec^{-2})

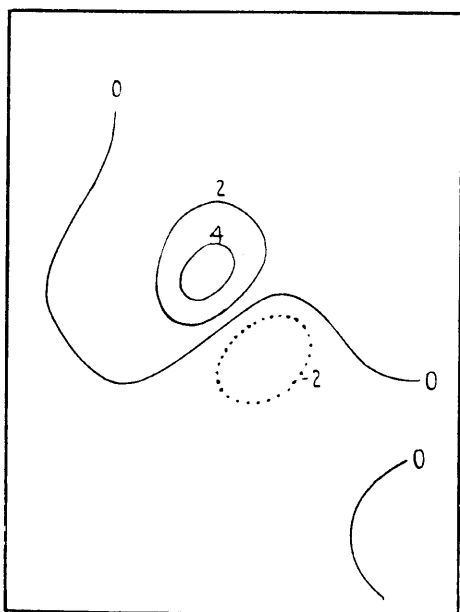


Fig. 2.1.12c. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) berekend

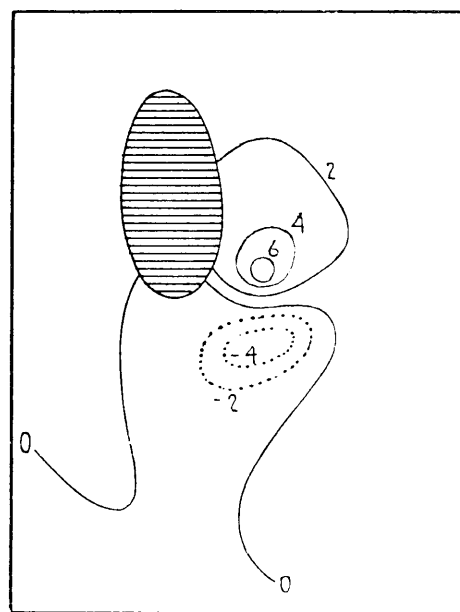


Fig. 2.1.12d. $\partial h/\partial t$ ($100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$) waargenomen (00.00 - 03.00 G.M.T.)

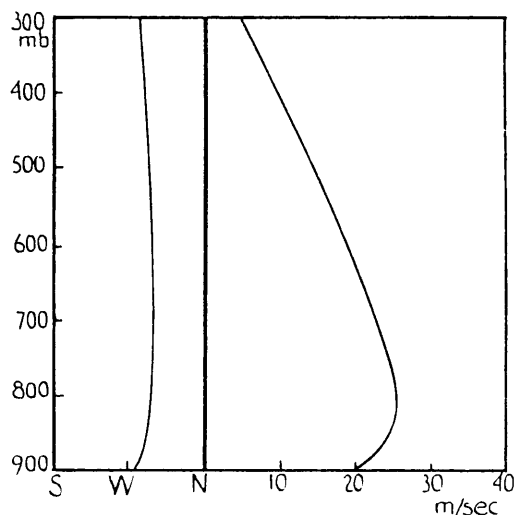


Fig. 2.1.13. Bovenwindwaarneming van Emden, 6 oktober 1954 20.00 G.M.T. (windrichting en snelheid)

2.1.8 De banen van „stormvloed“-depressies

Uit de voorgaande onderzoeken kan worden afgeleid, hoe – in de kritieke toestand (zie 2.1.5.4) – de as van de tong koude lucht ongeveer moet zijn georiënteerd om aanleiding te geven tot een noordwesterstorm, die een zodanig gebied van de Noordzee beslaat, dat het water in het zuidelijke bekken belangrijk wordt opgestuwd (zie 3.1).

De meest gevaarlijke stormen zouden volgens de ontwikkelde theorie moeten ontstaan wanneer de as van de koude tong is gelegen in de omgeving van en evenwijdig aan de Engels-Schotse oostkust. Nu is het zeer onwaarschijnlijk, dat zich tijdens de ontwikkeling van een depressie een dergelijke oriëntering van de tong van koude lucht zal voordoen, indien de – aan de ontwikkeling van de depressie voorafgaande – ligging van de frontale zone boven Engeland zuidelijker is dan ongeveer 55° N.B.

Uitgaande van het sturingsprincipe zullen de banen van de „stormvloed“-depressies, die, van het westen komende, boven de Noordzee in de kritieke toestand geraken, als regel noordelijker moeten zijn gelegen dan ongeveer 55° N.B. in verband met de vereiste noordelijke ligging van de frontale zone in het beginstadium. Het onderzoek vermeld in 2.4 bevestigt deze gevolgtrekking.

2.1.9 Samenvatting, gevolgtrekkingen en slotbeschouwing

2.1.9.1 De theoretische beschouwingen over het ontstaan van zware stormen blijken in vele opzichten in goede overeenstemming met de in werkelijkheid waargenomen atmosferische toestanden en toestandsveranderingen.

De conclusies uit de resultaten van het onderzoek kunnen als volgt worden samengevat:

1. Wanneer bij de ontwikkeling van een depressie op een zeker moment de temperatuurverdeling in de gehele troposfeer of in een groot deel ervan geraakt in een toestand zoals omschreven in 2.1.5.4, dan treedt een configuratie van $(\text{grad}_p h)_s$ en $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$ op, die aanleiding geeft tot het snel aanwakken van de wind aan de koude kant van de depressie.
2. De toeneming van de wind zal in de kritieke toestand des te groter zijn naarmate beter is voldaan aan de voorwaarde, dat de gehele troposfeer over een zo uitgestrekt mogelijk gebied èn verzadigd-adiabatisch is opgebouwd èn geheel is verzadigd met waterdamp en gevuld met wolken.
3. De toeneming van de wind zal in de kritieke toestand des te groter zijn naarmate de tong van koude lucht scherper en de isobarische temperatuurgradiënten ter weerszijden van de tong van koude lucht groter zijn. (Praktisch gesproken bevestigt deze gevolgtrekking het reeds lang bekende ervaringsfeit,

dat er een correlatie bestaat tussen de „activiteit” van een depressie en de isobarische temperatuurverschillen in de in het beginstadium nog ongestoorde frontale zone).

4. Boven een deel van het stormgebied (gewoonlijk daar, waar de hoogste windsnelheden voorkomen) neemt de wind boven de wrijvingslaag met de hoogte af.

2.1.9.2 Met betrekking tot de vraag in hoeverre de resultaten van het onderzoek naar het ontstaan van stormen een bijdrage kunnen leveren tot een verbetering van stormverwachtingen, dient het volgende te worden overwogen. Ingeval de atmosfeer geraakt in een toestand zoals omschreven in 2.1.5.4, neemt de wind snel toe. Of de atmosfeer in de kritieke toestand is gekomen, kan bij het huidige aerologische waarnemingsprogramma slechts tweemaal per dag worden vastgesteld en dan nog alleen boven een gebied met een dicht waarnemingsnet en eerst nadat de waarnemingen met de onvermijdelijke vertraging van enkele uren ter beschikking zijn gekomen.

Waarschuwingen voor storm, die berusten op het constateren van een kritieke temperatuurverdeling, zullen dan ook in het algemeen weinig praktisch nut hebben door de (te) late aankondiging.

Voor het uitgeven van stormverwachtingen is het belangrijker of kenmerken kunnen worden gevonden voor aanvangstoestanden, die leiden tot de kritieke temperatuurverdeling. Het opsporen van zulke kenmerken is tot nu toe niet gelukt. Het is bij onderzoeken gebleken, dat, uitgaande van realistische aanvangstoestanden, de kritieke temperatuurverdeling naar alle waarschijnlijkheid niet kan intreden bij uitsluitend advectionele temperatuurveranderingen. Dat betekent, dat niet-advectionele temperatuurveranderingen bij het onderzoek moeten worden betrokken. Bij de huidige meettechniek van de wind en de vochtigheid in de bovenlucht is dat vrijwel onmogelijk.

Literatuur:

1. *R. Fjörtoft* On a numerical method of integrating the barotropic vorticity equation. *Tellus*, 4, 179-194, 1952.
2. *R. G. Fleagle* Quantitative analysis of factors influencing pressure change. *J. of Met.*, 5, 281-292, 1948.
3. *T. Hesselberg* Ueber eine Beziehung zwischen Druckgradient, Wind und Gradientänderungen. *Veröff. Geoph. Inst. Leipzig, Serie 2*, 1, 207, 1915.
4. *H. Kruhl* Zur Dynamik polarer Kaltluftausbrüche am Beispiel des Holland Orkan vom 30.1-1.2.1953. *Ann. d. Met.*, 6, 65-76, 1954.
5. *J. van Mieghem* Contribution à l'étude du mouvement de l'air. *Mém. Ac. R. de Belgique*, XIX, 3, 11, 1941.
6. *H. Philipps* Die Abweichung vom geostrophischen Wind. *Met. Z.*, 56, 468, 1939.
7. *M. Rodewald* Ueber die unvermittelt aufkommenden Nordwest-stürme in der Deutschen Bucht. *Ann. d. Hydrogr. und Marit. Met.*, 65, 337-340, 1937.
8. *F. H. Schmidt* On the causes of pressure variations at the ground. *K.N.M.I., Med. en Verh.*, Serie B, deel II, No. 4, 7, 1946.
9. *E. J. Sumner* The significance of vertical stability in synoptic development. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 76, 384-392, 1950.
10. *R. C. Sutcliffe* A contribution to the problem of development. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 73, 370-383, 1947.
11. *R. C. Sutcliffe* The theory and use of upper air thickness patterns in forecasting. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 76, 189-217, 1950.

2.2 Over het verband tussen de luchtdrukverdeling en de wind op normale waarnemingshoogte boven zee

Summary

On the relation between pressure and surface wind over sea

The shortage of wind observations in certain sea areas often leads to the use of pressure distribution for the determination of the surface wind. A number of methods exists which allow approximation of the surface wind but the accuracy of these methods depends on the extent to which the pressure distribution satisfies certain conditions. On the basis of the publications of HESSELBERG and SVERDRUP [6, 7] a more general relation between pressure and wind at 10 m above the sea surface can be derived (Eq. (16)). For the determination of certain coefficients, data collected and investigated by BLEEKER [2] and VERPLOEGH [13, 14] have been used.

From a comparison of the different methods it appears that the „gradient wind” formula (2) may be considered as a reasonable approximation for the relation between surface wind and pressure in well-developed stationary, as well as in non-stationary depressions.

Résumé

Rapport entre la pression et le vent de surface en mer

Un manque d'observations du vent dans quelques zones de la mer nous oblige souvent à déterminer les vents de surface à l'aide de répartitions de la pression. Il y a plusieurs méthodes qui permettent de déduire approximativement les vents de surface, mais la précision de ces méthodes dépend de la mesure dans laquelle la répartition de la pression satisfait à certaines conditions. Partant des publications de HESSELBERG et SVERDRUP [6, 7] un rapport plus général entre pression et vent à 10 mètres au-dessus de la surface de la mer peut être établi (éqn. (16)). Pour la détermination de certains coefficients, on a utilisé une série de données, recueillies et étudiées par BLEEKER [2] et VERPLOEGH [13, 14].

Une comparaison des différentes méthodes montre que la formule du vent du gradient (2) peut être considérée comme une approximation raisonnable du rapport qui existe entre le vent de surface et la pression dans les dépressions bien développées stationnaires et non stationnaires.

2.2.1 Inleiding

Bij het onderzoek naar de betrekking tussen de wind en de opwaaiing van het zeewater is men dikwijls genoodzaakt bij gebrek aan een voldoende aantal directe windwaarnemingen het luchtdrukveld te benutten voor het verkrijgen van gegevens omtrent de wind.

Bij het opstellen van verwachtingen omtrent de opwaaiing van het zeewater, vormt de kennis van het verband tussen de luchtdrukverdeling en de wind een essentieel onderdeel van de verwachtingsmethodiek, omdat het windveld in de toekomst gewoonlijk alleen uit het verwachte luchtdrukveld kan worden afgeleid.

In de literatuur vindt men verscheidene methoden beschreven waarmee men bij benadering de windsnelheid op ongeveer 10 m hoogte (normale waarnemingshoogte) uit de luchtdrukverdeling kan bepalen. Bij vrijwel alle methoden hangt de nauwkeurigheid van de verkregen uitkomsten o.m. af van de mate waarin de luchtdrukverdeling aan zekere voorwaarden voldoet.

In deze paragraaf is getracht een algemeen geldende betrekking af te leiden tussen de wind boven zee en het luchtdrukveld. De verkregen resultaten worden vervolgens vergeleken met de uitkomsten van andere methoden. De onderlinge verschillen worden aan enige nadere beschouwingen onderworpen.

2.2.2 Coördinatenstelsel en betekenis van de gebruikte symbolen

Evenals in 2.1 wordt het aardoppervlak afgebeeld gedacht op een plat vlak waarin de plaatsbepaling geschiedt door middel van een rechthoekig coördinatenstelsel x, y . De hoogte loodrecht boven het aardoppervlak wordt voorgesteld door z . De overige gebruikte symbolen hebben de navolgende betekenis:

A	„Austausch”-coëfficiënt	C	$= \vec{C} $
a_1, a_2, a_3 en a_4	coëfficiënten	C_x	x -component van \vec{C}
\vec{C}	verplaatsingsvector van een druksysteem	c	wrijvingsfactor

f	$= 2 \omega \sin \varphi$	v_x, v_y	x - en y -component van \vec{v}
\vec{G}	$= -\rho^{-1} \text{grad } p$ (grad p = horizontale luchtdrukgradiënt)	\vec{v}_g	geostrofische windvector ($\vec{v}_g = f^{-1} \vec{G} \times \vec{k}$)
G	$= \vec{G} $	v_g	$= \vec{v}_g $
G_x, G_y	x - en y -component van \vec{G}	\vec{v}_{gr}	gradiënt windvector
\vec{k}	eenheidsvector in de z -richting	v_{gr}	$= \vec{v}_{gr} $
p	luchtdruk	\vec{v}'	verschilvector tussen de wind in een stationaire en een niet-stationaire luchtdrukverdeling
\vec{R}	wrijvingskracht	α	hoek tussen \vec{v} en \vec{v}_g of wel de hoek tussen \vec{v} en de isobaar
R	$= \vec{R} $	β	hoek tussen \vec{R} en $-\vec{v}$
r	kromtestraal van een zich bewegend luchtdeeltje (bij anticyclonale kromming $r > 0$; bij cyclonale kromming $r < 0$)	κ	wrijvingscoëfficiënt
r_i	kromtestraal van een isobaar	λ	$= \sqrt{\frac{f \rho}{2A}}$
T	luchttemperatuur	ρ	luchtdichtheid
T_z	oppervlakte-temperatuur van het zee-water	φ	geografische breedte
t	tijd	ψ	hoek tussen \vec{C} en \vec{v}_g
\vec{v}	horizontale windvector	ω	hoeksnelheid van de aardrotatie
v	$= \vec{v} $		

2.2.3 Omschrijving van een aantal methoden waarmee bij benadering de wind uit de luchtdrukverdeling kan worden afgeleid

2.2.3.1 De methoden, waarmee de windsnelheid op ongeveer 10 m hoogte boven het aardoppervlak uit de luchtdrukverdeling kan worden afgeleid en die een praktische toepassing hebben gevonden, komen vrijwel alle hierop neer, dat men eerst de snelheid bepaalt waarmee de wind zou waaien indien geen wrijving optreedt. Daarna wordt de invloed van de wrijving in rekening gebracht door de windsnelheid te reduceren met een empirisch bepaalde wrijvingsfactor.

De meest bekende methoden kunnen in het kort als volgt worden omschreven.

2.2.3.1.1 In een quasi-stationair luchtdrukveld met een geringe kromming van de isobaren wordt de windsnelheid verkregen door toepassing van de betrekking:

$$v = c \frac{G}{f} = cv_g \quad (1)$$

2.2.3.1.2 In een quasi-stationair luchtdrukveld met gekromde isobaren wordt de windsnelheid in een zeker punt bepaald met behulp van de formule:

$$v = c \left\{ \frac{1}{2} r f \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4G}{f^2 r}} \right) \right\} = cv_{gr} \quad (2)$$

Voor de baankromming van een luchtdeeltje wordt meestal de kromming van de isobaar door het beschouwde punt genomen.

2.2.3.1.3 Ingeval de luchtdrukverdeling niet-stationair is gaat men er van uit, dat bij benadering de wind kan worden opgevat als de som van de gradiëntvector en een vector waarvan de richting gelijk is aan die van $\partial \vec{G} / \partial t$ en de grootte gelijk aan $f^{-2} \partial G / \partial t$ [5, 4, 3]. De windsnelheid wordt vervolgens verkregen door de absolute waarde van de vectorsom te vermenigvuldigen met de wrijvingsfactor.

2.2.3.1.4 Wanneer de optredende lokale luchtdrukveranderingen in hoofdzaak convectief zijn, hetgeen impliceert, dat de patronen in het luchtdrukveld zich quasi-star verplaatsen, wordt ook wel de betrekking (2) toegepast. Men neemt dan voor r ofwel een geschatte baankromming [13] ofwel men bepaalt de baankromming van een luchtdeeltje met behulp van de formule [9]:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_i} \left(1 - f \frac{C}{G} \cos \psi \right) \quad (3)$$

2.2.3.2 Omtrent de nauwkeurigheid van de in 2.2.3.1 omschreven methoden voor de bepaling van de windsnelheid bestaat een grote mate van onzekerheid. In de literatuur worden bijvoorbeeld verschillende waarden opgegeven voor c , hetgeen o.a. een gevolg is van verschillen in opvatting omtrent de factoren waarvan c afhankelijk is [1, 7]. Voorts is geen enkele van de genoemde methoden algemeen geldend. Het zijn alle „benaderingen” waarvan de nauwkeurigheid o.a. afhangt van de mate waarin de luchtdrukverdeling aan zekere voorwaarden voldoet. Deze voorwaarden worden – voor wat betreft de methoden beschreven onder 2.2.3.1.1, 2.2.3.1.2 en 2.2.3.1.4 – tot uitdrukking gebracht door aanduidingen als „quasi”-stationaire luchtdrukverdeling, „geringe” kromming van de isobaren en „quasi”-starre verplaatsing. Ook bij de toepassing van de onder 2.2.3.1.3 beschreven methode moet het luchtdrukveld aan bepaalde voorwaarden voldoen [10, 14].

In de navolgende subparagrafen is getracht een meer algemeen geldende betrekking tussen de wind boven zee en het luchtdrukveld af te leiden. Daartoe is het evenwel noodzakelijk eerst de invloed van de wrijving op de luchtbeweging in de onderste lagen van de atmosfeer nader te beschouwen.

2.2.4 De wrijving in de atmosfeer, inzonderheid boven zee

2.2.4.1 Het verband tussen de wind en de luchtdrukverdeling in de wrijvingszone van de atmosfeer (de laag van het aardoppervlak tot ongeveer 800 m hoogte) kan worden weergegeven door de vereenvoudigde bewegingsvergelijking:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{G} + f\vec{v} \times \vec{k} + \vec{R} \quad (4)$$

In deze vergelijking stelt \vec{G} de gradiëntkracht voor, $f\vec{v} \times \vec{k}$ een kracht, die samenhangt met de aardrotatie en \vec{R} de wrijvingskracht.

Voor het verkrijgen van een duidelijker inzicht in de invloed van de wrijving op de wind beschouwen we eerst een luchtbeweging waarbij geen versnellingen optreden. De betrekking (4) gaat dan over in:

$$\vec{G} + f\vec{v} \times \vec{k} + \vec{R} = 0 \quad (5)$$

Dit evenwicht van krachten is schematisch weergegeven in fig. 2.2.1.

Blijkens de ervaring is de wrijvingskracht niet tegengesteld aan de windrichting. Dit is een gevolg van de omstandigheid dat de wrijving in de onderste lagen van de atmosfeer niet alleen wordt bepaald door de ruwheid van het aardoppervlak maar ook door de inwendige wrijving. De hoek tussen \vec{R} en $-\vec{v}$ duiden we aan met β .

Algemeen stelt men R evenredig met v . Aan de hand van fig. 2.2.1 kan dan worden afgeleid:

$$v = c \frac{G}{f} \quad (6)$$

en

$$\text{tg } \beta = \text{cotg } \alpha - c \cdot \text{cosec } \alpha \quad (7)$$

waarin α de hoek tussen \vec{v} en de isobaar en c de wrijvingsfactor. Voorts kan worden afgeleid:

$$R = \kappa f v \quad (8)$$

waarin:

$$\kappa = \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{2 \cos \alpha}{c} + 1}$$

De coëfficiënt κ wordt gewoonlijk aangeduid als wrijvingscoëfficiënt.

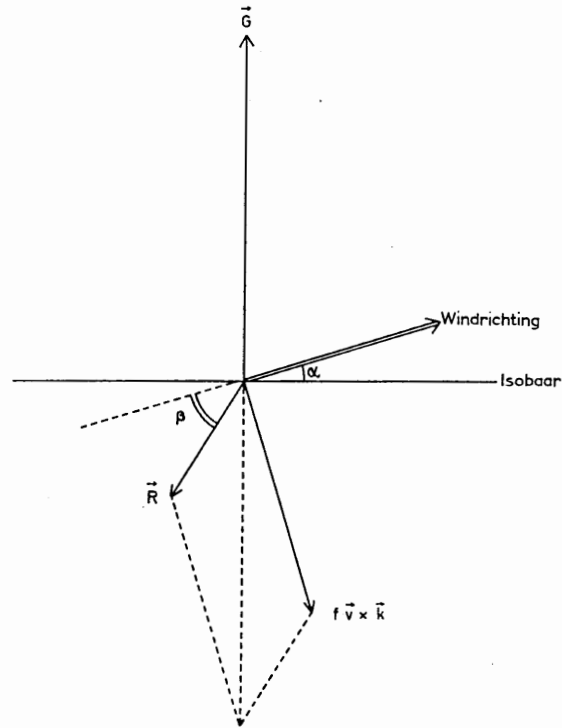


Fig. 2.2.1. Krachtendiagram voor een luchtbeving zonder versnellingen.

2.2.4.2 We zullen nu trachten na te gaan van welke factoren c en κ afhankelijk zijn.

De turbulentietheorie levert de betrekking:

$$\vec{R} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) \quad (9)$$

Treden bij de luchtbeving geen versnellingen op dan volgt uit (5) en (9):

$$\vec{G} + f\vec{v} \times \vec{k} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) = 0 \quad (10)$$

Beschouwen we een atmosfeer waar in de wrijvingszone G en A/ρ constant zijn. Zij verder boven de wrijvingszone $\vec{v} = f^{-1} \vec{G} \times \vec{k} \neq 0$ en aan het aardoppervlak ten gevolge van de ruwheid $v = 0$. Volgens de bekende theorie van de Ekman-spiraal (zie bijv. [8]) kan onder de gestelde voorwaarden uit (10) worden afgeleid:

$$v = \frac{G}{f} \sqrt{1 - 2e^{-\lambda z} \cos \lambda z + e^{-2\lambda z}} \quad (11)$$

en

$$R = f v \frac{e^{-\lambda z}}{\sqrt{1 - 2e^{-\lambda z} \cos \lambda z + e^{-2\lambda z}}} \quad (12)$$

waarin:

$$\lambda = \sqrt{\frac{f\rho}{2A}}$$

Bij vergelijking van de betrekkingen (6), (8), (11) en (12) blijkt dat op een bepaalde hoogte en geografische breedte en bij een bepaalde luchtdichtheid c en κ alleen afhankelijk zijn van de „Austausch”-coëfficiënt A .

2.2.4.3 Boven zee heeft men slechts incidenteel de Austausch-coëfficiënt bepaald. Daarbij is evenwel steeds gebleken, dat A in hoofdzaak afhangt van de stabiliteit van de atmosfeer in de onderste luchtlagen. Als maat voor de stabiliteit kan dienen het verschil tussen de luchttemperatuur op normale waarnemingshoogte (T) en de temperatuur van het zeewater aan de oppervlakte (T_z).

Met behulp van waarnemingsmateriaal verzameld en bewerkt door BLEEKER en VERPLOEGH is het mogelijk c en α te bepalen in afhankelijkheid van $T - T_z$ en van de windsnelheid, die als maat kan dienen voor de ruwheid van het zeeoppervlak.

Met windmetingen verricht op het lichtschip Noord-Hinder heeft BLEEKER [2] de betrekking tussen c en $T - T_z$ onderzocht in quasi-stationaire luchtdrukvelen met rechte isobaren. De kromme, die het verband aangeeft tussen c en $T - T_z$ (gemiddeld voor alle windsnelheden) is weergegeven in fig. 2.2.2.

Aan de hand van waarnemingen van Nederlandse schepen op de Atlantische Oceaan heeft VERPLOEGH [14] in quasi-stationaire luchtdrukvelen met rechte isobaren de hoek tussen de windrichting en de isobaar bepaald als functie van de windsnelheid. Het materiaal werd gesplitst naar warme ($T - T_z > 0$) en koude massa ($T - T_z < 0$). De uitkomsten van het onderzoek tonen een verband aan tussen α en $T - T_z$. Een verband tussen α en v is niet duidelijk. Zo er een betrekking bestaat moet de afhankelijkheid van α van v als een effect van de tweede orde worden opgevat.

Nemen we nu als eerste benadering aan, dat voor windsnelheden < 25 m/sec α evenredig is met $T - T_z$ voor het interval $T - T_z = -4^\circ\text{C}$ tot $T - T_z = +2^\circ\text{C}$. Nemen we verder op grond van de gegevens in [14] aan, dat voor $T - T_z = +1,4^\circ\text{C}$ α gelijk is aan 20° en voor $T - T_z = -2,0^\circ\text{C}$ α gelijk is aan 15° . Het aldus vastgelegde verband tussen α en $T - T_z$ is eveneens weergegeven in fig. 2.2.2.

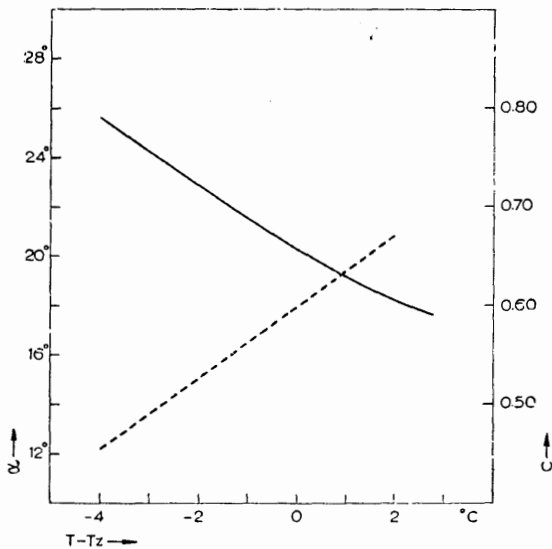


Fig. 2.2.2. Verband tussen α en $T - T_z$ (-----) en verband tussen c en $T - T_z$ (—)

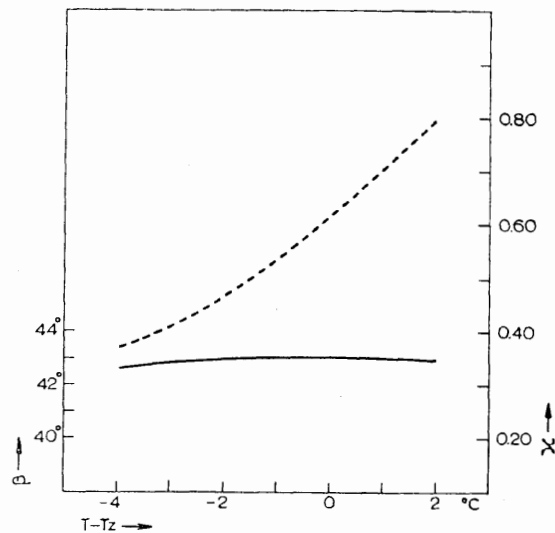


Fig. 2.2.3. Verband tussen β en $T - T_z$ (—) en verband tussen α en $T - T_z$ (-----)

VERPLOEGH [13] heeft voorts met behulp van waarnemingen van Nederlandse schepen op de Atlantische Oceaan in de buurt van de 50e breedtegraad het verband onderzocht tussen c en v . Ook bij dit onderzoek werd het materiaal gesplitst naar warme en koude massa.

Uit de getallen van BLEEKER en VERPLOEGH met betrekking tot het verband tussen c , v en $T - T_z$ mag worden afgeleid, dat c in hoofdzaak wordt bepaald door $T - T_z$ en dat c bij windsnelheden < 25 m/sec nauwelijks afhangt van de windsnelheid.

Nemen we nu aan, dat voor alle windsnelheden < 25 m/sec zowel α als c onafhankelijk zijn van v en dat voor het verband tussen α , c en $T - T_z$ de betrekkingen gelden zoals die zijn vastgelegd in fig.

2.2.2, dan kan met behulp van (7) en (8) het functionele verband tussen β , κ en $T - T_z$ worden bepaald (fig. 2.2.3). Het meest opvallende in fig. 2.2.3 is de vrijwel constante waarde van β . Op de geringe veranderingelijkheid van de hoek tussen \vec{R} en $-\vec{v}$ is het eerst door HESSELBERG en SVERDRUP [7] de aandacht gevestigd bij een onderzoek naar de wrijving in de atmosfeer boven land.

2.2.5 Algemene theorie over het verband tussen de luchtdrukverdeling en de wind nabij het aardoppervlak

2.2.5.1 Voor de afleiding van een algemeen geldende betrekking tussen het luchtdrukveld en de wind schrijven we (4) in de vorm:

$$\vec{v} = f^{-1} \left(\vec{G} + \vec{R} - \frac{d\vec{v}}{dt} \right) \times \vec{k} \quad (13)$$

De vergelijking (13) kan worden benaderd door de reeks:

$$\vec{v} = f^{-1} (\vec{G} + \vec{R}) \times \vec{k} + f^{-2} \frac{d}{dt} (\vec{G} + \vec{R}) - f^{-3} \frac{d^2}{dt^2} (\vec{G} + \vec{R}) \times \vec{k} + \dots \quad (14)$$

Deze reeks convergeert volgens HESSELBERG [6] snel, zodat:

$$\vec{v} = f^{-1} (\vec{G} + \vec{R}) \times \vec{k} + f^{-2} \frac{d}{dt} (\vec{G} + \vec{R}) \quad (15)$$

als een goede benadering mag worden opgevat.

HESSELBERG en SVERDRUP [7] hebben voorts aan de hand van windmetingen boven land kunnen aantonen, dat de waarden voor β en κ in niet-stationaire luchtdrukvelen vrijwel gelijk zijn aan die, welke werden gevonden in stationaire luchtdrukverdelingen met onversnelde luchtbewegingen. Dit resultaat impliceert, dat de versnelling, die een luchtdeeltje ondergaat vrijwel uitsluitend een gevolg is van de veranderingen van de gradiëntkracht, die op het luchtdeeltje werkt. Men mag aannemen, dat dit ook het geval is boven zee waar de invloed van de wrijving geringer is dan boven land.

Stelt men voor een bepaalde waarde van $T - T_z$ de hoek β en de wrijvingscoëfficiënt κ constant dan kan uit (15) worden afgeleid [6]:

$$v_x = \frac{\frac{a_1}{f} G_y + \frac{a_2}{f} G_x - \frac{a_3}{f^2} \left(\frac{\partial G_y}{\partial t} + v_y \frac{\partial G_y}{\partial y} \right) - \frac{a_4}{f^2} \left(\frac{\partial G_x}{\partial t} + v_y \frac{\partial G_x}{\partial y} \right)}{1 + \frac{a_3}{f^2} \frac{\partial G_y}{\partial x} + \frac{a_4}{f^2} \frac{\partial G_x}{\partial x}} \quad (16a)$$

$$v_y = \frac{\frac{a_2}{f} G_y - \frac{a_1}{f} G_x - \frac{a_4}{f^2} \left(\frac{\partial G_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial G_y}{\partial x} \right) + \frac{a_3}{f^2} \left(\frac{\partial G_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial G_x}{\partial x} \right)}{1 + \frac{a_4}{f^2} \frac{\partial G_y}{\partial y} - \frac{a_3}{f^2} \frac{\partial G_x}{\partial y}} \quad (16b)$$

In deze vergelijkingen is:

$$a_1 = \frac{1 + \kappa \cdot \sin \beta}{(\kappa \cdot \cos \beta)^2 + (1 + \kappa \cdot \sin \beta)^2}$$

$$a_2 = \frac{\kappa \cdot \cos \beta}{(\kappa \cdot \cos \beta)^2 + (1 + \kappa \cdot \sin \beta)^2}$$

$$a_3 = \frac{2 (\kappa \cdot \cos \beta) (1 + \kappa \cdot \sin \beta)}{\{ (\kappa \cdot \cos \beta)^2 + (1 + \kappa \cdot \sin \beta)^2 \}^2}$$

$$a_4 = \frac{(\kappa \cdot \cos \beta)^2 - (1 + \kappa \cdot \sin \beta)^2}{\{ (\kappa \cdot \cos \beta)^2 + (1 + \kappa \cdot \sin \beta)^2 \}^2}$$

Met de waarden voor κ en β zoals weergegeven in fig. 2.2.3 kunnen de coëfficiënten a_1 t/m a_4 worden berekend (tabel 2.2.1) in afhankelijkheid van $T - T_z$.

Tabel 2.2.1
Coëfficiënten a_1 t/m a_4 in (16)

$T - T_z$	-4	-2	0	+2°C
a_1	0,77	0,71	0,64	0,58
a_2	0,16	0,18	0,20	0,21
a_3	0,25	0,26	0,26	0,25
a_4	-0,56	-0,48	-0,38	-0,29

2.2.5.2 Om een duidelijker inzicht te verkrijgen in de gecompliceerde betrekking (16) oriënteren we in het vervolg de y -as van het assenstelsel steeds in de richting van \vec{G} . In de oorsprong geldt dan $G_x = 0$ en:

$$\frac{\partial G_x}{\partial x} = \frac{G_y}{r_i} = \frac{fv_g}{r_i} \quad (17)$$

Verder is, als f constant wordt beschouwd:

$$\frac{\partial G_y}{\partial y} = f \frac{\partial v_g}{\partial y} \quad (18)$$

Samenvattend kan nu aan de hand van (16), (17) en (18) worden gezegd, dat de wind, die op normale waarnemingshoogte boven zee waait, afhangt van:

1. de geostrofische wind (G_y en $\partial G_x/\partial x$);
2. de horizontale schering van de geostrofische wind ($\partial G_y/\partial y$);
3. de kromming van de isobaren ($\partial G_x/\partial x$);
4. het vergeren van de isobaren ($\partial G_y/\partial x$ en $\partial G_x/\partial y$);
5. de isallobarische gradiënt ($\partial G_x/\partial t$ en $\partial G_y/\partial t$);
6. het verschil tussen de lucht- en de zeewatertemperatuur ($T - T_z$);
7. de geografische breedte (f).

2.2.6 *Vergelijking van de uitkomsten van een aantal methoden waarmede de wind uit de luchtdrukverdeling wordt bepaald*

2.2.6.1 De nauwkeurigheid van de uitkomsten, die men bij toepassing van (16) verkrijgt, zou moeten worden getoetst aan waarnemingsmateriaal. Voor dit statistisch onderzoek dient men evenwel te beschikken over een lange reeks van windmetingen op zee in een punt waaromheen ook de luchtdrukverdeling in ruimte en tijd met een grote mate van nauwkeurigheid bekend is. Het bleek niet mogelijk voldoende materiaal te verzamelen, dat aan de vereiste voorwaarden voldoet, omdat sommige karakteristieke niet-stationaire luchtdrukverdelingen in bepaalde gebieden slechts hoogst zelden voorkomen. Verder bleek, dat bij vele niet-stationaire luchtdrukverdelingen het veld van $\partial p/\partial t$ niet met voldoende nauwkeurigheid kan worden bepaald (zie 2.2.7).

Bij de afleiding van (16) is met meer factoren rekening gehouden dan bij de afleiding van de betrekkingen, die ten grondslag liggen aan de methoden beschreven in 2.2.3.1. Men mag dan ook verwachten, dat (16) nauwkeuriger resultaten zal opleveren.

Bij de navolgende vergelijkingen van de uitkomsten bij toepassing van de diverse methoden waarmede de wind uit de luchtdrukverdeling kan worden afgeleid, kunnen de gevonden verschillen in relatieve zin als maat dienen voor de nauwkeurigheid van de methoden.

2.2.6.2 Door substitutie van (17) in (2) kan de gradiëntwindformule worden herleid tot:

$$\frac{v}{v_g} = \frac{1}{2} \frac{cf^2}{\partial G_x / \partial x} \left(1 - \sqrt{1 - 4 \frac{\partial G_x / \partial x}{f^2}} \right) \quad (19)$$

Daarbij is aangenomen dat $r = r_i$. In deze vergelijking is v/v_g alleen afhankelijk van c (welke coëfficiënt weer afhankelijk is van $T - T_z$) en verder van f en $\partial G_x / \partial x$.

Stelt men $\partial G_x / \partial t$, $\partial G_y / \partial t$, $\partial G_y / \partial y$ en $\partial G_y / \partial x (= \partial G_x / \partial y)$ gelijk aan nul, dan is volgens (16) v/v_g alleen afhankelijk van $T - T_z$, f en $\partial G_x / \partial x$. De vereenvoudigde betrekking (16) is dan echter nog niet identiek aan (19).

In tabel 2.2.2 zijn ter vergelijking opgenomen de bijeenbehorende waarden van v/v_g en $\partial G_x / \partial x$ berekend volgens (16) en (19) voor het geval dat het luchtdrukveld zuiver stationair is en de isobaren equidistant. Bij rechtlijnige isobaren ($\partial G_x / \partial x = 0$) treden geen verschillen op, hetgeen echter in de afleiding van (16) ligt opgesloten. Bij cyclonaal gekromde isobaren ($\partial G_x / \partial x < 0$) blijven de verschillen klein maar bij anticyclonaal gekromde isobaren ($\partial G_x / \partial x > 0$) komen aanzienlijke afwijkingen voor.

Met (16) kan voorts de afwijkingshoek α worden berekend in afhankelijkheid van $\partial G_x / \partial x$ voor een zuiver stationaire toestand met equidistante isobaren. Tabel 2.2.3 geeft deze waarden weer voor 55° N.B. Het meest opvallend in deze tabel zijn de negatieve waarden van α bij lage waarden van $\partial G_x / \partial x$, d.w.z. bij grote geostrofische windsnelheden en sterke cyclonale kromming van de isobaren.

2.2.6.3 In de voorgaande subparagraaf werd bij de berekening van v/v_g ondersteld, dat $\partial G_y / \partial x$ en $\partial G_y / \partial y$ gelijk zijn aan nul. We willen thans nagaan welke de orde van grootte is van de fouten, die worden gemaakt bij de bepaling van de wind uit een stationair luchtdrukveld wanneer geen rekening wordt gehouden met het vergeren van de isobaren ($\partial G_y / \partial x \neq 0$) en de horizontale schering van de geostrofische wind ($\partial G_y / \partial y \neq 0$). In de tabellen 2.2.4 en 2.2.5 zijn de volgens (16) berekende waarden van v/v_g en α weergegeven in afhankelijkheid van $\partial G_x / \partial x$ en $\partial G_y / \partial y$ onder voorwaarde, dat $\partial G_y / \partial x$, $\partial G_x / \partial t$ en $\partial G_y / \partial t$ gelijk zijn aan nul. Vergelijkt men de waarden in tabel 2.2.2 met die in tabel 2.2.4 dan blijkt, dat het effect van de schering van de geostrofische wind zelfs bij de extreme waarden $\partial G_y / \partial y = -10^{-8}$ en $+10^{-8}$ sec $^{-2}$ verwaarloosbaar klein is. De waarden voor α in tabel 2.2.5 verschillen over het algemeen niet meer dan 10° met die in tabel 2.2.3.

De afhankelijkheid van v/v_g en α van $\partial G_x / \partial x$ en $\partial G_y / \partial x$ voor een stationaire toestand waarbij $\partial G_y / \partial y = 0$, is weergegeven in de tabellen 2.2.6 en 2.2.7. De getallen in deze tabellen hebben echter (in tegenstelling tot die in de tabellen 2.2.4 en 2.2.5) geen reële betekenis, omdat luchtdrukverdelingen met sterk vergerende isobaren nimmer stationair blijken te zijn (afgezien van orografisch beïnvloede luchtdrukvelen).

2.2.6.4 Van de methoden voor de bepaling van de wind uit een *niet*-stationair luchtdrukveld is die beschreven in 2.2.3.1.4 de eenvoudigste. De toepassingsmogelijkheden zijn evenwel beperkt omdat zich star verplaatsende luchtdruksystemen in de natuur nauwelijks voorkomen. Het best leent de methode zich voor de bepaling van de wind in de as van zich bewegende troggen en ruggen.

Substitueert men (17) in (3), daarbij rekening houdend met de in 2.2.5.2 beschreven oriëntering van het assenstelsel, dan leidt dat tot:

$$\frac{1}{r} = \frac{\partial G_x / \partial x}{fv_g} \left(1 - \frac{C_x}{v_g} \right) \quad (20)$$

Wordt vervolgens (20) gesubstitueerd in (2) dan wordt verkregen:

$$\frac{v}{v_g} = \frac{1}{2} \frac{cf^2}{\frac{\partial G_x}{\partial x} \left(1 - \frac{C_x}{v_g} \right)} \left\{ 1 - \sqrt{1 - 4 \frac{\partial G_x / \partial x}{f^2} \left(1 - \frac{C_x}{v_g} \right)} \right\} \quad (21)$$

In deze vergelijking is v/v_g afhankelijk van $T - T_z$, f , $\partial G_x / \partial x$ en C_x / v_g .

Tabel 2.2.2

 v/v_g berekend met (16) en (19) voor 55° N.B.

	$T - T_z = -4^\circ\text{C}$		$T - T_z = +2^\circ\text{C}$	
	v/v_g berekend met (16)	(19)	v/v_g berekend met (16)	(19)
$\partial G_x/\partial x$				
$-8 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	0,23	0,27	0,24	0,21
-6	0,24	0,30	0,28	0,23
-4	0,30	0,36	0,33	0,28
-2	0,43	0,48	0,41	0,38
0	0,79	0,79 ¹⁾	0,61	0,61 ¹⁾
0,3	0,91	1,26	0,67	0,97
1	1,34	— ²⁾	0,79	— ²⁾

¹⁾ Limietwaarde voor $\partial G_x/\partial x \rightarrow 0$.²⁾ Voor waarden van $\partial G_x/\partial x > 1/4 f^2$ geeft (19) geen oplossing.

Tabel 2.2.3

 α berekend met (16) voor 55° N.B.

	$T - T_z =$	
	-4°C	$+2^\circ\text{C}$
$\partial G_x/\partial x$		
$-8 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-23°	-17°
-6	-17°	-13°
-4	-7°	-4°
-2	1°	8°
0	12°	21°
0,3	13°	23°
1	17°	27°

Tabel 2.2.4

 v/v_g berekend met (16) voor 55° N.B.

	$T - T_z = -4^\circ\text{C}$		$T - T_z = +2^\circ\text{C}$	
	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$
$\partial G_x/\partial x$				
$-4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	0,29	0,31	0,32	0,33
-2	0,43	0,43	0,42	0,41
0	0,80	0,78	0,63	0,60
0,3	0,91	0,88	0,68	0,63
1	1,37	1,24	0,83	0,76

Tabel 2.2.5

 α berekend met (16) voor 55° N.B.

	$T - T_z = -4^\circ\text{C}$		$T - T_z = +2^\circ\text{C}$	
	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$
$\partial G_x/\partial x$				
$-4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-9°	-9°	-2°	0°
-2	0°	4°	5°	13°
0	8°	19°	15°	24°
0,3	9°	21°	16°	28°
1	12°	28°	18°	33°

Tabel 2.2.6

 v/v_g berekend met (16) voor 55° N.B.

	$T - T_z = -4^\circ\text{C}$		$T - T_z = +2^\circ\text{C}$	
	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$
$\partial G_y/\partial x$				
$\partial G_x/\partial x$				
$-4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	0,37	0,30	0,36	0,30
-2	0,52	0,46	0,47	0,42
0	1,01	0,98	0,69	0,65
0,3	1,17	1,12	0,74	0,72
1	1,83	1,63	0,88	0,88

Tabel 2.2.7

 α berekend met (16) voor 55° N.B.

	$T - T_z = -4^\circ\text{C}$		$T - T_z = +2^\circ\text{C}$	
	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	+1 $\times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$
$\partial G_y/\partial x$				
$\partial G_x/\partial x$				
$-4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	-20°	15°	-10°	10°
-2	-14°	21°	-3°	23°
0	-8°	32°	6°	34°
0,3	-8°	32°	7°	36°
1	-5°	31°	10°	39°

verdeling stationair zou zijn. Deze verschilvector stellen we voor door \vec{v}' . Bij toepassing van de methode 2.2.3.1.3 gaat men er van uit, dat bij benadering geldt:

$$\vec{v}' = cf^{-2} (\partial \vec{G} / \partial t) \quad (24)$$

Deze afhankelijkheid heeft geleid tot de invoering van het begrip „isallobarische wind”. SCHMIDT [12] heeft bij onderzoekingen naar het verband tussen de luchtdrukverdeling en de wind in de vrije atmosfeer er reeds de aandacht op gevestigd, dat het begrip isallobarische wind aanleiding kan geven tot misverstand. Wat de luchtbeving nabij het aardoppervlak betreft blijkt uit (16), dat \vec{v}' niet alleen afhangt van de isallobarische gradiënt ($\partial \vec{G} / \partial t$) maar o.a. ook van $\partial G_x / \partial x$, $\partial G_y / \partial x$ en $\partial G_y / \partial y$.

Voor een vergelijking van de uitkomsten welke men verkrijgt bij toepassing van de methode 2.2.3.1.3 en bij toepassing van (16) werd een 10-tal realistische modellen onderzocht van niet-stationaire luchtdrukverdelingen waarin de karakteristieke kenmerken van de voornaamste luchtdrukssystemen zijn verwerkt. Als voorbeeld is opgenomen een deel van een geoccludeerde depressie (fig. 2.2.4). In de prefrontale lucht is aangenomen $T - T_z = 2^\circ\text{C}$, in de postfrontale lucht $T - T_z = -2^\circ\text{C}$. Het bij dit model behorende veld van $\partial p / \partial t$ (luchtdruktendensveld) is weergegeven in fig. 2.2.5. Het verschil tussen v/v_g berekend volgens (16) en volgens de methode 2.2.3.1.3 toont fig. 2.2.6. Verder is nagegaan welke de orde van grootte is van de verschillen, die men verkrijgt wanneer in een niet-stationaire luchtdrukverdeling de voor een stationaire toestand geldende betrekkingen (1) en (2) worden toegepast.

Fig. 2.2.7 geeft het verschil weer tussen v/v_g berekend volgens (16) en volgens (1) en fig. 2.2.8 toont het verschil tussen v/v_g berekend volgens (16) en volgens (2). Voor de overige modellen werden overeenkomstige berekeningen uitgevoerd. Ten einde de uitkomsten van de verschillende methoden beter te kunnen vergelijken werd voor elk model in de desbetreffende figuren het oppervlak opgemeten waarbinnen de verschillen voor v/v_g kleiner zijn dan $-0,10$ en groter dan $+0,10$. De resultaten zijn samengevat in tabel 2.2.10. Uit deze tabel blijkt, dat de methode 2.2.3.1.3 en de betrekkingen (1) en (2) voor de onderzochte modellen gemiddeld vrijwel gelijkwaardige uitkomsten geven. Wel treden er duidelijke verschillen aan de dag bij beschouwing van de modellen afzonderlijk. Als globale regel kan men zeggen, dat in niet-stationaire luchtdrukvelden met sterk cyclonaal gekromde isobaren de betrekking (1) en de methode 2.2.3.1.3 meestal hogere waarden voor v/v_g opleveren dan (16) en dat v/v_g berekend volgens (2) meestal iets lagere waarden oplevert dan volgens (16).

Tabel 2.2.10

Deel van het totale oppervlak (in %) van alle modellen waarbinnen de verschillen tussen de op verschillende wijzen berekende verhouding v/v_g kleiner zijn dan $-0,10$ of groter dan $0,10$

v/v_g berekend met (16) minus v/v_g berekend volgens de methode 2.2.3.1.3			v/v_g berekend met (16) minus v/v_g berekend met (2)			v/v_g berekend met (16) minus v/v_g berekend met (1)		
verschil			verschil			verschil		
< -0,10	> 0,10	totaal	< -0,10	> 0,10	totaal	< -0,10	> 0,10	totaal
26	2	28	6	14	20	22	7	29

2.2.7 Over de bepaling van het luchtdruktendensveld

Voor de toepassing van de betrekking (16) en de methode 2.2.3.1.3 is het noodzakelijk, dat de ruimtelijke verdeling van $\partial p / \partial t$ (het luchtdruktendensveld) met een grote mate van nauwkeurigheid bekend is. De synoptische weerrapporten van landstations en stilliggende schepen geven het differentiequotiënt $\Delta p / \Delta t$ waarin $\Delta t = 3$ uur. In de weerrapporten van varende schepen stelt $\Delta p / \Delta t$ voor het luchtdrukverschil over een periode van 3 uur zoals dat aan boord wordt gemeten. Voor de toepassing van de methoden voor de bepaling van de wind uit niet-stationaire luchtdrukvelden is het differentiequotiënt $\Delta p / \Delta t$ in vele gevallen een te grove benadering voor $\partial p / \partial t$. Nauwkeuriger waarden voor $\partial p / \partial t$

Uitgaande van de voorwaarden dat $\partial G_y/\partial x$, $\partial G_y/\partial y$ en $\partial G_y/\partial t$ gelijk zijn aan nul en voorts gebruik makend van de relatie:

$$\frac{\partial G_x}{\partial t} = -C_x \frac{\partial G_x}{\partial x} \quad (22)$$

volgt uit (16):

$$\frac{v_x}{v_g} = \frac{a_1 + a_4 f^{-2} (\partial G_x/\partial x) (C_x/v_g)}{1 + a_4 f^{-2} (\partial G_x/\partial x)} \quad (23)$$

$$\frac{v_y}{v_g} = a_2 - a_3 f^{-2} (\partial G_x/\partial x) (C_x/v_g - v_x/v_g)$$

Voor 55° N.B. en $T - T_z = -2^\circ\text{C}$ zijn bijeengebracht de waarden voor v/v_g in afhankelijkheid van $\partial G_x/\partial x$ en C_x/v_g en wel in tabel 2.2.8 berekend met (23) en in tabel 2.2.9 met (21). De belangrijkste verschillen treden op bij anticyclonaal gekromde isobaren ($\partial G_x/\partial x > 0$) voor bijna alle waarden van C_x/v_g en bij cyclonaal gekromde isobaren voor de hoge waarden van C_x/v_g .

Tabel 2.2.8
 v/v_g berekend met (23) voor 55° N.B.

C_x/v_g	$T - T_z = -2^\circ\text{C}$							
	-0,4	-0,2	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$\partial G_x/\partial x$								
$-4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	0,23	0,25	0,32	0,43	0,56	0,67	0,79	0,92
-2	0,32	0,37	0,43	0,51	0,63	0,70	0,77	0,86
-1	0,46	0,47	0,50	0,56	0,65	0,72	0,73	0,81
0,3	0,85	0,86	0,85	0,83	0,81	0,80	0,77	0,71
1	1,31	1,24	1,08	0,99	0,91	0,84	0,74	0,58

Tabel 2.2.9
 v/v_g berekend met (21) voor 55° N.B.

C_x/v_g	$T - T_z = -2^\circ\text{C}$							
	-0,4	-0,2	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$\partial G_x/\partial x$								
$-4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-2}$	0,29	0,31	0,33	0,37	0,42	0,50	0,59	0,72
-2	0,39	0,42	0,45	0,50	0,54	0,59	0,65	0,72
-1	0,52	0,54	0,57	0,59	0,62	0,65	0,68	0,72
0,3	— ¹⁾	1,44	1,17	0,91	0,86	0,80	0,76	0,71
1	—	—	—	—	—	—	0,89	0,72

¹⁾ De vergelijking (21) geeft geen oplossing.

2.2.6.5 Ten slotte willen we de uitkomsten, die men verkrijgt bij toepassing van de methode beschreven in 2.2.3.1.3 (in het vervolg aangeduid met methode 2.2.3.1.3) vergelijken met de uitkomsten volgens (16).

Wanneer de luchtdrukverdeling aan veranderingen onderhevig is, zal er meestal een wind waaien, die naar richting en snelheid verschilt van de wind, die er zou waaien wanneer dezelfde luchtdruk-

Model van een deel van een geoccludeerde depressie

Schaal 1 : 20.000.000

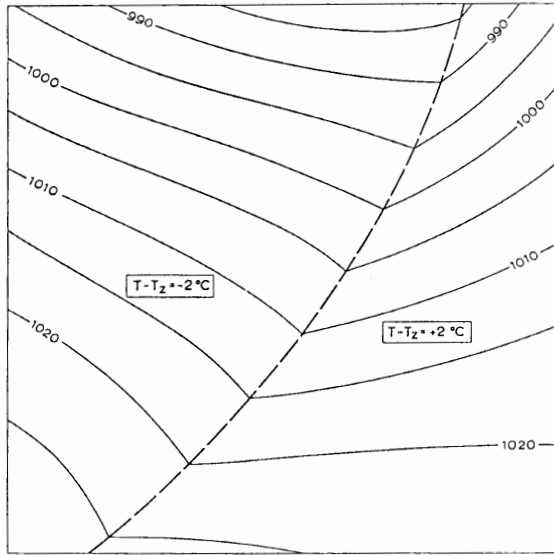


Fig. 2.2.4. — Isobaren (mb); - - - frontlijn

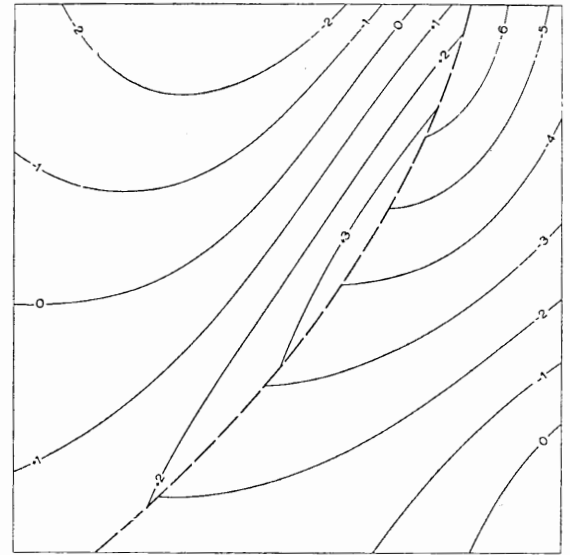


Fig. 2.2.5. — Verdeling van $\partial p/\partial t$ (mb/3 uur);
- - - frontlijn

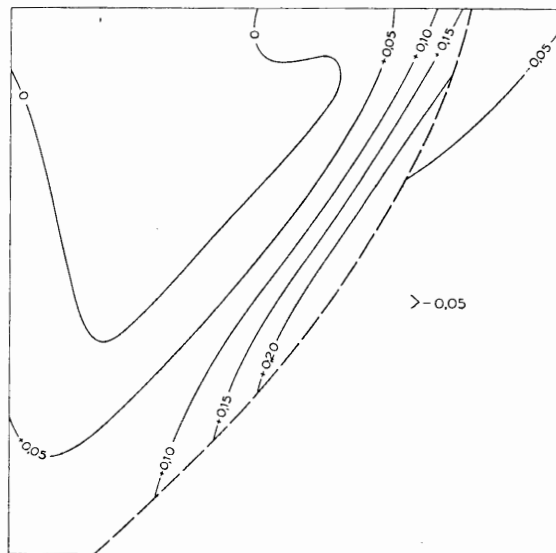


Fig. 2.2.6. — v/v_g berekend met (16) minus v/v_g
berekend met de methode 2.2.3.1.3;
- - - frontlijn

Model van een deel van een geocludeerde depressie

Schaal 1 : 20.000.000

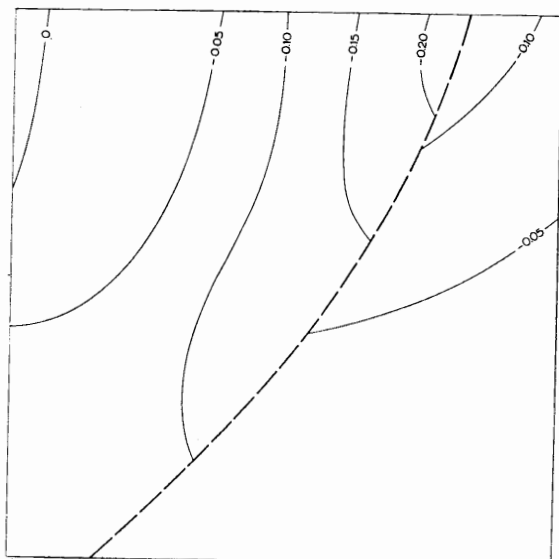


Fig. 2.2.7. ——— v/v_g berekend met (16) minus v/v_g berekend met (1); - - - frontlijn

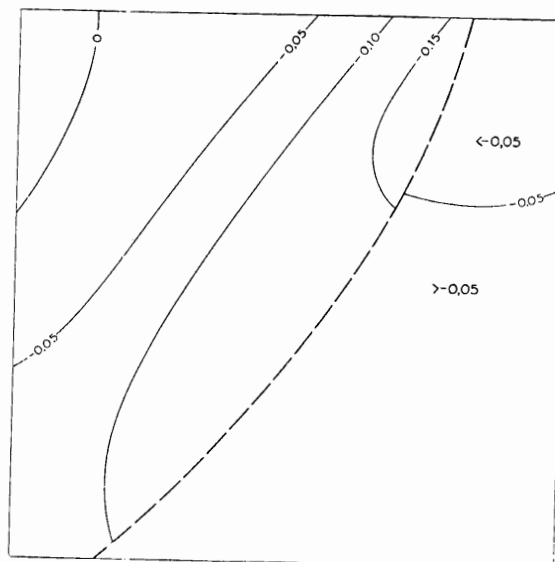


Fig. 2.2.8. ——— v/v_g berekend met (16) minus v/v_g berekend met (2); - - - frontlijn

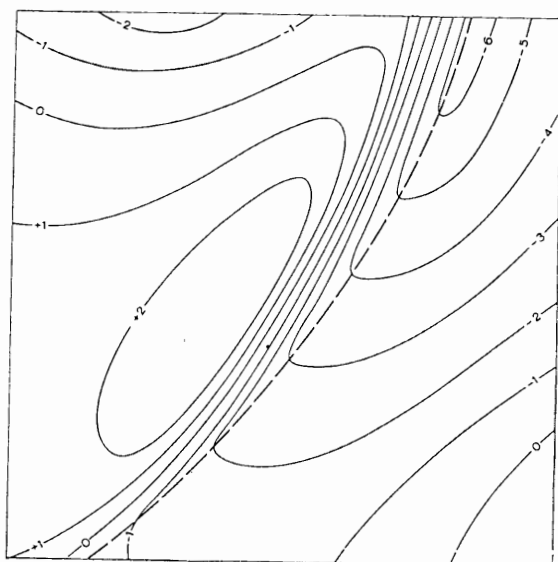


Fig. 2.2.9. ——— Verdeling van $\Delta p/\Delta t$ (p in mb, $\Delta t = 3$ uur); - - - frontlijn

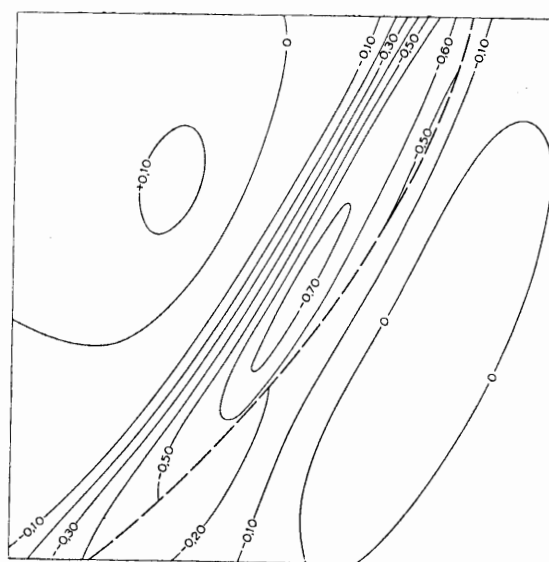


Fig. 2.2.10. ——— v/v_g berekend met (16) met het luchtdruktendensveld volgens fig. 2.2.5 minus v/v_g berekend met (16) met het luchtdruktendensveld volgens fig. 2.2.9

kan men afleiden uit de luchtdrukregistreringen van de waarnemingsstations. Voor tal van praktische doeleinden zijn deze barogrammen niet tijdig ter beschikking.

Een andere moeilijkheid bij de bepaling van het veld van $\partial p/\partial t$ zijn de discontinuïteiten in het luchtdruktendensveld langs de frontlijnen (zie bijv. fig. 2.2.5) en langs de as van sommige trogen en voren. Nabij fronten is de benadering van het veld van $\partial p/\partial t$ door het veld van de waargenomen luchtdrukverandering per drie uur, $\Delta p/\Delta t$ ($\Delta t = 3$ uur) onbruikbaar. Een voorbeeld moge dit verduidelijken. Fig. 2.2.9 toont het veld van de waargenomen $\Delta p/\Delta t$ zoals dat behoort bij het model dat is weergegeven in de figuren 2.2.4 en 2.2.5. Fig. 2.2.10 geeft weer het verschil tussen v/v_g berekend volgens (16) waarbij het luchtdruktendensveld in fig. 2.2.5 is benut en volgens (16) waarbij als benadering het luchtdruktendensveld is genomen zoals gegeven in fig. 2.2.9. Vergelijkt men nu de uitkomsten in de figuren 2.2.6, 2.2.7, 2.2.8 en 2.2.10 dan blijkt, dat nabij en zelfs nog op geruime afstand van de frontlijn de fouten in de berekeningen gebaseerd op het veld van $\Delta p/\Delta t$ belangrijk groter zijn dan de verschillen, die men vindt wanneer het luchtdrukveld als stationair wordt opgevat en de betrekking (2) of (1) wordt toegepast.

2.2.8 Slotbeschouwing

De beschouwingen in deze paragraaf geven enig inzicht in de mogelijkheden de wind op 10 m hoogte boven zee uit de luchtdrukverdeling af te leiden. De nauwkeurigheid waarmee de wind uit het luchtdrukveld kan worden bepaald hangt volgens 2.2.5 in hoofdzaak af van de nauwkeurigheid waarmee de stabiliteit van de atmosfeer en het luchtdrukveld in ruimte en tijd bekend is.

In niet-stationaire luchtdrukvelden levert de bepaling van $\partial \vec{G}/\partial t$ de grootste moeilijkheden op, vooral in gebieden waar het veld van $\partial p/\partial t$ discontinuïteiten vertoont. Nu is bij de in 2.2.5.2 beschreven oriëntering van het assensstelsel de orde van grootte van $v_x = 0,9 v$.

Uit (16a) volgt dan dat de fouten, welke bij de berekening van de wind worden gemaakt door een onnauwkeurige bepaling van het veld van $\partial G_x/\partial t$ en $\partial G_y/\partial t$, kleiner worden naarmate de waarden voor $\partial G_x/\partial x$ kleiner en $\partial G_y/\partial x$ groter zijn. Hetzelfde geldt voor onnauwkeurigheden in de bepaling van de stabiliteit van de atmosfeer ($T - T_z$). Daar hangt mee samen, dat de berekeningen, welke aan de hand van modellen werden uitgevoerd, als resultaat opleverden dat de „gradiëntwind“-formule (2), toegepast op luchtdrukvelden van krachtig ontwikkelde niet-stationaire depressies (kleine waarden van $\partial G_x/\partial x$) uitkomsten geeft, die, in tegenstelling tot de andere in 2.2.3.1 beschreven methoden, voor vele doeleinden voldoende nauwkeurig zijn. De toepassing van (2) op luchtdrukvelden van krachtig ontwikkelde niet-stationaire depressies heeft verder het grote voordeel, dat de berekeningen met behulp van tabellen of diagrammen vrij eenvoudig kunnen worden uitgevoerd in tegenstelling tot de toepassing van (16), waarmee omvangrijke en tijdrovende berekeningen zijn gemoeid.

Bij de bepaling van de wind uit niet-stationaire luchtdrukverdelingen met sterk *anti-cyclonaal* gekromde isobaren levert alleen (16) bruikbare uitkomsten op.

Literatuur:

1. *F. Baur* und *H. Philipps* Untersuchung der Reibung bei Luftströmungen über dem Meer. Ann. d. Hyd. 60, 291, 1938.
2. *W. Bleeker* Berekening wrijvingsfactor boven zee. K.N.M.I., Intern Verslag, 1940.
3. *W. Bleeker* Leerboek der Meteorologie I. Zutphen, W. J. Thieme & Cie., 39-40, 1942.
4. *W. Bleeker* Colloquium K.N.M.I. Verslag van een voordracht gehouden op 30-1, 1942.
5. *D. Brunt* and *C. K. M. Douglas* Modification of the geostrophic balance. Mem. Roy. Met. Soc. 3, 29-33, 1928.
6. *T. Hesselberg* Ueber eine Beziehung zwischen Druckgradient, Wind und Gradientänderungen. Veröff. Geoph. Inst. Leipzig, Serie 2, 1, 207-210, 1915.

7. *T. Hesselberg*
und *H. U. Sverdrup* Die Reibung in der Atmosphäre. Veröff. Geoph. Inst. Leipzig, Serie 2, 1, 241–309, 1915.
8. *H. Koschmieder* Dynamische Meteorologie. 3e Auflage, Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 286–294, 1950.
9. *S. Petterssen* Weather analysis and forecasting. New York/London, McGraw-Hill Book Company, 225, 1940.
10. *H. Philipps* Die Abweichung vom geostrophischen Wind. Met. Z., 56, 468, 1939.
11. *K. R. Postma* The formation and development of occluding cyclones. K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel 10, 15, 1948.
12. *F. H. Schmidt* Colloquium K.N.M.I. Verslag van een voordracht gehouden op 13-2, 1942.
13. *G. Verploegh* Enige bepalingen van de wrijvingscoëfficiënt boven zee. 1954. (Niet gepubliceerd rapport.)
14. *G. Verploegh* De gemiddelde afwijkingshoek van de grondwind boven zee t.o.v. de geostrofische windrichting. K.N.M.I., Korte Mededeling, IV-1, 1955.

2.3 De meteorologische berichtgeving van het Noordzeegebied

Summary

Meteorological information of the North Sea area

A survey is given of the present density of the synoptic network on the North Sea. It appears that the number of meteorological reports from ships is very small. On the main synoptic hours three complete reports are received and 5 to 6 incomplete ones. On the intermediate synoptic hours these numbers are 1 and 1 - 2 respectively.

It is true that because of the fishing fleets these numbers are somewhat higher during the late spring, summer and autumn, but as these fleets are generally concentrated in relatively small areas - in the northern part of the North Sea in May, gradually moving southwards afterwards - the meteorological reports of these fishing fleets are of little help. They are lacking almost completely during the winter months, i.e. during the stormy season.

As an improvement of meteorological information from the North Sea area is felt to be highly desirable by all countries bordering the North Sea, their meteorological services met informally in De Bilt in February, 1955, to discuss the matter.

Parts of the final report of this meeting have been inserted in the present section.

Résumé

Les renseignements météorologiques de la région de la mer du Nord

Ce paragraphe contient un tableau de la densité actuelle du réseau synoptique de la mer du Nord. Le nombre de rapports météorologiques de navires est très petit. Aux heures synoptiques principales trois rapports complets et 5 ou 6 rapports incomplets sont reçus. Aux heures synoptiques intermédiaires ces nombres sont respectivement de 1 et de 1 ou 2.

Il est vrai que grâce aux flottes de pêche ces rapports ont été un peu plus nombreux pendant le printemps avancé, l'été et l'automne, mais comme ces flottes sont généralement concentrées dans des régions relativement limitées - commençant dans la partie nord de la mer du Nord au mois de mai, puis se déplaçant graduellement vers le sud - les rapports météorologiques de ces flottes de pêche sont peu utiles. Ils manquent presque complètement pendant les mois d'hiver, c'est à dire pendant la saison des tempêtes.

Vu qu'une amélioration des renseignements météorologiques de la mer du Nord est considérée comme très désirable par tous les pays limitrophes de la mer du Nord, leurs services météorologiques ont discuté la question officieusement à De Bilt en 1955.

Quelques parties du rapport final de cette réunion sont insérées dans ce paragraphe.

2.3.1 Inleiding

In de beide voorgaande paragrafen is getracht een antwoord te geven op de vraag langs welke weg het ontstaan van noordwesterstormen kan worden voorspeld.

Volgens 2.1 zou de mogelijkheid om het luchtdrukveld te voorspellen in principe aanwezig zijn wanneer de stroming in de bovenlucht met grote gedetailleerdheid bekend zou zijn.

In 2.2 werd aangetoond, dat de wind op zeeniveau met voldoende nauwkeurigheid kan worden bepaald wanneer het drukveld op zeeniveau bekend is.

De vraag heeft zich nu voorgedaan in hoeverre de berichtgeving van de Noordzee voldoende is of voldoende is te maken om de in 2.1 en 2.2 ontwikkelde methodes te kunnen toepassen.

Op zich zelf kan het antwoord op deze vraag - zeker op het tweede gedeelte - niet door één land worden gegeven. Dit beseffend heeft Nederland het initiatief genomen tot een informele conferentie over meteorologische problemen de Noordzee betreffende. De conferentie, die op 7 en 8 februari 1955¹⁾ in De Bilt is bijeengekomen en waartoe de meteorologische diensten van België, Denemarken, Frankrijk, het Verenigd Koninkrijk, Noorwegen, West-Duitsland en Zweden waren uitgenodigd, had o.a. de volgende voor het onderhavige overzicht belangrijke punten op haar agenda geplaatst:

1. The North Sea as part of the observation network of Western Europe.
2. Means for obtaining a better insight into the meteorological situation in the North Sea,
 - a. Improvement of the exchange of data,
 - b. Increase of the number of reporting ships in the North Sea area.
3. Evaluation of a fixed meteorological post in an adequate position as part of the observation network in the North Sea area.

¹⁾ In oktober 1957 kwam nog een kleine werkgroep bijeen, ter nadere bestudering van bepaalde aspecten van de problemen.

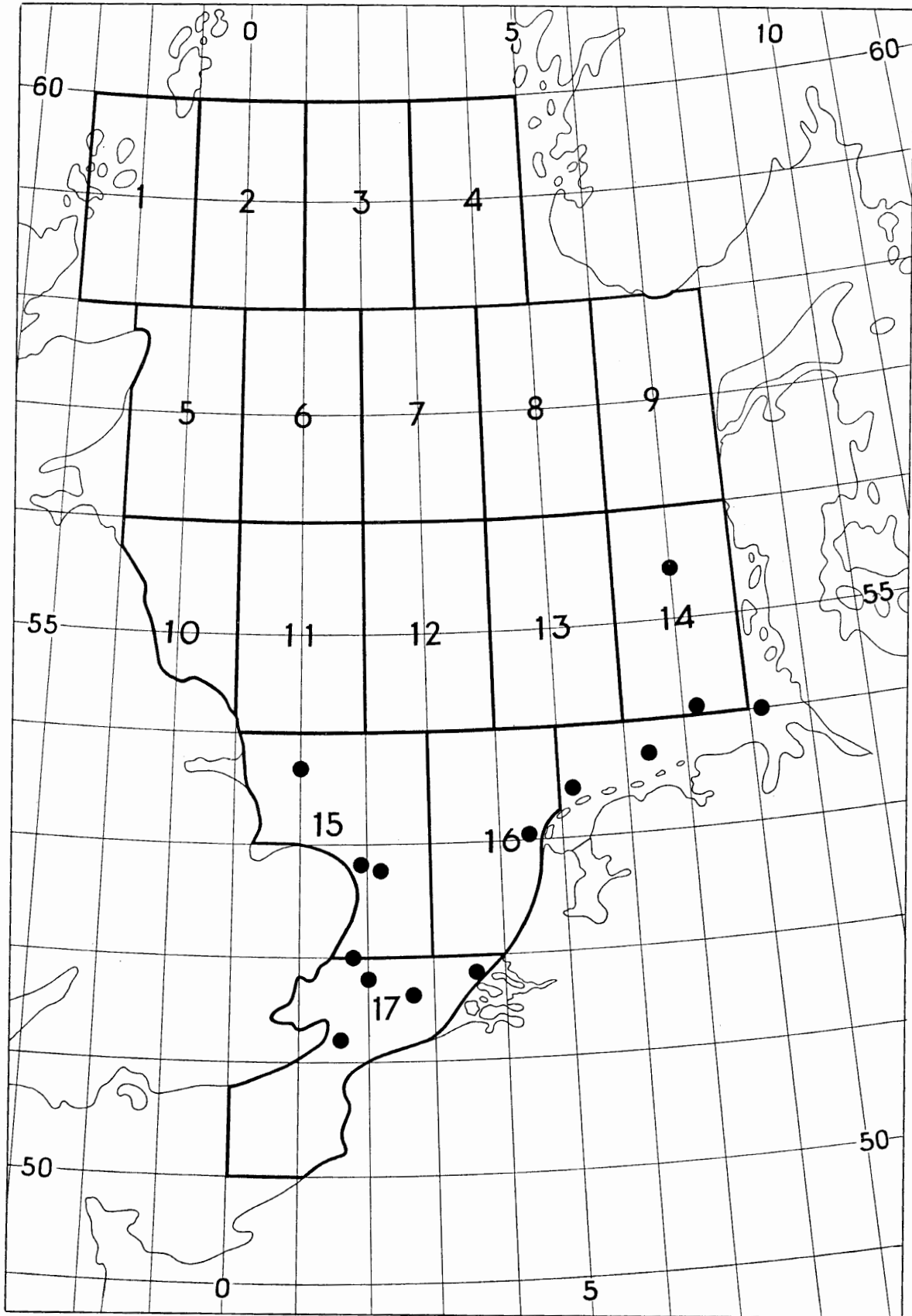


Fig. 2.3.1. Indeling van de Noordzee in vakken.

● lichtscheepen

2.3.2 *De dichtheid van het synoptisch waarnemingsnet op de Noordzee*

Naar aanleiding van de agendapunten 1 en 2 werden onmiddellijk na de conferentie maatregelen genomen om de berichtgeving zo veel mogelijk te intensiveren. Niettegenstaande het feit, dat sedertdien een geringe verbetering in de berichtgeving heeft plaats gevonden, is ook thans het aantal van de Noordzee binnenkommende weerrapporten nog onvoldoende, zoals uit het volgende overzicht moge blijken.

Om de dichtheid van het synoptische waarnemingsnet op de Noordzee te bepalen, wordt sinds de informele conferentie bijeenkwam een statistiek bijgehouden van de bij het K.N.M.I. binnenkommende weerrapporten van de Noordzee. De Noordzee werd hiertoe in 17 ongeveer gelijke vakken verdeeld

Tabel 2.3.1. Overzicht der scheepswaarnemingen van de Noordzee, ontvangen in 1959 op de vier hoofdsynoptische uren

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	totaal
januari	A	4	7	20	25	4	26	50	37	16	12	16	26	42	6	13	21	22	347
	B	17	11	26	84	14	37	49	25	26	3	8	35	98	21	29	28	27	538
	C	3	1	12	9	5	14	5	2	12	1	11	4	21	3	15	18	1	137
februari	A	11	11	20	21	6	26	82	26	15	5	9	18	48	21	25	24	9	377
	B	4	8	40	87	13	23	43	14	15	6	9	21	96	15	22	44	29	489
	C	0	1	14	13	2	8	6	2	15	1	20	8	28	9	14	23	5	169
maart	A	10	8	16	29	8	22	84	30	17	5	17	26	48	14	21	20	15	390
	B	16	20	20	143	10	33	54	39	20	5	16	60	75	38	37	78	26	690
	C	5	1	12	11	0	7	3	0	13	1	29	4	17	2	11	18	5	139
april	A	8	11	24	67	4	25	83	33	23	2	9	23	54	11	24	27	9	437
	B	12	6	20	59	11	33	72	49	20	6	12	28	33	14	24	77	33	509
	C	4	0	6	1	4	15	4	0	8	3	37	6	14	3	17	20	4	146
mei	A	11	21	40	48	19	78	31	35	31	8	23	29	38	10	28	25	19	494
	B	20	22	54	41	18	72	104	27	29	6	24	62	47	13	25	27	43	634
	C	0	1	21	8	1	18	14	4	13	2	46	10	43	8	34	34	3	260
juni	A	17	38	45	42	28	91	55	20	25	12	31	19	31	21	23	28	9	535
	B	27	87	58	39	43	125	56	21	25	7	32	81	47	11	35	60	29	783
	C	1	2	10	3	9	29	10	0	5	0	33	10	25	3	16	34	6	196
juli	A	42	70	39	49	69	70	57	38	20	28	39	34	70	18	31	42	25	741
	B	99	109	30	26	58	43	40	15	23	40	96	85	72	17	31	35	42	861
	C	7	12	10	2	15	8	3	0	11	12	32	4	12	4	21	22	2	177
augustus	A	21	67	34	44	44	66	59	40	35	53	41	27	72	19	33	53	12	720
	B	37	135	47	24	46	56	68	17	25	52	41	52	74	15	45	32	27	793
	C	3	0	12	9	7	11	6	2	5	8	37	3	5	1	10	11	3	133
september	A	27	49	32	29	30	63	45	26	24	38	109	54	46	24	35	62	11	704
	B	10	44	52	26	24	35	60	17	19	31	138	62	56	11	40	37	26	688
	C	1	2	10	5	3	9	5	1	3	3	31	3	5	2	5	10	4	102
oktober	A	16	26	34	20	9	49	45	25	15	14	81	43	54	18	82	37	19	587
	B	22	15	29	50	12	49	49	27	24	11	126	64	70	32	83	65	40	768
	C	1	5	22	14	4	13	16	0	3	6	31	8	5	0	31	14	3	176
november	A	8	15	24	28	9	27	36	24	17	4	10	15	24	16	75	46	28	406
	B	13	10	33	42	14	22	38	21	28	10	28	34	70	13	33	42	40	491
	C	2	2	30	14	0	7	3	1	0	1	35	6	9	1	45	12	2	170
december	A	11	15	26	39	5	33	34	32	29	4	13	14	44	16	24	25	29	393
	B	12	13	12	43	6	27	27	23	17	3	15	32	53	5	27	58	36	409
	C	0	1	17	28	0	9	11	1	0	2	18	14	17	4	11	8	3	144

(zie figuur 2.3.1). De scheepswaarnemingen werden in 3 groepen gesplitst, naar gelang de informatie die ze bevatten, nl.

A-waarnemingen: deze omvatten de volledige codevorm FM 21A (zie de bijlage op blz. 93).

B-waarnemingen: deze geven verkorte codevorm, echter ten minste nog PPPTT.

C-waarnemingen: deze bestaan uit een weerrapport dat eindigt met de groep VVwwW.

De weerrapporten die op de hoofdsynoptische uren (00.00, 06.00, 12.00 en 18.00 G.M.T.) werden ontvangen, werden afzonderlijk samengenomen. Hetzelfde werd gedaan met de weerrapporten van de tussen-uren (03.00, 09.00, 15.00 en 21.00 G.M.T.). De aantallen voor het jaar 1959 zijn gegeven in de tabellen 2.3.1 en 2.3.2.

Tabel 2.3.2. Overzicht der scheepswaarnemingen van de Noordzee, ontvangen in 1959 op de tussen-uren

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	totaal
januari	A	2	1	2	7	6	9	34	12	1	6	1	8	15	5	1	7	15	132
	B	8	3	5	15	6	13	16	4	4	2	9	5	16	6	13	22	6	153
	C	0	0	1	0	0	2	0	0	0	0	3	2	2	1	1	2	0	14
februari	A	5	3	1	14	5	15	74	24	1	4	4	8	7	4	1	4	5	179
	B	3	2	4	15	2	6	17	13	5	6	16	3	10	8	21	16	2	149
	C	0	1	1	0	0	0	1	0	0	0	3	2	2	2	2	3	0	17
maart	A	5	3	3	11	5	15	75	24	2	4	5	6	6	2	0	5	4	175
	B	8	3	4	11	1	11	20	9	4	5	10	4	7	5	20	11	4	137
	C	0	0	3	1	0	3	0	0	0	0	3	1	0	0	1	1	3	16
april	A	3	3	4	30	3	12	50	24	0	3	5	16	10	2	5	6	1	177
	B	9	2	4	9	4	10	10	3	3	6	15	11	12	5	23	18	2	146
	C	0	0	2	0	1	0	2	0	0	0	2	1	2	3	1	2	0	16
mei	A	2	2	8	19	14	51	17	23	1	9	13	8	4	1	5	11	9	197
	B	4	2	4	3	8	14	18	2	2	4	19	5	11	5	23	2	2	128
	C	2	0	1	1	0	4	1	0	0	2	11	1	1	0	6	1	0	31
juni	A	6	19	27	22	18	77	31	21	8	10	13	12	11	7	5	11	3	301
	B	2	8	1	2	6	8	7	4	2	4	11	9	6	6	14	15	7	112
	C	0	0	3	1	1	4	1	0	1	0	8	2	0	1	2	4	0	28
juli	A	21	61	17	20	41	47	32	15	2	13	13	10	9	7	4	8	6	326
	B	46	50	9	2	2	16	10	3	2	6	8	2	9	4	7	8	1	185
	C	3	2	2	0	1	1	1	0	2	1	4	0	2	0	0	1	0	20
augustus	A	10	45	11	26	22	45	22	14	0	49	19	5	8	3	7	19	1	306
	B	16	89	37	1	1	19	9	2	0	1	12	6	13	6	8	7	2	229
	C	0	0	2	3	0	3	2	0	0	0	6	0	0	0	2	0	0	18
september	A	7	36	13	6	14	36	13	18	5	26	85	16	6	4	8	4	4	301
	B	7	47	3	2	1	7	12	10	2	8	63	14	16	4	21	9	1	227
	C	0	0	2	0	0	0	3	1	2	1	4	1	0	0	2	0	1	17
oktober	A	4	7	10	5	1	16	10	15	1	4	48	10	9	4	52	18	6	220
	B	10	4	8	3	5	10	28	7	1	1	41	23	15	3	25	5	1	190
	C	0	0	1	0	0	2	1	1	1	0	4	0	0	0	0	0	0	10
november	A	3	7	11	6	6	12	24	14	3	4	2	6	8	1	20	24	9	160
	B	3	2	5	10	4	8	12	9	1	2	3	6	10	0	13	6	45	139
	C	0	0	4	0	0	3	0	0	1	0	13	3	0	0	1	1	0	26
december	A	2	4	6	9	5	18	17	18	1	1	5	4	5	7	3	5	18	128
	B	2	3	4	2	2	7	16	7	3	3	3	6	4	2	4	11	22	101
	C	1	0	2	1	1	4	1	0	0	2	4	0	0	1	4	0	6	27

Aantal en verdeling van de scheepsweerrapporten worden na de maand mei sterk beïnvloed door de aanwezigheid van de (Duitse) vissersvloot, eerst hoofdzakelijk in de vakken 2 en 6, later in de vakken 2 en 11. De aandacht wordt erop gevestigd, dat deze vissersvloot zich in de wintermaanden naar vak 17 verplaatst, zodat dan de van deze vloot afkomstige waarnemingen voor de kennis van het weersverloop op de Noordzee van weinig nut meer zijn.

Het aantal extra waarnemingen, dat aan de vissersvloot te danken is, bedraagt circa 250 B-waarnemingen per maand op de hoofdsynoptische uren (d.i. dus ongeveer 2 per kaart) en circa 60 B-waarnemingen per maand op de tussen-uren (d.i. dus ongeveer $\frac{1}{2}$ per kaart).

In de periode van eind november tot eind mei kan op deze extra bijdrage niet worden gerekend. Aan de hand van de tabellen 2.3.1 en 2.3.2 kan het aantal scheepsweerrapporten van de Noordzee voor deze periode gesteld worden op:

de voor hoofdsynoptische uren:	3 A-waarnemingen	} per kaart
	4 – 5 B-waarnemingen	
	1 C-waarneming	
voor de tussen-uren:	1 A-waarneming	} per kaart
	1 B-waarneming	

C-waarnemingen komen op de tussen-uren slechts sporadisch voor: 1 op de 6 kaarten.

De verdeling van de waarnemingsplaatsen op de Noordzee is zeer onregelmatig en wisselt sterk. Van de vakken 14, 15, 16 en 17 worden ook weerrapporten van lichtscheepen ontvangen. Deze zijn niet in de tabel opgenomen. De posities van deze lichtscheepen zijn in fig. 2.3.1 aangegeven.

Het zou nu voor het opstellen van weersverwachtingen gewenst zijn althans van het centrale gebied van de Noordzee (vakken 2, 3, 4, 6, 7, 8, 11, 12, 13) regelmatig weerrapporten te ontvangen. De verdeling zou daarbij bij voorkeur zodanig moeten zijn, dat in elke hoofd- en tussenkaart ten minste één waarneming per 2 aangrenzende vakken zou voorkomen. De ontwikkeling en verplaatsing van depressies en troggen zou dan voldoende nauwkeurig kunnen worden vastgesteld.

Voor een aantal combinaties van 2 vakken werd nagegaan in hoeveel procent der gevallen in 1959 op een bepaald kaartuur geen bericht aanwezig was (tabel 2.3.3). Het percentage voor de hoofdsynoptische uren staat in de tabel vooraan, erachter staat tussen haakjes het percentage voor de tussen-uren.

Tabel 2.3.3. Percentage der kaarten waarop in 1959 scheepsweerberichten ontbraken in de aangegeven paren van sectoren

maand	sectoren				
	2+3	6+7	7+8	11+12	12+13
januari	58 (92)	30 (52)	32 (56)	45 (81)	19 (73)
februari	48 (90)	16 (28)	17 (25)	54 (73)	20 (81)
maart	56 (89)	14 (31)	17 (30)	36 (82)	20 (84)
april	59 (86)	17 (49)	13 (48)	42 (73)	27 (72)
mei	32 (89)	8 (38)	18 (64)	22 (67)	18 (81)
juni	18 (62)	4 (39)	32 (70)	22 (68)	22 (77)
juli	13 (40)	18 (42)	34 (58)	17 (73)	8 (79)
augustus	13 (33)	13 (40)	23 (66)	20 (67)	16 (78)
september	21 (48)	18 (52)	28 (62)	7 (33)	18 (65)
oktober	36 (79)	27 (63)	35 (64)	19 (48)	23 (64)
november	47 (79)	35 (59)	43 (66)	39 (75)	31 (75)
december	56 (87)	36 (61)	35 (62)	49 (81)	28 (85)

Het blijkt duidelijk, dat de berichtgeving van de Noordzee ontoereikend is, vooral gedurende de wintermaanden. In een groot aantal hoofdkaarten komt gelijktijdig in twee aangrenzende vakken geen bericht voor. In de tussenkaarten vinden we slechts betrekkelijk sporadisch weerrapporten.

Wat betreft de verdeling van de scheepsweerrapporten over de dag, kan nog worden opgemerkt, dat het aantal weerrapporten om 12.00 G.M.T. maximaal en om 03.00 G.M.T. minimaal blijkt te zijn. Op dit laatste tijdstip komen slechts zelden berichten van de Noordzee binnen, hetgeen betekent dat de meteoroloog tussen 00.00 en 06.00 G.M.T. meestal geheel verstoken blijft van gegevens betreffende eventuele ontwikkelingen op de Noordzee.

2.3.3 Aerologische waarnemingen van de Noordzee

Het derde in 2.3.1 genoemde agendapunt is vooral van belang in verband met de vraag of het al dan niet gewenst is, aerologische waarnemingen te ontvangen van een punt in de Noordzee.

Twee aanbevelingen van de conferentie hadden meer in het bijzonder op dit punt betrekking:

Recommendation 2

THE MEETING,

RECOGNIZING *that the aerological information available from the North Sea is inadequate,*

RECOMMENDS *that the Meteorological Services of countries bordering the North Sea examine the possibilities of establishing meteorological reconnaissance flights over the North Sea and report possibilities to the Director of the Netherlands Meteorological Service.*

Recommendation 6

THE MEETING,

CONSIDERING *that it is desirable to investigate the possibility of further improvements in the observational network (surface and upper air), of the North Sea,*

RECOMMENDS

That a working group should be established with the following terms of reference:

- (a) *to estimate the value of an observational post in the North Sea (at approximately 55°5 N 2°5 E) as regards both surface and upper air information,*
- (b) *to investigate the possibilities of establishing such a post and to make an evaluation of the costs. Possibilities which should be considered include:*
 - (1) *an automatic reporting fixed buoy,*
 - (2) *an anchored ship,*
 - (3) *a moving ship,*
 - (4) *a tower or similar fixed structure, manned or unmanned.*
- (c) *to report on the results of the investigation as soon as possible.*

In dit verband is ook van belang het Supporting Paper van Nederland met betrekking tot punt 3, waarvan hier het belangrijkste deel wordt overgenomen:

INTRODUCTION

1. *The aim of this paper is to discuss the possible value of a fixed meteorological station in the North Sea. It goes without saying that most meteorologists are inclined to consider such a station of some importance, as it will undoubtedly improve the observational network in the North Sea area. The question arises, however, how great the practical and scientific benefits of the station would be and how they would compare with the costs of exploitation. Experience has shown that it is always very difficult to make a reasonable appraisal of the value of such benefits. In the following therefore only an attempt has been made to analyse the use that could be made of meteorological and oceanographic observations in different fields of meteorological and oceanographic activities. The contribution of these observations to the improvement of various forecasts (i.e. to the increase of the forecasts scores) is of primary importance, in particular when the economic value of such forecasts is high.*

Some attention will also be given to the value of the station for research.

INFLUENCE OF THE DENSITY OF THE NETWORK ON FORECAST SCORES

2. *It is a well known fact that particularly the smaller pressure disturbances and weathersystems determine rather frequently the weather sequence. Short range weather forecasting, therefore, can only be successful if they are based upon an adequate knowledge of the weather situation over and round the forecast area. This is one of the reasons why the number of synoptic and upper air stations and the international exchange of data have been increased considerably during the past 15 years. The North Sea appears, however, on the synoptic weathermaps in many cases as an area without observations, in particular on the maps of the intermediate synoptic hours. The density of ship reports from the North Sea is practically the same as 15 years ago and to-day often smaller than the density of ship observations in some parts of the North Atlantic Ocean.*

As can be expected, experience has shown that the shortage of weather reports from the North Sea affects in an adverse way the reliability of the short range weather forecasts in particular for coastal areas during certain types of „Groszwetterlage“.

DISCUSSION OF VARIOUS TYPES OF FORECASTS

3. *In many countries there are important agricultural activities at short distances from the coast. Weather forecasts in the early morning are used more and more for efficient planning of the daily work on the farms. Improvement of these valuable forecasts is certainly possible with a better knowledge of airmasses and fronts and therefore of the weather conditions over the North Sea.*

The same applies to the forecasts for aviation. There are a number of important aerodromes situated at a relatively short distance from the North Sea coast. The increasing use of jet-planes requires highly accurate terminal and alternate forecasts which often cannot be made with the required reliability when the analysis over the North Sea is mainly based on „interpolation“.

Forecasts for the North Sea proper are issued in all countries around the Sea for the benefit of shipping and fishing craft. The North Sea with its high shipping density and great activity of the coasting trade and fishing is a particularly vulnerable area. During almost every storm in the North Sea coastal radio stations are alerted by distress signals from ships. The value of accurate wind forecasts and storm warnings is apparent. Such forecasts are based on the isobaric and isallobaric field, the knowledge of which for the central portion of the North Sea is not completely adequate.

Finally, weather reports from the North Sea are of the utmost importance in connection with storm surges. A lack of data tempts the meteorologist and the oceanographer to play on safety, that means to take a too pessimistic view. This results unquestionably in a slackening of the vigilance of the recipients of the warnings.

A well functioning warning system for storm surges requires reliable forecasts of water levels, waves, wind direction and wind force at the coast and of the length of the storm period. In such a situation the detailed knowledge of the actual wind field over the North Sea is often of primary importance. Even single (hourly) full synoptic reports from a station in the central North Sea could in many cases be of considerable value for the immediate determination of the measure of danger.

FIXED STATION OR SELECTED SHIPS

4. *There are also other ways to improve the weather information from the North Sea. One could try to increase the number of selected ships. The reliability and the regular reception of the observations of selected ships have to be compared with those of a fixed station. Most of the regular traffic on the North Sea is maintained by small size vessels. The strength of the staff of coasters and fishing craft does not allow in general to spend sufficient time for making full synoptic weather reports every 3 or 6 hours. This holds in particular during fog or stormy weather, when the observations are of greatest importance. A fixed post equiped with well trained personnel assures on the contrary accurate weather reports under all circumstances and the observations can be carried out with high frequency even with hourly intervals. A time series giving detailed information from an adequate point often appears to be of equal value as detailed information in space.*

EXPERIENCE WITH A WEATHER SHIP IN THE NORTH SEA (1953 – 1954)

5. In 1953 and in the beginning of 1954 the Netherlands stationed a weather ship in the central North Sea during 180 days. The result of this experiment can be summarized as follows.

The value of the upper air observations is very difficult to estimate. There are certain indications that information about the vertical temperature- and humidity-distribution is of more importance for forecasting than upper wind observations.

The value of the surface observations for forecasts for a limited area depends on the „Groszwetterlage“. However, many surface reports and a number of upper air observations contributed essentially to better forecasts for the Netherlands, in particularly when the wind was onshore. It should be realised that in the almost closed North Sea basin offshore winds are always coupled with onshore winds elsewhere.

The experiment has shown furthermore that in a few cases the observations were of extreme importance and made it possible to issue warnings for unfavourable weather considerably earlier than otherwise would have been the case.

RESEARCH

6. Finally, the value for research of special synoptic, climatological and oceanographic observations at a fixed station should not be disregarded. The influence of the North Sea on the atmospheric developments is important. Synoptic reports and aerological observations can contribute to a better understanding of such processes as e.g. the transformation of airmasses moving over the North Sea and the deepening of cyclones in the winter season. The result of investigation in this field can be of importance for better forecasting in future. In case a tower would serve as fixed station, observations can be carried out for various other projects. Accurate measurements or records could be obtained of waves, currents, temperature, salinity and transparency of the sea water in different depths, etc. Other special studies e.g. the vertical exchange of heat, water vapour and momentum, electricity, condensation nuclei, etc. would also be possible.

Er moge ten aanzien van dit Supporting Paper nog worden opgemerkt, dat het gestelde in de laatste alinea van punt 5 wellicht een te gunstig beeld geeft van het nuttig effect, dat een volledig synoptisch en aerologisch waarnemende post op de Noordzee zou kunnen hebben. Latere, meer diepgaande beschouwingen hebben aangetoond, dat althans voor de periode waarin het Nederlandse weerschep op de Noordzee was gestationeerd het nut van de waarnemingen in het algemeen niet groot was. Voor zover er inderdaad van nut sprake was, bleef dit beperkt tot verwachtingen voor een termijn van minder dan 15 uur vooruit.

Het vormt dan ook nog een punt van nader overleg tussen de meteorologische diensten, die hebben deelgenomen aan de conferentie in De Bilt of uiteindelijk de voorkeur zal moeten worden gegeven aan een weerschep, een vaste toren of aan een of meer automatische weerboeien. De laatste vereisen aanmerkelijk geringere investeringen terwijl ook de normale exploitatiekosten veel lager liggen, maar daar staat tegenover, dat ze minder informatie geven dan een weerschep of een toren.

BIJLAGE

De codevorm FM 21A van het scheepsweerbericht

Ship YQL_aL_aL_a L_oL_oL_oGG Nddff VV_{ww}W PPPTT N_hC_LhC_MC_H D_sV_sapp (99ppp) (7RRjj)
(8N_sCh_sh_s) (9S_pS_pS_pS_p) (0T_sT_sT_dT_d) (1d_wd_wP_wH_w) ICE gevolgd door klare tekst of door (c₂KD_ire)

Y	= dag van de week	N	= gedeelte hemelkoepel bedekt met wolken (in achtsten)
Q	= aardoctant		
L _a L _a L _a	= geografische breedte in tienden van graden	dd	= windrichting in tientallen graden; 00=stil; 36=noord; 99=veranderlijk
L _o L _o L _o	= geografische lengte in tienden van graden	ff	= windsnelheid in knopen
GG	= tijd van waarneming in G.M.T.	VV	= horizontaal zicht

ww	= weer	RR	= neerslag in mm over 12 uren
W	= verleden weer	jj	= facultatief
PPP	= luchtdruk in tienden van mb	N _s	= hoeveelheid wolken C
TT	= luchttemperatuur in hele graden C of F	C	= wolkengeslacht
N _h	= hoeveelheid wolken C _L (of C _M) in achtsten van hemelkoepel	h _s h _s	= hoogte wolkenbasis of verticaal zicht
C _L	= geslacht lage wolken	S _p S _p S _p S _p	= bijzondere weersverschijnselen
h	= hoogte laagste wolkenbasis	T _s T _s	= verschil lucht- en zeewatertemperatuur in halve graden C of hele graden F
C _M	= geslacht middelbare wolken	T _d T _d	= dauwpunttemperatuur in hele graden C of F
C _H	= geslacht hoge wolken	d _w d _w	= richting waaruit golven komen in tientallen graden
D _s	= koers van het schip; 0 = stilliggend; 9 = onbekend; 1 = NE, enz.	P _w	= golfperiode
V _s	= vaart van het schip	H _w	= gemiddelde max. golfhoogte
a	= karakter luchtdrukverandering	C ₂	= soort van ijs
pp	= bedrag luchtdrukverandering in afgelopen drie uren in tienden van mb	K	= belemmering van navigatie
ppp	= bedrag luchtdrukverandering in afgelopen drie uren in tienden van mb (indien pp meer dan 99)	D _i	= peiling waarin de ijsgrens ligt
		r	= afstand van schip tot ijsgrens
		e	= richting waarin ijsgrens verloopt

2.4 Onderzoek naar de bij stormvloed en behorende depressiebanen en naar de extreme mogelijkheden van noordwesterstormen

Summary

Investigation of the tracks of depressions associated with storm surges and of the extreme possibilities of north-westerly gales

In this section the tracks are investigated of those depressions that caused a rise of the sea level greater than 160 cm at Hellevoetsluis during the period 1898 – 1956, which has been subdivided into three parts. 49 such depressions occurred, 16 of which gave a set-up greater than 200 cm. A list of the data and corresponding set-ups is given in table 2.4.1. The depression tracks are shown in fig. 2.4.5 – 2.4.8. It was determined where the depression centres crossed the meridians 10° W, 0° and 7° E respectively. The results are shown in fig. 2.4.1 – 2.4.4. After passing the 0° meridian 76 % of the depressions followed a track with a distinct southerly component, 15 % had a track with a northerly component and 11 % moved almost due east. 14 out of the 16 depressions with a set-up greater than 200 cm followed a track with a southerly component. The majority of the storm surge depressions reached their maximum depth in the North Sea area.

In 2.4.3 it has been investigated how often depressions with pressure gradients of the same order of magnitude as the January 31 depression occurred in the region of the North Atlantic Ocean in the period 1880 – 1940. Only one map a day was considered. In these 60 years 268 cases with a pressure gradient greater than 20 mb over 330 km occurred. In the period 1899 – 1936 nineteen of these cases showed a pressure gradient greater than 25 mb over 330 km, similar to the depression of January 31 1953. Of course more cases would have been found if more maps per day had been available.

Characteristic figures have been determined for the pressure field on the North Sea during some storm surge depressions. These are listed in table 2.4.2. Storms have been divided into three groups according to their intensity. In group III some fictitious storms have been added. They were obtained by shifting some of the most severe depressions from the Atlantic to the North Sea in a position that was most unfavourable for the southwestern part of the Dutch coast. A comparison of the pressure gradients in the south-western part of the North Sea (listed in column 5) shows that the gale of February 1 1953 was characterized by the greatest mean pressure gradient. The third part of the table shows that the possibility of still greater pressure gradients should not be excluded. They could occur e.g. if the pressure gradients that existed near the east coast of Scotland at about 12.00 G.M.T., January 31, had established themselves near the Dutch coast. No physical reasons can be given why such pressure gradients should be impossible on the southern part of the North Sea.

Finally mean gradient winds were computed from the pressure field due to some original and some shifted depressions in the northern and southern parts of the North Sea. To get an approximation of the real wind the formula $v = c v_{gr}$ was used, c denoting the coefficient of friction. This coefficient depends to a large extent on the temperature difference between sea and air. It follows from the investigation of some 30 severe north-westerly gales that this difference amounts to about 2.5°C in the cases we are interested in. According to BLEEKER and BUVOET a value of 0.75 can then be taken for c . This value was used in table 2.4.3, from which table it can be seen that the depression of January 31, 1953, at 12.00 G.M.T. showed the greatest wind velocity (70 kts).

So it can be concluded that in the North Sea area winds of about 35 m/sec are possible during at least one hour, but winds of this velocity will not easily occur over the full width of the North Sea.

Résumé

Etude des trajectoires des dépressions associées à des marées de tempête et de la probabilité de tempêtes du nord-ouest de force maximum

Cette section traite de l'étude des trajectoires des dépressions qui ont causé une hausse du niveau de la mer de plus de 160 cm à Hellevoetsluis pendant la période 1898 – 1956. Cette période est subdivisée en trois parties. Il y a eu 49 dépressions produisant de tels effets, dont 16 ont causé une hausse de plus de 200 cm. Le tableau 2.4.1 montre les données et les hausses de niveau correspondantes. Les trajectoires des dépressions sont montrées en fig. 2.4.5 – 2.4.8. On a déterminé les endroits où les centres des dépressions ont traversé les méridiens 10° ouest, 0° et 7° est respectivement. Les résultats sont montrés en fig. 2.4.1 – 2.4.4. Après avoir traversé le méridien 0°, 76 % des dépressions ont suivi une route ayant une composante dirigée nettement vers le sud, 15 % ont suivi une route ayant une composante dirigée vers le nord et 11 % se sont dirigées à peu près vers l'est. 14 des 16 dépressions qui ont produit une hausse de niveau de plus de 200 cm ont suivi une route ayant une composante dirigée vers le sud. La plupart des dépressions de tempête avaient leur plus grande profondeur dans la région de la mer du Nord.

Au 2.4.3. on examine combien de fois des dépressions ayant un gradient de pression du même ordre de grandeur que la dépression du 31 janvier se sont produites dans la région de l'Océan Atlantique du Nord dans la période 1880 – 1940. Une seule carte par jour est considérée. Dans ces 60 années 268 dépressions ayant un gradient de pression de plus de 20 mb sur 330 km ont été enregistrées. Pendant la période 1899 – 1936 on en a enregistré 19 ayant un gradient de pression de plus de 25 mb sur 330 km, comme la dépression du 31 janvier 1953. On aurait évidemment trouvé un plus grand nombre de cas si les cartes disponibles par jour avaient été plus nombreuses.

Le tableau 2.4.2 montre des valeurs caractéristiques du champ de pression qui se trouvait sur la mer du Nord pendant quelques dépressions associées à des marées de tempête. Les tempêtes sont classées en 3 groupes selon leur intensité. Dans le groupe III quelques tempêtes fictives sont ajoutées. Il s'agit de quelques-unes des dépressions les plus profondes de l'Océan Atlantique, qu'on a déplacées vers la mer du Nord, dans une position très défavorable pour la partie sud-ouest de la côte hollandaise. Une comparaison des gradients de pression dans la partie sud-ouest de la mer du Nord (colonne 5) montre que la tempête du 1er février 1953 était caractérisée par le gradient de pression moyen le plus grand. La troisième partie du tableau montre que des gradients de pression encore plus grands ne sont pas impossibles. Ils auraient pu se présenter, par exemple, si les gradients de pression se trouvant près de la côte est de l'Ecosse le 31 janvier à environ 12.00 heures T.M.G., s'étaient établis près de la côte hollandaise. Aucune raison d'ordre physique n'empêche de supposer que de tels gradients de pression ne puissent pas se produire dans la partie sud de la mer du Nord.

Enfin, les gradients de pression moyens sont calculés à partir du champ de pression dû à quelques dépressions originales et déplacées dans les parties nord et sud de la mer du Nord. Pour obtenir une approximation du vent réel la formule $v = c v_{gr}$ est employée, c étant le coefficient de frottement. Ce coefficient dépend dans une grande mesure de la différence de température entre la mer et l'air. L'étude d'environ 30 tempêtes violentes du nord-ouest montre que cette différence est d'environ 2,5°C dans les cas qui nous intéressent. Suivant BLEEKER et BUIJVOET une valeur de 0,75 peut être adoptée pour c . Cette valeur est employée dans le tableau 2.4.3, qui montre que la dépression du 31 janvier 1953 à 12.00 heures T.M.G. produisait la plus grande vitesse de vent (70 noeuds).

On peut donc conclure que, dans la région de la mer du Nord, des vents d'environ 35 m/sec sont possibles pendant au moins une heure, mais que des vents de cette vitesse ne sont pas probables sur la largeur entière de la mer du Nord.

Tabel 2.4.1

Data met opzet > 160 cm te Hellevoetsluis. 1898 - 1956

Datum	Tijd	Opzet in cm	Datum	Tijd	Opzet in cm
3 februari 1898	05.00 V	175	16 november 1921	18.55 V	198
	09.50 E	192	31 december 1921	10.00 E	237
28 januari 1901	2.00 E	231	25 november 1925	15.10 E	196
26 januari 1902	5.00 V	165	10 oktober 1926	11.20 E	168
	11.00 E	169	16 november 1928	20.30 E	177
22 november 1903	04.30 V	162	26 november 1928	01.45 V	209
30 december 1904	21.15 V	201	13 januari 1930	08.20 E	164
7 januari 1905	04.20 V	174	23 november 1930	05.15 V	193
	12.40 E	220	17 januari 1931	08.25 E	166
12 maart 1906	17.00 V	218		14.15 V	169
	21.00 E	185	20 oktober 1935	03.30 E	176
21 februari 1907	01.50 E	168	1 december 1936	09.15 E	168
	08.10 V	183	29 januari 1938	14.00 V	172
23 november 1908	14.40 V	186		21.30 E	190
13 november 1909	10.00 E	163	19 november 1939	08.55 V	163
30 september 1911	19.30 V	227	6 december 1940	14.05 E	170
1 oktober 1911	03.25 E	208		20.05 V	200
9 april 1912	07.35 V	170	30 december 1942	02.10 E	171
11 november 1912	17.05 V	215	7 april 1943	17.55 V	204
	23.15 E	162		23.40 E	219
10 november 1914	02.50 E	210	26 januari 1944	3.20 V	178
13 januari 1916	14.05 E	236	4 februari 1944	14.45 E	182
	22.30 V	249		23.40 V	177
16 februari 1916	20.55 E	161	13 maart 1944	23.55 E	169
25 oktober 1917	16.30 E	178	19 januari 1945	07.05 V	171
25 november 1917	11,30 V	175		12.30 E	189
26 november 1917	0.50 V	166	23 februari 1946	19.10 V	196
2 december 1917	11.25 E	174	25 november 1947	16.50 E	174
	17.20 V	192	1 maart 1949	07.40 E	190
	23.15 E	170		16.40 V	202
19 december 1919	14.00 V	180	25 april 1950	03.30 E	173
	23.00 E	185	1 februari 1953	03.30 V	294
4 december 1920	09.45 V	168	22 december 1954	08.30 E	234
18 januari 1921	21.45 V	164	23 december 1954	13.45 V	252
19 januari 1921	03.10 E	180			

De in deze tabel opgenomen uur-aanduidingen zijn uitgedrukt in Amsterdamse tijd

2.4.1 Deze paragraaf omvat in de eerste plaats een onderzoek naar de banen van depressiekernen, die in het verleden een hoge wateropzet veroorzaakt hebben in het zuidwesten van Nederland. Verder werd nagegaan hoe vaak stormdepressies met luchtdrukgradiënten van de orde van grootte van de 31 januari-depressie in het gebied van de noordelijke Atlantische Oceaan voorkomen en werden de zwaarste van deze stormdepressies in hun meest ongunstige ligging op de Noordzee geplaatst en de daarbij behorende gemiddelde windkrachten berekend.

2.4.2 De depressiebanen

Om de aard van de depressies, die in Zuidwest-Nederland een hoge wateropzet veroorzaakt hebben, te onderzoeken werden de banen van de kernen van deze depressies gereconstrueerd.

Voor de hoge wateropzet zijn – enigszins willekeurig – genomen opzetten van meer dan 160 cm te Hellevoetsluis. De wateropzet te Hoek van Holland is dan in de meeste gevallen meer dan 150 cm. De reconstructie was mogelijk voor het tijdvak 1898 t/m 1956. In dit tijdvak van 59 jaar kwamen 49 van dergelijke depressies voor (zie tabel 2.4.1). Bij 16 hiervan bereikte of overschreed de opzet de 200 cm. Een dergelijke opzet kwam dus gemiddeld ongeveer eenmaal in de 4 jaar voor. De banen van de depressies werden gereconstrueerd met behulp van:

- de publicatieweerkaarten van de Deutsche Seewarte,
- de Engelse „Daily Weather Reports”,
- de Nederlandse publicatieweerkaartjes,
- de „Historical Weather Maps”,
- enkele kaartjes uit „Wetteranalyse und Wetterprognose” van SCHERHAG welke vóór de Tweede Wereldoorlog werden benut,
- de weerkaarten van het K.N.M.I.

De totale periode werd ingedeeld in 3 groepen van jaren:

- 1898 – 1916 (18 jaar) (fig. 2.4.5),
- 1916 – 1939 (23 jaar) (fig. 2.4.6),
- 1939 – 1956 (18 jaar) (fig. 2.4.7 en 2.4.8).

Over de banen der depressiekernen valt het volgende op te merken:

- Alle depressiekernen (voor zover hun baan kon worden gereconstrueerd, hetgeen voor 41 van de 49 mogelijk bleek) passeren, van het westen komende, de meridiaan van 10° W.L. tussen 51° en 67° N.B. Ruim 85% hiervan passeert deze meridiaan tussen 54° en 65° N.B. Ongeveer 75% passeert tussen 54° en 63° N.B. (fig. 2.4.1 en 2.4.4).

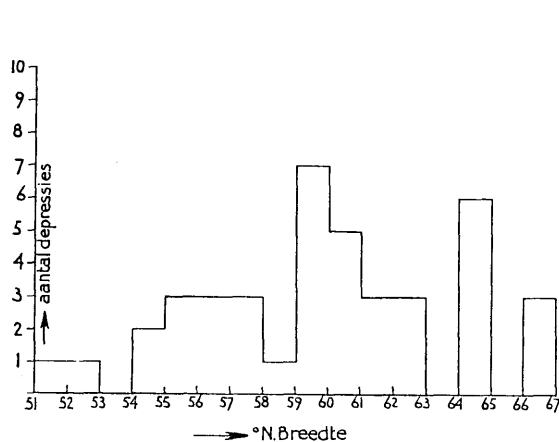


Fig. 2.4.1. Aantal stormvloeddepressies dat de 10° W-meridiaan op de aangegeven breedte passeerde

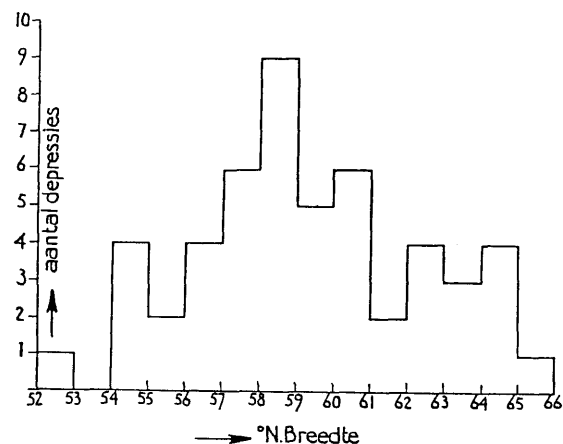


Fig. 2.4.2. Aantal stormvloeddepressies dat de 0° -meridiaan op de aangegeven breedte passeerde

2. De depressiekernen, waarvoor dit kon worden vastgesteld (d.i. 48 van de 49), passeren de 0-meridiaan alle tussen 52° en 66° N.B. Ruim 85 % passeert tussen 54° en 63° N.B., 75 % passeert tussen 54° en 61° N.B. (fig. 2.4.2 en 2.4.4).
3. Voor 46 van de 49 depressiekernen kon de baan tot 7° O.L. worden gevolgd. Van één van de overblijvende staat met zekerheid vast, dat hij de meridiaan van 7° O.L. niet gepasseerd is maar ten westen ervan naar de Middellandse Zee is afgebogen. De meridiaan van 7° O.L. is gekozen omdat hij iets ten oosten van ons land ligt en vanwege de ligging van de zuidpunt der Noorse bergen op deze meridiaan. De 46 depressiekernen passeerden alle de meridiaan van 7° O.L. tussen 52° en 65° N.B. Op de breedte van de zuidpunt van de Noorse bergen neemt het aantal snel af. 85 % van de depressiekernen passeert tussen 52° en 60° N.B. (fig. 2.4.3 en 2.4.4).

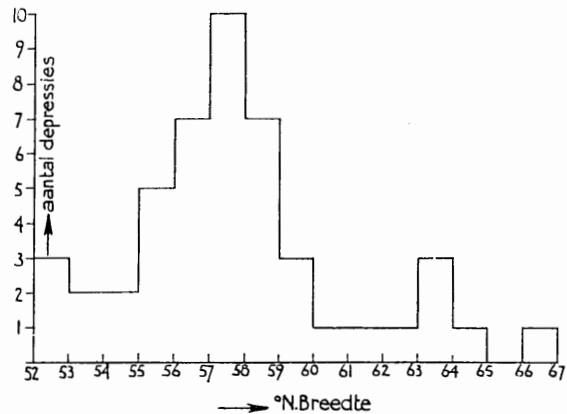


Fig. 2.4.3. Aantal stormvloeddepressies dat de 7° O-meridiaan op de aangegeven breedte passeerde

4. Na het passeren van de 0-meridiaan volgt 75 % der depressiekernen een baan met een duidelijke zuid-component in de richting, 15 % een baan met een noord-component, 10 % een baan, die ongeveer oost gericht is.
Van de 16 depressies, die een opzet van 200 cm of meer veroorzaakten, volgde slechts één na het passeren van de 0-meridiaan een baan met een noord-component en één ging vrijwel zuiver oost. De overige, d.i. 88 %, volgden een baan met een zuid-component. Hieruit valt af te leiden, dat de winden met een noord-component, die aan de achterzijde van de depressies op zeeniveau en in de hogere luchtlagen voorkomen, in het stadium waarin de depressies boven de Noordzee verkeren in het algemeen de overhand hebben bij de sturing van deze depressies.
5. Hoewel de diepte van de depressies niet altijd in elk stadium voldoende nauwkeurig kon worden vastgesteld, is het toch wel zeker, dat het merendeel van de depressies boven het Noordzeegebied zijn grootste diepte bereikte.
6. Een indeling van de banen in een aantal klassen bleek niet mogelijk.

Van het bovenstaande is gebruik gemaakt om het beschikbare materiaal van hoogwater- en opzetgegevens meer homogeen te maken voor de statistische bewerking en kansberekening. Uit het totaal der hoogwater- en opzetgegevens werden namelijk alle gevallen verwijderd, waarvan de bijbehorende depressiebaan buiten het gebied viel, dat door de banen der bovengenoemde depressies was bepaald.

2.4.3 Beschouwingen betreffende de benadering van een bovenste grens voor de hevigheid van stormen op de Noordzee

Allereerst werd nagegaan hoe vaak stormdepressies, met luchtdrukgradiënten van de orde van grootte van de 31 januari-depressie, in het gebied van de noordelijke Atlantische Oceaan voorkomen.

Voor het onderzoek hiernaar werd het gebied tussen 40° N.B. en 75° N.B. en tussen 60° W.L. en 30° O.L. in beschouwing genomen. Voor de periode van 1880 – 1900 werd daarbij gebruik gemaakt

van de „Tägliche Synoptische Wetterkarte”, uitgegeven door het Deense Meteorologische Instituut en de Deutsche Seewarte, waarin van elke dag de kaart van 07.00 G.M.T. voorkomt. Voor de periode na 1899 werd gebruik gemaakt van de „Historical Weather Maps”, waarin voor elke dag de kaart van 12.00 G.M.T. voorkomt. Op deze kaarten werden in het genoemde gebied opgezocht die depressies, die in hun westelijke helft ergens over een afstand van 330 km een luchtdrukverschil van meer dan 20

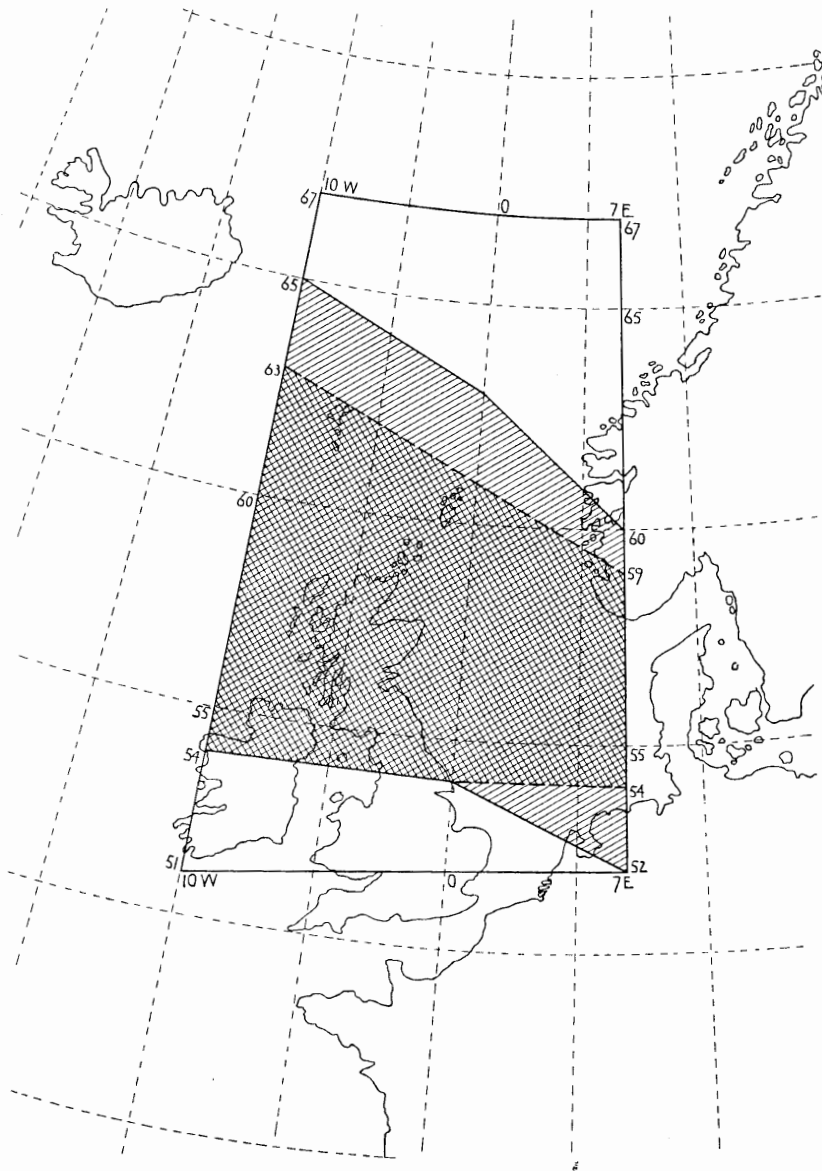


Fig. 2.4.4. Percentage van stormvloeddepressies dat door de aangegeven vakken trok. De buitenste lijnen begrenzen het vak waardoor alle stormvloeddepressies trokken. Door de licht en dubbel gearceerde vakken samen ging 85 percent, door het dubbel gearceerde vak 75 percent van de stormvloeddepressies

mb vertoonden (geostrofische wind van meer dan 81 kts op onze breedte). De positie van de kern van deze depressies werd genoteerd en tevens hun verplaatsing in 24 uur. Gevallen, die duidelijk orografisch beïnvloed waren (voornamelijk door het plateau van Groenland) en tropische cyclonen werden niet opgenomen. In totaal kwamen in de 60 jaren van 1880 – 1940 268 gevallen voor, d.i. dus 4 tot 5 per jaar. Hiervan waren er 19 (in het tijdvak 1899 – 1936) met een drukverschil over 330 km

van meer dan 25 mb¹⁾. Van deze depressies met zeer grote drukverschillen komt er dus gemiddeld ongeveer één in de twee jaar voor, althans op het tijdstip van 12.00 G.M.T. De kans, dat zo'n depressie op een willekeurig tijdstip wordt gevonden, is groter, aangezien mag worden aangenomen, dat dergelijke grote luchtdrukverschillen vaak korter dan 24 uur blijven bestaan.

Er werden afzonderlijke overzichten gemaakt voor het tijdvak 1880 – 1900, 1900 – 1920 en 1921 t/m 1939 (hier niet weergegeven). Opvallend is, dat de betrokken depressiebanen in de latere tijdvakken meer noordelijk liggen. Dit blijkt ook uit het aantal depressies van dit geselecteerde type (20 mb per 330 km), dat boven de Britse eilanden en de Noordzee wordt aangetroffen. De aantallen zijn voor de drie tijdvakken resp. 20, 12, 12, waarbij de laatste noordelijker op de Noordzee liggen dan de voorlaatste. Het effect blijkt echter, in verband met de kleine aantallen, niet significant te zijn. In de banen van de depressies die een opzet van meer dan 160 cm te Hellevoetsluis gaven (fig. 2.4.5 tot en met 2.4.8) is een dergelijk effect niet aantoonbaar.

Tabel 2.4.2

	Datum	h G.M.T.	L mb	H mb	Verskil H-L	Gem. gradiënt ZW Noordzee mb/111 km	Richting isobaren bij gradiënt (6) graden	Aantal hoofd- stations boven grenspeil	Maximum boven grenspeil op hoofd- station cm	Rangorde van de storm- vloed
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
I	1 februari 1953	00	980	1030	50	7,9	336	7	155	1
	12 maart 1906	19	960	1025	65	3,9	320	7	117	3
	13/14 januari 1916	13/13	980	1035	55	5,2	322	6	98	4
	26 november 1928	01	965	1035	70	5,3	327	7	54	5
	1 december 1936	13	970	1035	65	5,7	315	7	46	6
	11 november 1912	13	975	1030	55	5,1	339	4	75	11
	23 november 1930	01	975	1025	50	5,7	329	6	43	12
II	10 oktober 1926	07	970	1020	50	4,8	309	4	55	
	29 januari 1938	18	950	1040	90	4,8	298	4	38	
	6/7 november 1921	6/18	980	1020	40	5,9	339	2	21	
	28 november 1932	27/18	995	1040	45	3,6	315	2	9	
	2/3 januari 1922	3/07	965	1030	65	4,2	317	2	6	
	12/13 december 1929	12/18	980	1030	50	5,7	313	1	34	
1 november 1921	13	955	1025	70	2,9	317	1	20		
III	31 januari 1953	12	—	—	—	9,4	331			
	31 januari 1953	06				9,3	328			
	19 oktober 1935	07				9,2	320			
	9 februari 1933	13				8,8	329			
	31 januari 1953	18				8,5	326			
	1 maart 1949	06				7,4	335			
	23 december 1949	03				7,4	302			
	20 maart 1920	13				7,4	342			

Groep I: Belangrijke stormvloeden.

Groep II: Minder belangrijke stormvloeden.

Groep III: Naar de Noordzee verplaatste depressies elders op Atlantische Oceaan of op Noordzee voorgekomen en gedraaid in richting waarin het windveld ongeveer de grootste uitwerking moet hebben.

Kolom 1 : datum.

Kolom 2 : tijd in uur G.M.T. van de weerkaart waaruit de meteorologische gegevens zijn bepaald.

Kolom 3/4: diepte resp. hoogte van de depressie en navolgend maximum genomen van de laatste gesloten isobaar.

Kolom 5 : totale werkende luchtdrukverschil.

Kolom 6/7: luchtdrukgradiënt in mb/per 60 mijl (111 km) en richting van bijbehorende geostrofische wind, opgemeten

uit een vak met hoekpunten 55,3° N.B., 0,8° W.L.; 55,9° N.B., 3,1° O.L.; 50,7° N.B., 1,6° O.L.; 51,4° N.B., 5,2° O.L. (dit is de W.-helft van het Zuidvak gebruikt door SCHALKWIJK).

Kolom 8 : hoofdstations zijn Vlissingen, Brouwershaven, Hoek van Holland, IJmuiden, Den Helder, Harlingen, Delfzijl.

Kolom 10 : rangorde berekend uit de gemiddelde overschrijding van grenspeil langs de gehele kust.

¹⁾ Geostrofische wind van meer dan 97 kts op onze breedte. Ter oriëntatie wordt medegedeeld, dat de depressie van 31 januari – 1 februari 1953 onder deze categorie zou vallen.

Voor een nadere vergelijking van de windvelden op de Noordzee bij stormvloed werden enkele karaktergetallen van bijbehorende stormen bepaald. Deze zijn in tabel 2.4.2 bijeengebracht. In de groepen I en II zijn de belangrijkste resp. iets minder belangrijke stormvloed opgenomen, terwijl in groep III een aantal fictieve stormen is geplaatst. Deze zijn verkregen door enkele van de zwaarste stormdepressies van de Atlantische Oceaan in een voor ons zuidwestelijk kustgebied meest ongunstige positie op de Noordzee te plaatsen. Men dient hierbij wel te bedenken, dat mogelijkerwijs een dergelijke manipulatie fysisch niet toelaatbaar is. In dat geval zouden de uitkomsten uit groep III van tabel 2.4.2 van weinig of geen waarde zijn. Dit zou dan ook gelden voor de verplaatste stormvloeddepressie van 31 januari 1953. Vergelijking van de verschillende stormen leert het volgende:

1. De diepte van de depressie, de hoogte van het navolgende hoge-drukgebied en het totale drukverschil geven geen aanwijzing omtrent de zwaarte van de storm. Er komen trouwens herhaaldelijk diepe depressies voor, die helemaal geen storm uit het noordwestkwadrant veroorzaken maar bijv. alleen een zuidwesterstorm. Wel is het totale drukverschil een maat voor de uitgestrektheid van het gebied waarin de storm kan voorkomen; hoe groter het verschil, hoe uitgestrekter in het algemeen het gebied waarin veel wind heerst.
2. Voor vergelijking van de luchtdrukgradiënten is een vak op het zuidwestelijk deel van de Noordzee gekozen, aan de ene kant begrensd door de Engelse oostkust, aan de andere kant door de Nederlandse kust en vervolgens door een lijn van Den Helder in NNW-lijke richting tot het midden van de Noordzee (hoekpunten 55,3° N.B., 0,8° W.L.; 55,9° N.B., 3,1° O.L.; 50,7° N.B., 1,6° O.L.; 51,4° N.B., 5,2° O.L.).
Het blijkt, dat de storm van 1 februari vergezeld ging van verreweg de grootste gemiddelde luchtdrukgradiënt; tussen de overige depressies zijn de verschillen niet groot, hetgeen voor een deel moet worden toegeschreven aan het feit, dat vooral uit de vroegere jaren geen weerkaarten ter beschikking staan voor alle tijdstippen van de dag, zodat voor het moment, dat maatgevend geacht moet worden voor het optreden van de grootste opstuwung langs onze kust, vaak geen weerkaart ter beschikking stond en een kaart van enige uren vroeger of later moest worden gebruikt.
3. Uit het derde deel van de tabel blijkt, dat, wanneer elders op de oceaan of in het Noordzeegebied opgetreden depressies op zodanige wijze verplaatst worden, dat zij in de ongunstigste positie komen te liggen voor het windveld op het zuidelijk deel van de Noordzee (gesteld, dat dit geoorloofd is), nog grotere luchtdrukgradiënten dan op 1 februari 1953 voorkwamen, niet tot de onmogelijkheden behoren. In het bijzonder leverde de depressie, die in ons land de ramp veroorzaakte, in zijn ontwikkelingsstadium in de omgeving van Schotland (waar grotere windsnelheden zijn gemeten dan bij ons) een steiler gemiddeld luchtdrukverval op. Er zijn a priori geen redenen aan te wijzen waarom een dergelijke grotere luchtdrukgradiënt niet iets meer zuidelijk op de Noordzee zou kunnen voorkomen, al zal de baan van een „stormvloed“-depressie als regel noordelijker zijn gelegen dan ongeveer 55° N.B. (zie 2.1).
Wel dient men zich te realiseren, dat een vergelijking van de gradiënten, zonder rekening te houden met andere factoren, als bijv. de kromming van de luchtbanen, tot onjuiste conclusies leidt.

Voor enkele originele en voor een groot aantal verplaatste depressies werd daarom uit het luchtdrukveld in de vakken Noord en Zuid op de Noordzee (fig. 2.4.9) de gradiëntwind, d.i. de wind die zou waaien, wanneer er evenwicht was tussen de luchtdrukgradiënt, de Corioliskracht en de centrifugaalkracht, bepaald. De werkelijke wind wijkt hiervan echter af vanwege de niet-stationaire toestand en vooral ten gevolge van de wrijving. Uit een groot aantal gevallen met stormachtige noordwestelijke wind heeft SCHALKWIJK [3] berekend dat de werkelijke wind gemiddeld ongeveer $\frac{3}{4}$ van de gradiëntwind bedraagt. Latere berekeningen leverden ongeveer dezelfde reductiefactor (zie 2.2).

Om de werkelijke wind exact te kunnen bepalen (zie 2.2) moet men bij een niet-stationaire toestand het luchtdruktendensveld kennen. Het blijkt vrijwel onmogelijk om dit voor de zware stormvloeddepressies uit het verleden met voldoende nauwkeurigheid te bepalen. Men is derhalve genoodzaakt bij de bepaling van het windveld uit het luchtdrukveld de luchtdrukverdeling als „quasi-stationair“ op te vatten.

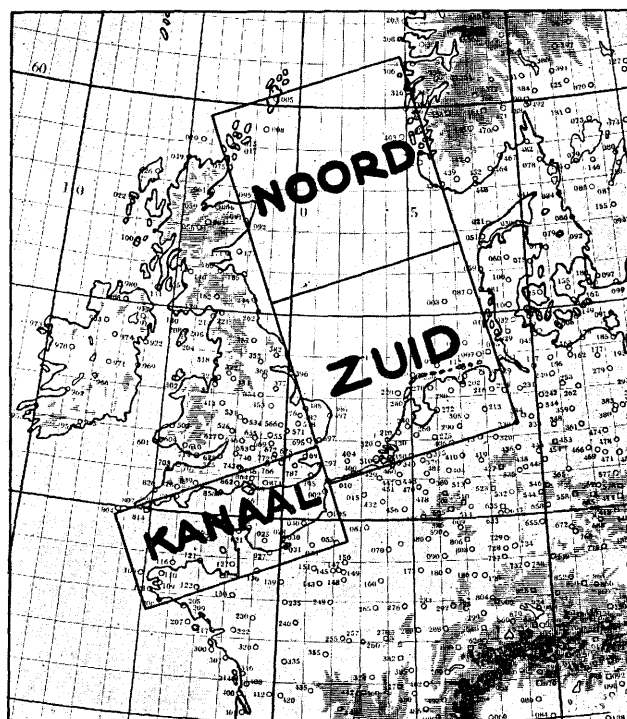


Fig. 2.4.9. Vakken Noord, Zuid en Kanaal

In dit geval blijkt de betrekking:

$$V = c v_{gr}$$

waarin:

V = werkelijke wind,

c = wrijvingscoëfficiënt,

v_{gr} = gradiëntwind

voor luchtdrukvelen met rechte en cyclonaal gekromde isobaren als de beste benadering te kunnen worden beschouwd. De wrijvingscoëfficiënt is in sterke mate afhankelijk van het verschil tussen de lucht- en zeewatertemperatuur, $T - T_z$. Voor de bepaling hiervan werden de 3-uurlijkse temperatuurwaarnemingen van de lichtscheep Noord-Hinder (51,7° N.B., 2,7° O.L.) en Terschellingerbank (53,5° N.B., 4,8° O.L., maar in 1917 en 1918 53,5° N.B., 4° O.L.) gebruikt.

Voor ongeveer 30 zware noordwesterstormen werd $T - T_z$ bepaald van de laatste waarneming vóór en de eerste ná het hoog- of laagwater waarbij de grootste opwaaiing in ons zuidwestelijk kustgebied voorkwam. De gemiddelde waarde van $T - T_z$ bedroeg voor het lichtschip Noord-Hinder $-2,7^\circ\text{C}$ en voor het lichtschip Terschellingerbank $-2,1^\circ\text{C}$.

Volgens onderzoekingen van BLEEKER [4] is de wrijvingscoëfficiënt c voor $T - T_z = -2,1^\circ\text{C}$ gelijk aan 0,73 en voor $T - T_z = -2,7^\circ\text{C}$ gelijk aan 0,75. Volgens BIJVOET (zie 2.2) levert de betrekking $V = c v_{gr}$ in niet-stationaire luchtdrukvelen met cyclonaal gekromde isobaren (een toestand, die vrijwel altijd bij stormvloeden optreedt) over het algemeen iets te lage waarden voor de windsnelheid. Bij alle berekeningen is op grond daarvan voor c aangenomen 0,75.

In tabel 2.4.3 zijn de gegevens voor een aantal originele en verplaatste depressies bijeengebracht.

Ook in deze tabel blijkt de depressie van 31 januari 1953 in zijn ontwikkelingsfase van 12.00 G.M.T. de grootste windsnelheid, nl. 70 kts, op te leveren.

Uit een artikel van GOLD [1] blijkt, dat het maximale uurgemiddelde van de windsnelheid, dat op de met anemometers uitgeruste waarnemingsstations op de Britse eilanden in de periode 1909 - 1935

werd waargenomen, 61 kts bedraagt. Op 15 januari 1952 werd te Stornoway een uurgemiddelde van 63,5 kts waargenomen (gecorrigeerd tot 10 m hoogte).

Volgens Amerikaanse onderzoeken [2] is de windsnelheid boven open zee ongeveer 10% hoger dan die op kuststations bij oplandige wind.

Uit dit alles moet worden geconcludeerd, dat een gemiddelde windsnelheid van 35 m/sec gedurende minstens één uur in het Noordzeegebied voor mogelijk gehouden moet worden, al zal deze niet gemakkelijk over de volle breedte van de Noordzee voorkomen.

Tabel 2.4.3

Onderzoek extreme depressies op noordelijk deel Atlantische Oceaan en Noordzee (origineel en verplaatst)

Situatie	Vak Zuid			Vak Noord			Bijzonderheden
	Vgrad	$\frac{3}{4}$ Vgrad	gem. isobaren richting	Vgrad	$\frac{3}{4}$ Vgrad	gem. isobaren richting	
22 december 1894 (verpl.)	70	52	325°	69	51	005°	Verpl. naar Noordzee ongev. langs eigen baan.
8 maart 1903 1300z (verpl.)	65	49	340°	60	45	360°	
27 december 1914 1300z (verpl.)	59	44	320°	62	47	355°	Vlak vóór Deense kust kleinere gradiënt.
13 januari 1916 1300z (orig.)	61	46	320°	48	36	010°	
20 maart 1920 1300z (verpl.)	74	56	340°	77	58	350°	Gebied vóór Deense kust buiten beschouwing gelaten.
9 februari 1933 1300z (verpl.)	88	66	330°	54	41	360°	
19 oktober 1935 0700z (verpl.)	69	51	320°	65	49	005°	Verplaatst langs eigen baan naar Skagerrak; gebied ten O van 5° O.L. niet meegerekend.
19 oktober 1935 0700z (verpl.)	77	58	355°	53	40	030°	
19 oktober 1935 0700z (verpl.)	71	53	330°	57	43	030°	Kern voor Duitse Bocht. Gebied ten O van 6° O.L. niet meegerekend.
1 maart 1949 0600z (orig.)	59	45	330°	49	37	010°	
23 december 1949 0300z (verpl.)	60	45	315°	60	45	040°	In district Zuid gebied ten O van 5° O.L. niet meegerekend.
30 december 1949 0000z (verpl.)	62	47	315°	57	43	360°	
31 januari 1953 0600z (verpl.)	77	58	330°	75	56	010°	
31 januari 1953 1200z (verpl.)	93	70	340°	65	49	350°	
31 januari 1953 1800z (verpl.)	68	51	330°	43	33	350°	
31 januari 1953 1800z (orig.)	60	45	330°	67	50	010°	
1 februari 1953 0000z (orig.)	70	53	330°	65	49	360°	
1 februari 1953 0600z (orig.)	66	50	340°	62	47	020°	
22 december 1954 0000z (verpl.)	68,5	51	340°	67	51	020°	
23 december 1954 1200z (verpl.)	68,5	51	345°	63	47	020°	

De windsnelheden (gemiddeld over het aangegeven vak) zijn aangegeven in kts.
Voor de vakken is de indeling van SCHALKWIJK gebruikt (fig. 2.4.9).

Literatuur:

1. *E. Gold* Wind in Britain. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 62, 167, 1936.
2. *Hydrometeorological Section U.S. Weather Bureau* Hurricane Studies. Wind reductions. Hydrometeorol. Report No. 32, 1954.
3. *W. F. Schalkwijk* A contribution to the study of storm surges on the Dutch coast. K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel I, No. 7, 1947.
4. *W. Bleeker* Berekening wrijvingsfactor boven zee. K.N.M.I., Intern Verslag, 1940.

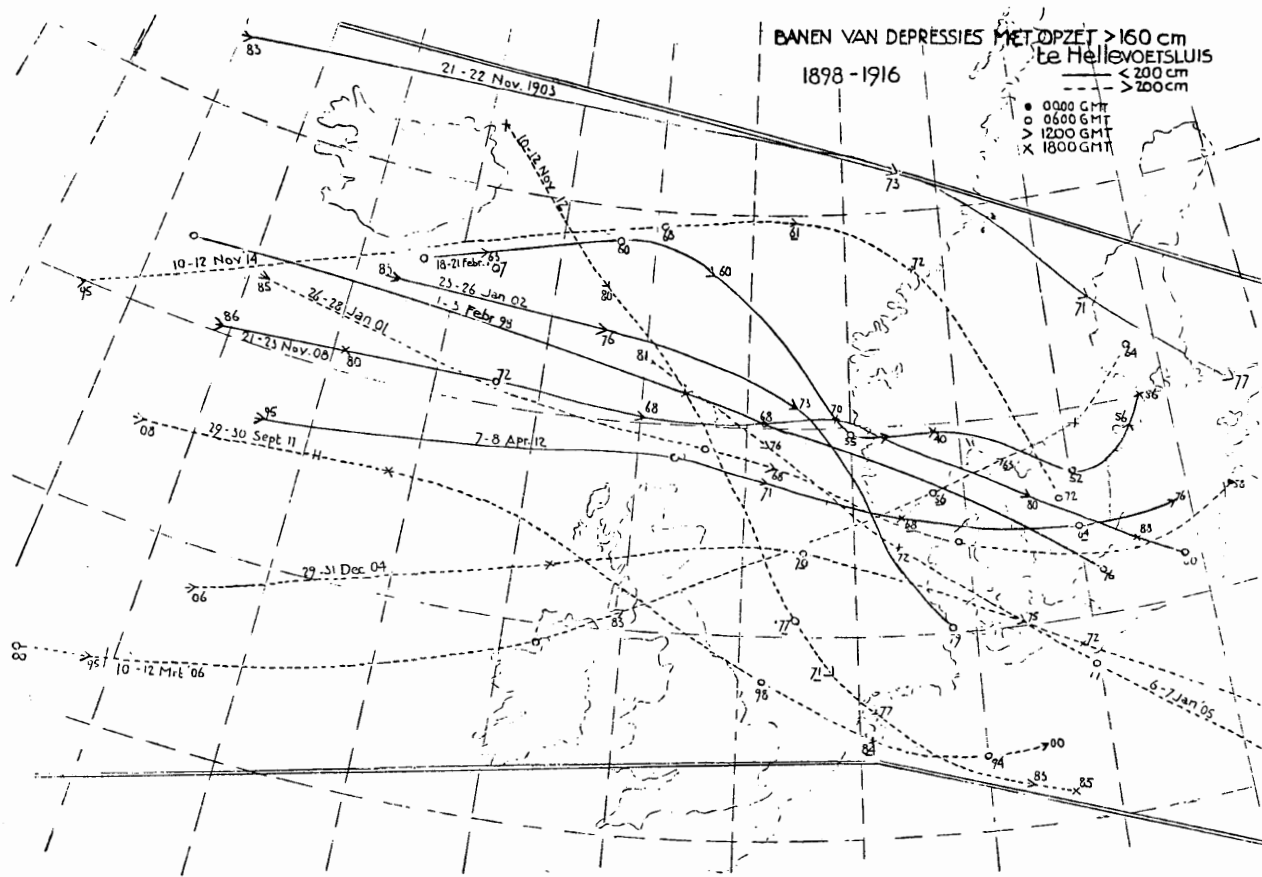


Fig. 2.4.5. Banen van depressies met opzet groter dan 160 cm te Hellevoetsluis van 1898 - 1916

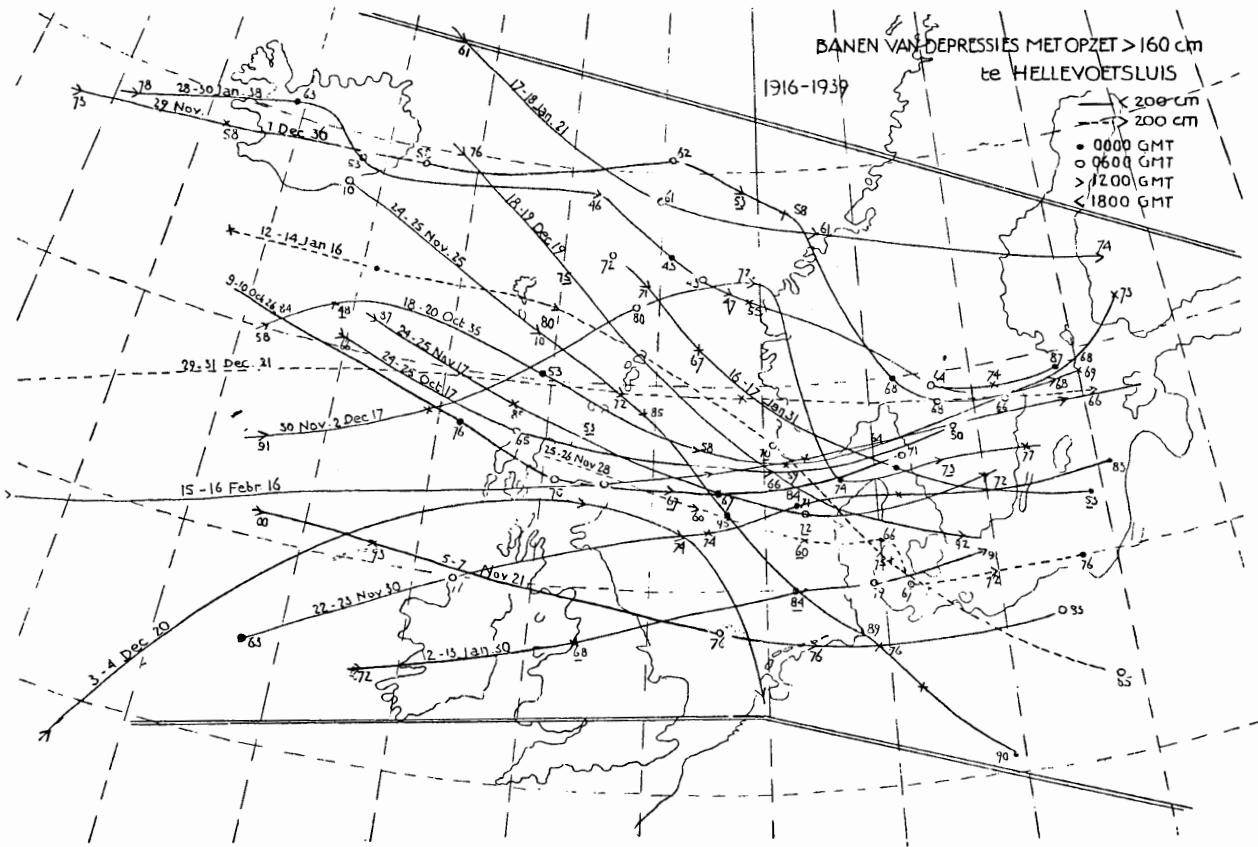


Fig. 2.4.6. Banen van depressies met opzet groter dan 160 cm te Hellevoetsluis van 1916 - 1939

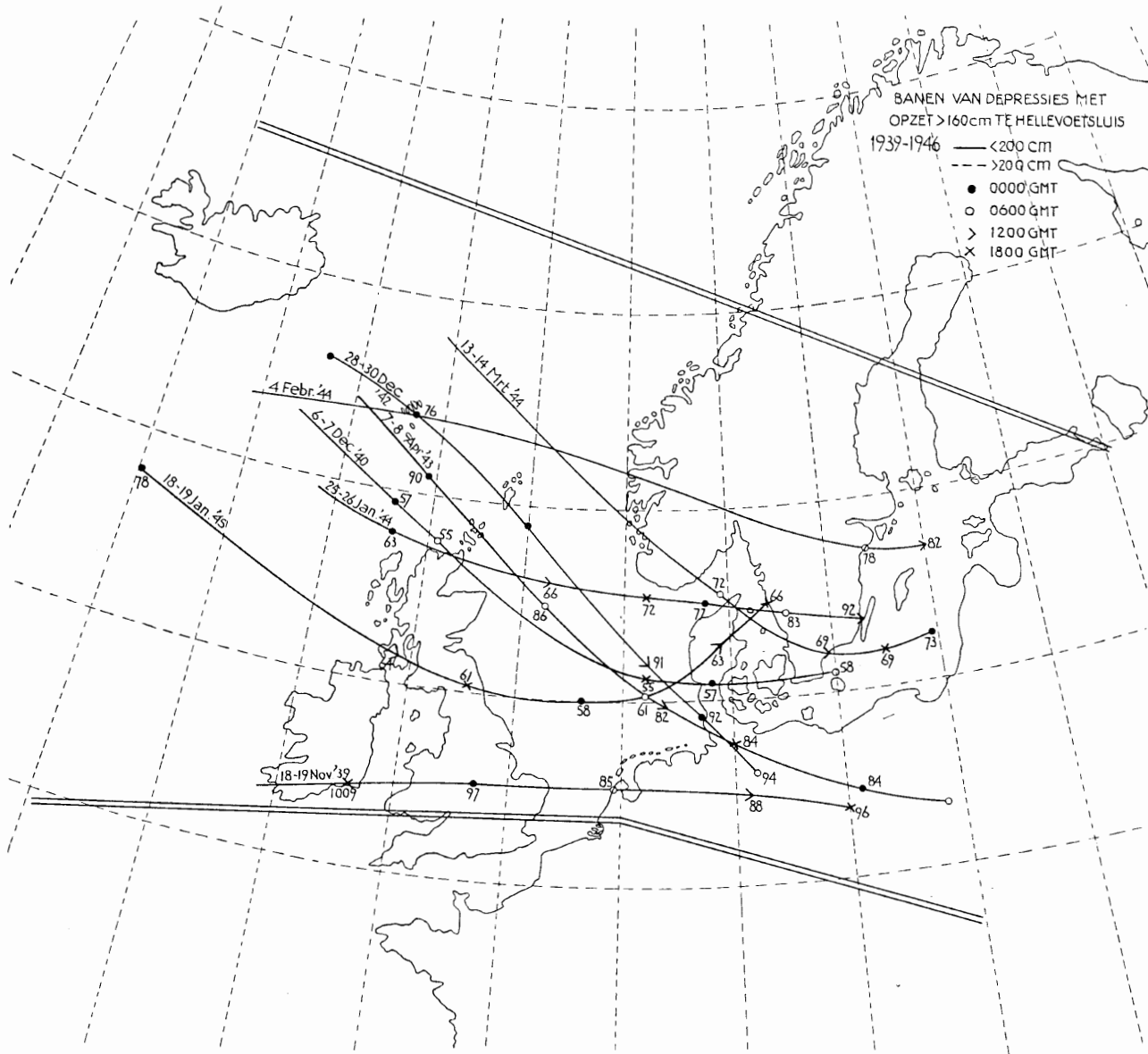


Fig. 2.4.7. Banen van depressies met opzet groter dan 160 cm te Hellevoetsluis van 1939 - 1946

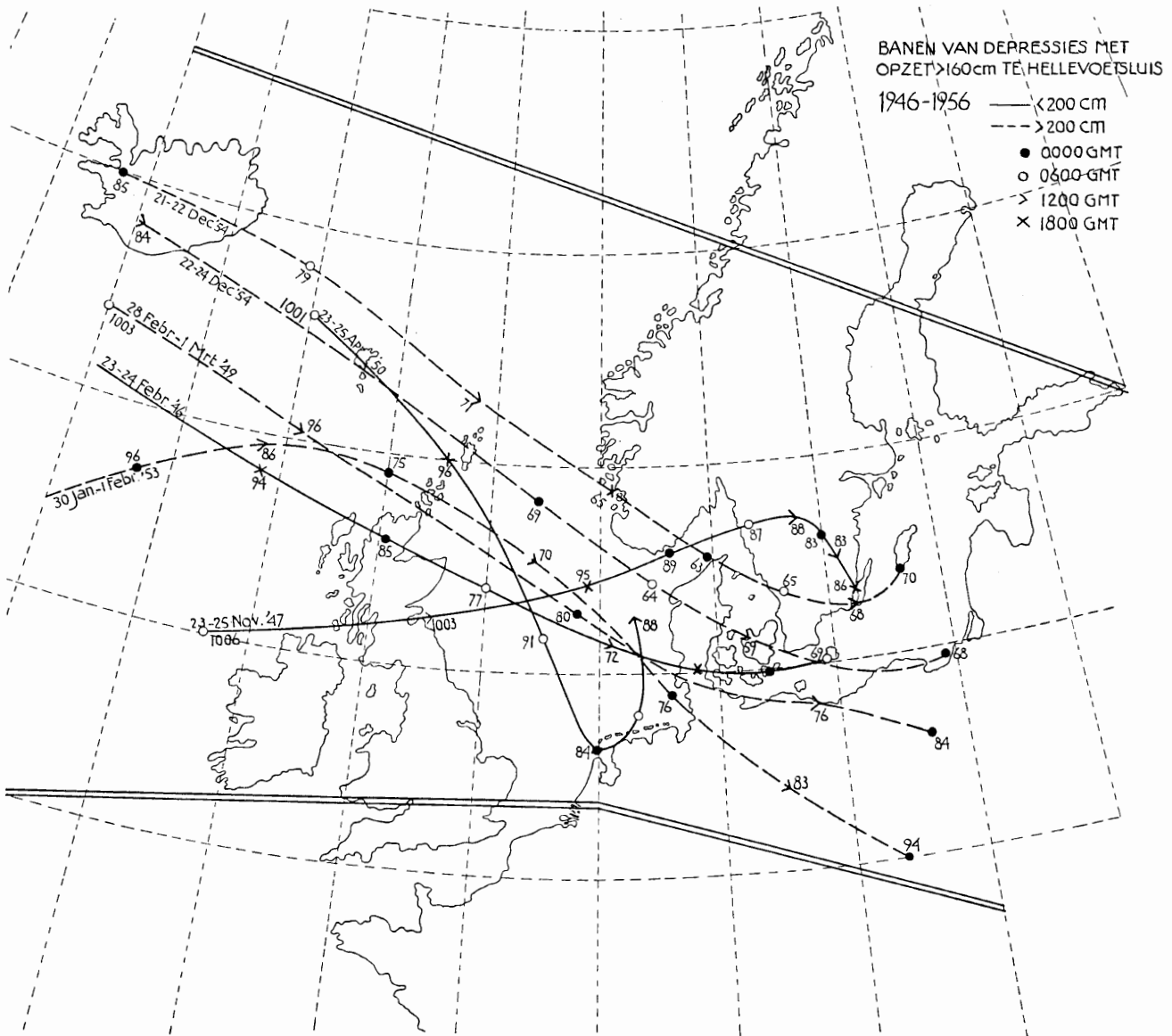


Fig. 2.4.8. Banen van depressies met opzet groter dan 160 cm te Hellevoetsluis van 1946 – 1956

2.5 Statistisch onderzoek van noordwesterstormen

Summary

Statistical investigation of north-westerly storms

The basic material for this study consists of the mean values of wind-speed and wind-direction in clock-hours, at the stations of Den Helder, Flushing and De Bilt during the period 1903 – 1954 inclusive (with some interruptions).

To make the material more homogeneous these mean values (w) of wind-speed are divided by a long period mean value (\bar{w}).

A „north-westerly-storm” is defined as follows:

„An uninterrupted period with $v \geq 1\frac{1}{2}$, and $v_M \geq 2\frac{1}{2}$; moreover at least one of the mean hourly wind-directions in the period for which $v \geq 2\frac{1}{2}$ should be in the west-north-corner”. In this definition $v = w/\bar{w}$ and v_M is the maximum value of v within the $v \geq 1\frac{1}{2}$ period.

The number of storms per year and per station can be found in table 2.5.3. From a statistical investigation of these data (table 2.5.4) it must be concluded that the mean annual number of storms during the period 1922 – 1942 is statistically significantly smaller than before 1922 and after 1942.

In 2.5.4 some general properties of storms are discussed. The storms have been divided into light, moderate and heavy ones. Fig. 2.5.2 illustrates the fact that the heavier storms are strongly concentrated in winter.

Table 2.5.7 shows the difference between the coast stations of Den Helder and Flushing and the inland station of De Bilt (A = total number of storms and Gem. = mean number per year). At the coast most storms occur in winter and in autumn whereas in De Bilt most storms have been counted in winter and spring.

An explanation of this phenomenon may be the following: In autumn sea surface temperatures are relatively high as compared with land surface temperatures. During westerly winds we get above land a „warm air mass”, stability is high and the effects of friction are large. In spring the opposite is true. Consequently in autumn the speed of westerly winds will be diminished to a larger extent than in spring.

In 2.5.4.2 it is shown that at coastal stations the occurrence of the storm maximum is equally probable in each clockhour. In De Bilt, however, the storm maximum occurs nearly always between 08.00 and 20.00 G.M.T. (see fig. 2.5.5 where the cumulative and percentual frequencies are shown).

A second difference between inland- and coastal stations is described in 2.5.4.3. At the coast the averaged clock-hour values occur in general symmetrically around the hour H_M of the value v_M . At De Bilt, however, for storms starting with southern winds, this hour H_M is shifted towards the end of the storm; for storms starting with northern winds H_M is shifted towards the beginning. This effect is most probably caused by the fact that the distance from De Bilt to the coast is different in different directions.

In 2.5.4.4 the mean time during which $v \geq K$ (denoted by \bar{A}_{KM}) is shown to be a function of $W = \bar{v}_M/K$, namely $\bar{A}_{KM} = C_1 (W-1) C_2$.

C_1 and C_2 are constants and \bar{v}_M is the mean of v_M per group.

Table 2.5.9 gives the values of v_M and A_{3M} (the maximum value of the periods with $v \geq 3$ in the storm) for some selected storms. $P_v (P_A)$ gives the fraction of the total number of storms in which $v_M (A_{3M})$ is larger than $v_M (A_{3M})$ value of the storm in question.

Finally in 2.5.6 cumulative distributions of v_M and A_{3M} have been determined. Fig. 2.5.14 and 2.5.15 show the so-called „ v_M and A_{3M} exceedence curves”.

On account of the difference in annual storm frequency, as found in 2.5.3, the material is split up into three groups. The curves in the figures 2.5.14 and 2.5.15 give the average number of years (scales at the bottom of the figure) in which a given v_M (or A_{3M}) is equalled or exceeded.

These figures are only given as an illustration of the occurrence of storms in the last fifty years. Extrapolation into the future is dangerous especially because it might be proved that the variation of the yearly number of storms is not random.

Résumé

Etude statistique des tempêtes du nord-ouest

Les données de base pour cette étude renferment les valeurs moyennes horaires de la vitesse et de la direction du vent enregistrées aux stations du Helder, de Flessingue et de De Bilt, pendant la période de 1903 à 1954 (avec quelques lacunes).

Pour rendre ces données plus homogènes, ces valeurs moyennes (w) de la vitesse du vent sont divisées par la valeur moyenne (\bar{w}) d'une longue période.

Une „tempête du nord-ouest” est définie comme suit:

„Une période ininterrompue pendant laquelle $v \geq 1^{1/2}$, et $v_M \geq 2^{1/2}$; en outre, pendant la période pour laquelle $v \geq 2^{1/2}$, au moins une des moyennes horaires de la direction du vent est dans le secteur nord-ouest”. Dans cette définition $v = w/\bar{w}$, et v_M est la valeur maximum de v dans la période pendant laquelle $v \geq 1^{1/2}$.

Le nombre des tempêtes par an et par station peut être trouvé dans le tableau 2.5.3. Une étude statistique de ces données (tableau 2.5.4) montre que le nombre moyen par an des tempêtes est considérablement plus petit pendant la période 1922 – 1942 qu'avant 1922 et après 1942 et que cette différence est significative au niveau de 5%.

2.5.4 traite de quelques caractéristiques générales des tempêtes. Les tempêtes sont divisées en tempêtes faibles, modérées et violentes. On voit sur la fig. 2.5.2 que les tempêtes violentes sont fortement concentrées dans la saison d'hiver.

Le tableau 2.5.7 montre la différence entre les stations côtières du Helder et de Flessingue d'une part, et la station intérieure de De Bilt d'autre part (A = nombre total des tempêtes et $Gem.$ = nombre moyen par an). Sur la côte les tempêtes sont les plus fréquentes en hiver et en automne, tandis qu'à De Bilt elles le sont en hiver et au printemps. Une explication de ce phénomène peut être le fait qu'en automne les températures de la surface de la mer sont relativement élevées comparées avec celles de la terre. Pendant les vents de l'ouest, il y a au-dessus de la terre une „masse d'air chaud”, la stabilité est grande et les effets de frottement sont grands. Au printemps le contraire est vrai. En conséquence, le décroissement de la vitesse des vents d'ouest est plus sensible en automne qu'au printemps.

2.5.4.2 montre qu'aux stations côtières la présence du maximum de tempête est également probable pendant toutes les heures du jour et de la nuit. Pourtant, à De Bilt le maximum de tempête se présente presque toujours entre 08.00 et 20.00 T.M.G. (voir fig. 2.5.5, où les fréquences cumulatives et en pour-cent sont indiquées).

Une seconde différence entre les stations intérieures et côtières est décrite dans 2.5.4.3. Sur la côte les moyennes horaires sont en général réparties symétriquement de part et d'autre de l'heure H_M pour laquelle la moyenne est de v_M . Pourtant, à De Bilt cette heure H_M se déplace vers la fin de la tempête quand celle-ci commence avec des vents du nord cette heure H_M se déplace vers le commencement. Cet effet est causé probablement par le fait que la distance de De Bilt à la côte dépend de la direction.

La fig. 2.5.4.4 montre que le temps moyen (\bar{A}_{KM}) pendant lequel $v \geq K$ est une fonction de $W = \bar{v}_M/K$, à savoir $\bar{A}_{KM} = C_1(W-1)^{C_2}$. C_1 et C_2 sont des constantes et \bar{v}_M est la moyenne de v_M par groupe.

Le tableau 2.5.9 donne les valeurs de v_M et A_{3M} (la valeur maximum des périodes de la tempête pendant lesquelles $v \geq 3$) pour quelques tempêtes. $P_v(P_A)$ représente cette fraction du nombre total des tempêtes dans laquelle v_M (A_{3M}) est plus grand que la valeur de v_M (A_{3M}) de la tempête en question.

Enfin, 2.5.6 donne des répartitions cumulatives de v_M et A_{3M} . Les fig. 2.5.14 et 2.5.15 montrent les courbes de la probabilité que certaines valeurs de v_M et A_{3M} sont dépassées.

Par suite de la variation de la fréquence des tempêtes au cours de l'année, indiquée dans la figure 2.5.3, les données sont divisées en trois groupes. Les courbes des figures 2.5.14 et 2.5.15 donnent le nombre moyen des années (échelle au bas de la figure) dans lesquelles un v_M ou A_{3M} donné est atteint ou dépassé.

Ces figures sont données seulement à titre d'illustration, pour donner une idée de la répartition des tempêtes qui ont eu lieu dans les cinquante dernières années. Une extrapolation vers l'avenir est dangereuse spécialement parce qu'il pourrait être prouvé que la variation du nombre des tempêtes par an n'est pas aléatoire.

2.5.1 *Het basismateriaal*

Voor de bewerking werden gebruikt: *uurgemiddelden* van windsnelheid en windrichting van de stations Den Helder, Vlissingen en De Bilt.

De beschikbare gegevens van deze stations vormen helaas geen homogeen materiaal. In de eerste plaats zijn er twee typen windmeter in gebruik (zie ook 1.1.2 en de opmerking onder tabel 2.5.1) en in de tweede plaats is de opstelling van de windmeters aan verandering onderhevig geweest. Een en ander is in tabel 2.5.1 aangegeven.

Om na te gaan welke invloed de verschillende veranderingen hebben gehad, zijn in fig. 2.5.1 de jaargemiddelden van de drie stations uitgezet. We zien in de eerste plaats, dat in De Bilt geen reden is om invloed van de positieveranderingen aan te nemen. Het niveau van de jaargemiddelden blijft constant met slechts geringe fluctuaties van de individuele jaargemiddelden er om heen. Daarentegen liggen de jaargemiddelden van Den Helder voor en na 1922 beslist niet op hetzelfde niveau. In Vlissingen heeft de verandering in 1929 blijkbaar geen invloed op het niveau gehad. Het is enigszins bevreemdend dat de hogere opstelling op het Boulevard-hotel in 1946 – 1947 toch windsnelheden op een veel lager niveau

Tabel 2.5.1

	Tijdvak	Opstellingsplaats	Hoogte	Type instrument
De Bilt	1903 - 1916	Oude houten toren	37 m	Robinson (4 cups)
	1916 - 1952	Betonnen toren	37 m	Robinson (4 cups)
	1953 -	Stenen toren	39 m	Robinson (3 cups)
Vlissingen	1910 - 1929	Sluismeesterwoning op de West-havendam	13 m	Robinson (4 cups)
	1930 - 1941	Nieuwe woning op de dijk	13 m	Robinson (4 cups)
	1946 - 1947	Boulevard-hotel	23 m	Robinson (4 cups)
	1948 -	Nissenhut op het vliegveld	9 m	Dines
Den Helder	1903 - 1921	Oude houten toren	15 m?	Dines
	1922 -	Betonnen toren	14 m	Dines

Opmerking: Het type Robinson is een rotatie-anemometer; het oudere model had 4 cups die uit halve bollen bestonden, het nieuwe model heeft 3 cups die conusvormig zijn en omgebogen randen bezitten. Het type Dines werkt volgens het „Pitot”-buissysteem („pressure-tube-anemograph”).

geeft. Waarschijnlijk is de storing door de gebouwen hier de oorzaak van. Ten slotte moesten we verwachten, dat de opstelling op het meer naar binnen gelegen vliegveld een lager niveau zou geven, zoals ook inderdaad het geval blijkt te zijn.

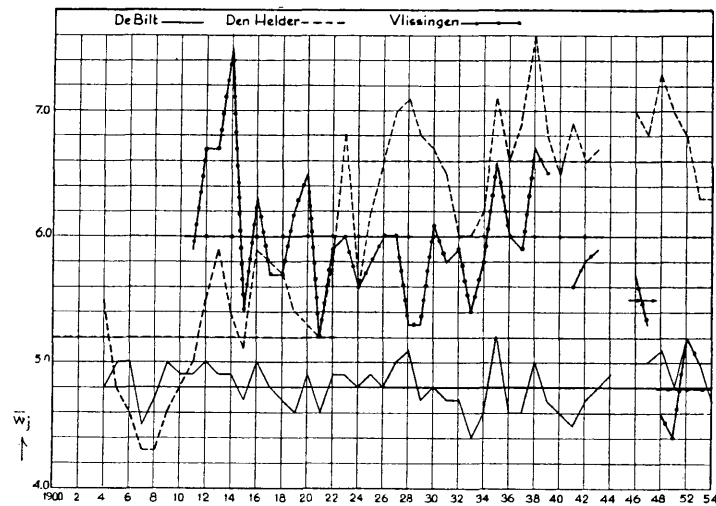


Fig. 2.5.1 Jaargemiddelden (\bar{w}_j) van de windsnelheid in m/sec te De Bilt, Den Helder en Vlissingen

Ten einde nu meer homogene reeksen te krijgen, zullen we bij de statistische bewerking niet met de uurgemiddelden van de windsnelheid (w) zelf werken, maar met deze waarden gedeeld door het gemiddelde (\bar{w}), de genormeerde snelheid; we gebruiken hiervoor de notatie $v (= w/\bar{w})$.

De waarden van \bar{w} voor de verschillende perioden zijn als volgt:

	\bar{w} in m/sec
De Bilt	4,8
Vlissingen 1910 - 1941	6,0
Vlissingen 1946 - 1947	5,5
Vlissingen 1948 -	4,8
Den Helder 1903 - 1921	5,2
Den Helder 1921 -	6,6

Opmerkingen:

1°. Om uit de in deze paragraaf voorkomende v -waarden een *indruk* van de windsnelheden in m/sec op een hoogte van 10 m te verkrijgen, kan men *globaal* de volgende afgeronde waarden van \bar{w} gebruiken:

De Bilt: 4 m/sec
 Vlissingen: 5 m/sec
 Den Helder: 6 m/sec

2°. In Vlissingen zijn de waarnemingen vóór 1910 en van 1942 – 1945 zeer onbetrouwbaar en derhalve buiten beschouwing gelaten; in Den Helder ontbreken de waarnemingen van enkele maanden in 1944.

Tijdens de bewerking van het materiaal bleek, dat de verplaatsing van het station Vlissingen in 1929 op een of andere wijze de windrichtingswaarnemingen heeft beïnvloed, d.w.z. vermoedelijk is de windrichting op het nieuwe gebouw ten opzichte van die op het oude gebouw gemiddeld ongeveer $22\frac{1}{2}^\circ$ geruimd¹⁾. Deze waarde is afgeleid uit een, helaas slechts 12 dagen lange, reeks parallelwaarnemingen. In hoeverre de invloed van de verandering van de opstelling nog afhankelijk is van de windrichting zelf, is aan dit zeer geringe vergelijkingsmateriaal niet na te gaan. Bij de waarnemingen van Vlissingen van vóór 1929 is derhalve een correctie van $22\frac{1}{2}^\circ$ op de windrichting toegepast.

2.5.2 *Definitie en karaktergetallen*

We zullen ons in deze paragraaf beperken tot wat we zullen noemen: „noordwesterstormen in ruimere zin”, die op de volgende wijze zijn gedefinieerd:

Een aaneengesloten periode waarin $v \geq 1\frac{1}{2}$ is, terwijl $v_M \geq 2\frac{1}{2}$ is en van de windrichting (gem. per uurvak), in de periode waarin $v \geq 2\frac{1}{2}$ is, minstens één uurgemiddelde in het kwadrant van west tot noord (dus met inbegrip van W en N) valt.

In deze definitie is v de genormeerde windsnelheid (w/\bar{w}) en is v_M de maximale genormeerde windsnelheid van de gehele stormperiode. Onder uurvak i verstaan we het tijdsinterval tussen de tijdstippen $(i-1)^u 0^m 0^s$ en $i^u 0^m 0^s$.

De volgende tabel geeft een overzicht van de gebruikte notatie voor de verschillende grootheden waardoor een storm zal worden gekarakteriseerd.

Tabel 2.5.2

v :	genormeerd uurgemiddelde van de windsnelheid.
v_M :	maximaal genormeerd uurgemiddelde tijdens de stormperiode.
R_M :	gemiddelde windrichting in het uurvak van v_M .
R_b :	gemiddelde windrichting tijdens het eerste uurvak met $v \geq 1\frac{1}{2}$.
R_e :	gemiddelde windrichting tijdens het laatste uurvak met $v \geq 1\frac{1}{2}$.
H_M :	uurvak waarin v_M voorkomt.
$A_{1\frac{1}{2}}$:	aantal aaneengesloten uurvakken met $v \geq 1\frac{1}{2}$.
$\tilde{A}_{1\frac{1}{2}}$:	aantal aaneengesloten uurvakken met $v \geq 1\frac{1}{2}$ van begin t/m H_M .
A_K :	totaal aantal uurvakken met $v \geq K$ ($K = 2, 3$ en 4).
A_{KM} :	maximaal aantal aaneengesloten uurvakken met $v \geq K$.

2.5.3. *Het aantal stormen per jaar*

Om met de beschikbare gegevens statistisch onderzoek te kunnen verrichten, en met name om de kansen op het optreden van zware stormen uit het materiaal in zijn geheel te kunnen bepalen, is het nodig dat het materiaal homogeen is. Zo zal het aantal stormen per jaar slechts *toevalsfluctuaties* mogen vertonen.

¹⁾ Zie K.N.M.I.-rapport R III 121., 1953.

De volgende tabel bevat de aantallen stormen per jaar, die in de drie stations zijn voorgekomen.

Tabel 2.5.3

	B	H	V		B	H	V		B	H	V
1903	15	22	—	1921	8	14	4	1939	6	8	13
1904	8	17	—	1922	6	4	4	1940	4	8	10
1905	8	11	—	1923	0	7	2	1941	2	10	3
1906	8	9	—	1924	2	5	1	1942	5	4	6
1907	2	7	—	1925	8	9	5	1943	11	12	—
1908	7	4	—	1926	6	9	12	1944	8	—	—
1909	8	13	—	1927	3	8	12	1945	3	—	—
1910	2	6	—	1928	7	8	7	1946	7	6	7
1911	9	5	14	1929	4	9	4	1947	8	6	8
1912	7	13	15	1930	7	9	14	1948	9	7	6
1913	5	12	18	1931	5	9	10	1949	11	13	11
1914	6	9	21	1932	4	4	6	1950	8	5	15
1915	8	11	8	1933	2	3	7	1951	6	4	12
1916	10	13	13	1934	1	3	8	1952	6	6	17
1917	11	21	5	1935	10	7	12	1953	4	1	9
1918	6	11	4	1936	10	9	7	1954	9	7	22
1919	5	9	8	1937	3	6	7	1955	6	12	8
1920	5	8	7	1938	5	10	14	1956	13	15	18

B = De Bilt; H = Den Helder; V = Vlissingen.

Totaal B: 347 in 54 jaar, gem./jaar: 6,4.

H: 458 in 52 jaar, gem./jaar: 8,8.

V: 412 in 43 jaar, gem./jaar: 9,6.

Om de homogeniteitshypothese te toetsen, zullen we ons beperken tot de cijfers van De Bilt, aangezien deze het meest betrouwbaar zijn. Samengevat in groepen van 5 jaar (4 jaar voor de laatste groep) leveren ze de x -waarden van tabel 2.5.4:

Tabel 2.5.4

	x	ξ	$x - \xi$
1903 - 1907	41	32	+ 9
1908 - 1912	33	32	+ 1
1913 - 1917	40	32	+ 8
1918 - 1922	30	32	- 2
1923 - 1927	19	32	-13
1928 - 1932	27	32	- 5
1933 - 1937	26	32	- 6
1938 - 1942	22	32	-10
1943 - 1947	37	32	+ 5
1948 - 1952	40	32	+ 8
1953 - 1956	32	25,6	+ 6,4

Indien de kans op het optreden van stormen van jaar tot jaar gelijk blijft, zou men in ieder vijf-jaar-tijdvak $5 \cdot 6,4 = 32$ stormen verwachten (en in het laatste tijdvak 25,6 stormen). In de laatste kolom van tabel 2.5.4 is het verschil tussen de waargenomen aantallen (x) en deze verwachtingswaarde (ξ) aangegeven.

In de eerste plaats wijzen we er op, dat de kans om bij een toevallige verdeling van 5 min-tekens en 6 plus-tekens over 11 plaatsen de 5 min-tekens naast elkaar te krijgen zeer klein is, nl. $6 : \frac{11!}{5! 6!} =$

$6/462 = 0,013$ en in de tweede plaats geeft toepassing van de χ^2 -toets een overschrijdingskans $P = 0,04$ ¹⁾ voor de waargenomen χ^2 -waarde $\sum \frac{(x - \xi)^2}{\xi} = 19,4$ bij 10 vrijheidsgraden.

We moeten dus de nulhypothese, die zegt, dat er geen reëel statistisch verschil is tussen de aantallen stormen in opeenvolgende vijf-jaar-tijdvakken, verwerpen en concluderen:

Tussen 1922 en 1942 was het gemiddeld aantal stormen per jaar significant kleiner dan vóór 1922 en na 1942 (globaal zijn de gemiddelden opeenvolgend 7, 5 en 7 stormen per jaar).

Het spreekt vanzelf dat de beide genoemde jaren slechts bij benadering de grenzen tussen de periodes, die in werkelijkheid niet scherp bepaald zijn, aangeven. Door VAN DER HAM is met behulp van weerkaarten een selectie van stormen naar gevaarlijke depressiebanen uitgevoerd (zie 2.4). Deze banenselectie, toegepast op stormen die in Hoek van Holland een opzet van minstens 50 cm gaven, levert eveneens een aantal stormen per jaar. Aangezien deze gegevens geheel onafhankelijk van onze stormstatistiek zijn verkregen, is het nuttig na te gaan of hierin een bevestiging van onze conclusie te vinden is. Dit blijkt inderdaad het geval te zijn, hoewel het effect iets minder sprekend is. In tabel 2.5.5 zijn de volgens deze methode bepaalde aantallen stormen per 5 jaar (x) genoteerd en tevens het gemiddeld aantal per 5 jaar (η):

Tabel 2.5.5

	x	η	$x - \eta$
1898 - 1902	80	73	+ 7
1903 - 1907	84	73	+11
1908 - 1912	68	73	- 5
1913 - 1917	84	73	+11
1918 - 1922	77	73	+ 4
1923 - 1927	67	73	- 6
1928 - 1932	61	73	-12
1933 - 1937	60	73	-13
1948 - 1952	70	73	- 3
1953 - 1956	59	58,4	+ 0,6

Helaas ontbreken in dit materiaal de gegevens uit de oorlogsjaren 1939-1945. We zien inderdaad dat de drie groepen 1923-1927, 1928-1932 en 1933-1937 lagere aantallen stormen vertonen dan de overige groepen.

2.5.4 Enkele algemene eigenschappen van „stormen” ²⁾

2.5.4.1 *De jaarlijkse gang.* In fig. 2.5.2 is de jaarlijkse gang in het aantal stormen weergegeven in een cumulatieve verdeling over het jaar van 1 juli tot 30 juni. We hebben hiervoor de stormen op grond van v_M verdeeld in drie groepen, nl.:

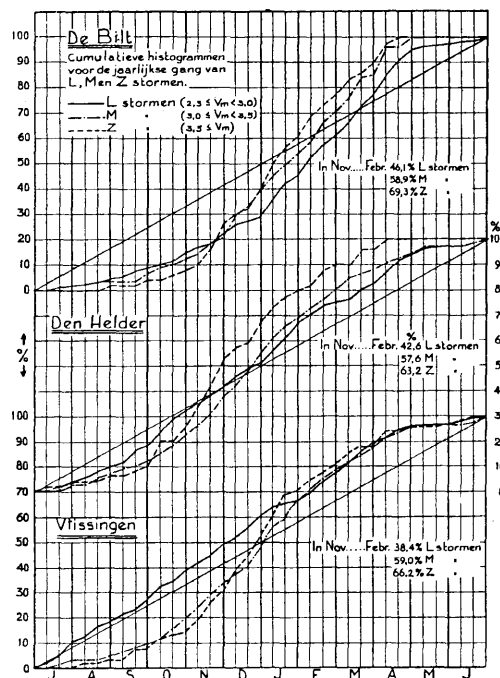
Lichte	stormen (L-stormen)	$2,5 \leq v_M < 3,0$
Middelmatige	stormen (M-stormen)	$3,0 \leq v_M < 3,5$
Zware	stormen (Z-stormen)	$3,5 \leq v_M$

Er is een *cumulatieve verdeling* van de jaarlijkse gang gegeven omdat hierdoor de drie krommen (voor de drie groepen) beter onderscheidbaar in één figuur kunnen worden weergegeven dan in een gewoon histogram het geval zou zijn geweest. Een verder voordeel is, dat men uit de figuur door een enkele aftrekking voor ieder willekeurig tijdvak van het jaar kan zien welk percentage van de stormen in dit tijdvak voorkomt.

¹⁾ Bij de toepassing van statistische toetsen is als significantiedrempel steeds de waarde 0,05 gekozen. Een overschrijdingskans $P < 0,05$ leidt dus tot verwerping van de nulhypothese; een overschrijdingskans $P \geq 0,05$ tot acceptatie van de nulhypothese.

²⁾ De resultaten van deze paragraaf hebben in tegenstelling tot die van de voorgaande slechts betrekking op de gegevens tot begin 1953.

Fig. 2.5.2 toont aan, dat in het algemeen de steilheid van de krommen in de winter het grootst is, d.w.z., dat de meeste stormen in de winter voorkomen (een algemeen bekend feit). Verder blijkt de steilheid bij M-stormen groter te zijn dan bij L-stormen en bij Z-stormen weer groter dan bij M-stormen, d.w.z. de concentratie naar de winter is sterker naarmate de stormen een hoger maximum vertonen. Het volgende tabelletje geeft dit effect nog eens in cijfers aan. We hebben daartoe de percentages van de vier maanden november tot en met februari bepaald:



Tabel 2.5.6

	B	H	V
L-stormen	46,1	42,6	38,4
M-stormen	58,9	57,6	59,0
Z-stormen	69,3	63,2	66,2

Fig. 2.5.2. Cumulatieve histogrammen van de jaarlijkse gang van L-, M- en Z-stormen

Ten slotte kan het verschil in jaarlijkse gang in De Bilt en aan de kust nog worden verduidelijkt door de volgende cijfers:

Tabel 2.5.7

	De Bilt (50 jaar)			Den Helder (49 jaar)			Vlissingen (39 jaar)		
	A	%	Gem.	A	%	Gem.	A	%	Gem.
Winter	140	43,9	2,8	161	36,8	3,3	140	38,1	3,6
Lente	102	32,0	2,0	82	18,8	1,7	68	18,5	1,7
Zomer	17	5,3	0,3	50	11,4	1,0	52	14,2	1,3
Herfst	60	18,8	1,2	144	33,0	2,9	107	29,2	2,7
	319	100		437	100		367	100	

In deze tabel is genoteerd het totaal aantal stormen, het percentage dat per station in het betrokken seizoen voorkomt en het gemiddeld aantal stormen per seizoen. De indeling van de seizoenen is de klimatologische, d.w.z. de winter omvat december, januari en februari; enz.

We zien, dat er tussen Den Helder en Vlissingen vrijwel geen verschil is in het gemiddeld aantal stormen per seizoen; daarentegen zijn in De Bilt de aantallen per seizoen aanzienlijk afwijkend van die aan de kust. Herfst en winter zijn aan de kust de stormrijkste seizoenen; in De Bilt (en vermoedelijk ook verder in het „binnenland”) vooral winter en lente. Het is bijzonder opvallend, dat in de herfst De Bilt aanzienlijk minder stormen heeft dan de kust (1,2 tegenover 2,9 resp. 2,7).

Het ligt voor de hand een verklaring hiervoor te zoeken in het feit, dat in de herfst het land reeds snel afkoelt, terwijl de temperatuur van het zeewater nog vrij hoog blijft. In deze tijd van het jaar is de temperatuur van het zeeoppervlak dan ook hoger dan die van het landoppervlak. Boven land hebben we dus bij westelijke winden met „warme massa” te maken, d.w.z. de luchtmasse is warmer dan het oppervlak waarboven zij zich beweegt. In een dergelijke luchtmasse is de stabiliteit groot en dus ook de wrijving groot. In de lente daarentegen doet zich het tegenovergestelde voor. De temperatuur van het zeeoppervlak is het laagst, aangezien het landoppervlak snel warmer wordt. We hebben dan bij W-wind in het algemeen „koude massa” boven land en daardoor geringe wrijving. In de herfst zullen dus de W-winden, boven land gekomen, in aanzienlijk sterkere mate worden afgeremd dan in de lente. Dit is waarschijnlijk de oorzaak van de sterke vermindering van het aantal stormen in De Bilt in de herfst. Ter bevestiging hebben we voor een tweetal jaren (1951 en 1952) de gemiddelde windsnelheid per maand en per windrichting bepaald voor de stations De Bilt en Den Helder. In fig. 2.5.3 en fig. 2.5.4 zijn enkele resultaten samengevat. Voor fig. 2.5.3 hebben we de windrichtingen in 4 groepen verdeeld en per maand de gemiddelde verhouding van de snelheden in Den Helder en De Bilt bepaald. We zien dat voor de richtingsgroepen N/ONO en O/ZZO geen duidelijk verschil tussen de maanden optreedt; daarentegen geven de beide andere groepen een veel grotere verhouding in de maanden september – november dan in maart – mei.

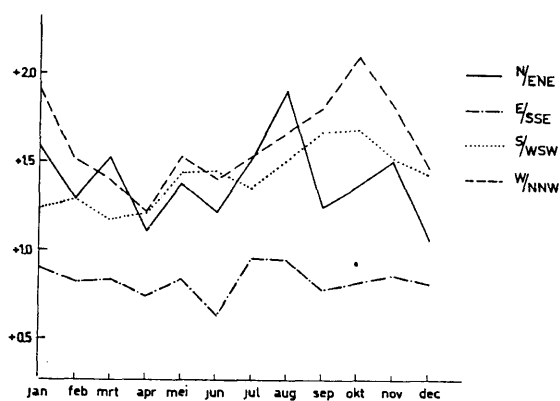


Fig. 2.5.3. Verhouding tussen de gemiddelde windsnelheden te Den Helder en De Bilt over de jaren 1951 en 1952

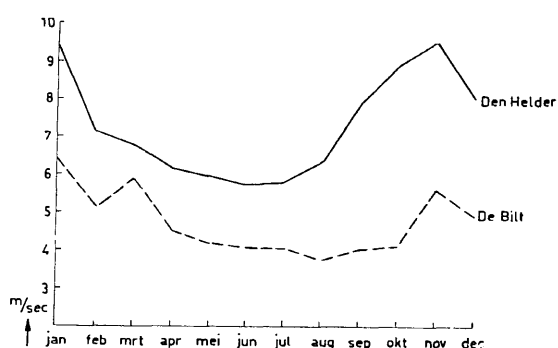


Fig. 2.5.4. Gemiddelde windsnelheid over de richtingen WZW ... NNW te De Bilt en Den Helder in de jaren 1951 en 1952

In fig. 2.5.4 is ten slotte de gemiddelde windsnelheid voor de richtinggroep WZW/NNW van de beide stations afzonderlijk aangegeven. Het blijkt dat de grote waarde van de verhouding tussen de snelheden in Den Helder en De Bilt in de herfst veroorzaakt wordt door een snelle toename van de windsnelheid aan de kust terwijl de snelheid op het land nog tot aan oktober op het zomerniveau blijft. Dit min of meer plaatselijk effect wordt dus gesuperponeerd op de algemene jaarlijkse gang van de windsnelheid, die een gevolg is van de verschuiving van het algemene circulatie-patroon.

Ten slotte nog een opmerking naar aanleiding van fig. 2.5.2. Een opvallende afwijking in gedrag vertonen de L-stormen in Vlissingen. In tegenstelling tot De Bilt en Den Helder is de verdeling van deze L-stormen over voor- en najaarshelft hier significant anders dan de verdeling van M- en Z-stormen over beide jaarhelften. (De toetsing is uitgevoerd met de χ^2 -methode door de waarnemingen te verwerken tot een contingentie-tabel.)

2.5.4.2 *De dagelijkse gang.* De vraag doet zich voor of het tijdstip waarop een storm zijn maximum bereikt, bij voorkeur in een bepaald gedeelte van het etmaal valt.

Om deze vraag te beantwoorden hebben we voor de drie stations en de beide jaarhelften (januari – juni, juli – december) de frequenties van H_M bepaald.

We stellen als nulhypothese, dat er geen dagelijkse gang is, of m.a.w. dat de verdeling over de uurvakken homogeen is. Toetsen we dit met behulp van de χ^2 -methode dan vinden we de volgende overschrijdingskansen:

	januari – juni			juli – december		
	B	H	V	B	H	V
P	< 0,001	0,10	0,50	0,05	0,04	0,70

In de eerste plaats is duidelijk, dat in De Bilt in de periode januari – juni een zeer sterke dagelijkse gang heerst (zie fig. 2.5.5 waar de frequenties cumulatief procentueel zijn voorgesteld). Verder bestaat er geen reden om voor Vlissingen de nulhypothese van de homogene verdeling te verwerpen. De overige resultaten zijn twijfelachtig. De resultaten voor De Bilt liggen in de najaarshelft op de grens van significantie. Het is mogelijk dat ook hier van een dagelijkse gang sprake is; ten slotte is het bekend dat althans boven land de windsnelheid een dagelijkse gang vertoont en hieruit volgt, dat men ook voor het optreden van de stormmaxima een dagelijkse gang kan verwachten. Toetsen we de waargenomen frequenties in De Bilt van beide jaarhelften t.o.v. elkaar, dan is de overschrijdingskans 0,01: dus indien ook in de najaarshelft een dagelijkse gang aanwezig is dan is deze toch significant anders (zwakker) dan in de voorjaarshelft.

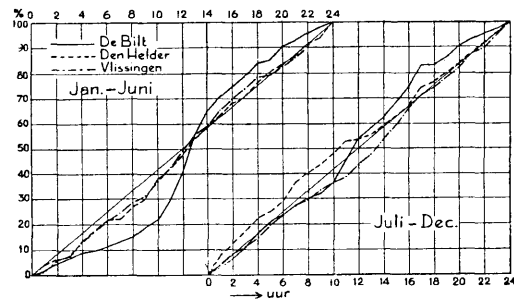


Fig. 2.5.5. Dagelijkse gang van de kans, dat een gegeven uurvak het stormmaximum bevat

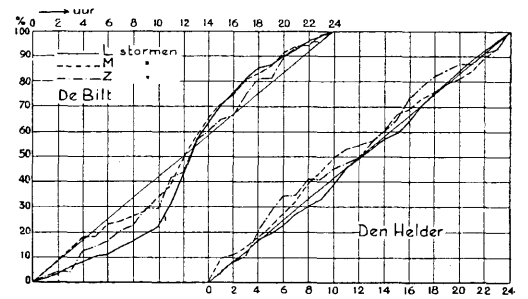


Fig. 2.5.6. Dagelijkse gang van de kans, dat een gegeven uurvak het stormmaximum bevat

In Den Helder geeft simultane toetsing van beide helften significantie ($P \approx 0,01$), terwijl toetsing van de frequentie van beide helften op elkaar geen significantie ($P = 0,30$) geeft. Er is dus waarschijnlijk toch wel enig dagelijkse-gang-effect, hoewel er geen reden is, dat effect in beide jaarhelften verschillend te achten.

Ten slotte is het materiaal van De Bilt en Den Helder nog gesplitst in de L-, M- en Z-stormfrequenties (zie fig. 2.5.6). Toetsing van de nulhypothese dat de dagelijkse gang voor de drie soorten stormen dezelfde is, geeft (voor De Bilt) een overschrijdingskans van 0,40. Dus is er geen reden de nulhypothese te verwerpen.

2.5.4.3 *Symmetrie en asymmetrie van het windverloop in een storm.* Voor de stormen met R_b respectievelijk Z, ZZW,, NNW, is de gemiddelde waarde van $a = A_{1\frac{1}{2}}/A_{1\frac{1}{2}}$ bepaald.

Is deze waarde $\leq 0,5$, dan zal H_M in de eerste helft van de stormperiode vallen; is $a > 0,5$ dan ligt H_M in de tweede helft. In enkele gevallen, als $A_{1\frac{1}{2}}$ oneven is, kan H_M ook juist in het midden van de stormperiode vallen. In fig. 2.5.7 zijn de waarden van a voor de drie stations tegen de windrichting uitgezet.

In de eerste plaats is er in De Bilt duidelijk verschil tussen stormen, die met zuidelijke richtingen beginnen en die welke met noordelijke richtingen beginnen. Bij de eerste groep is $\bar{a} > 0,5$, bij de tweede $< 0,5$. In verband met het feit, dat de wind in het verloop van de storm pleegt te ruimen, kan de oorzaak van dit verschil gelegen zijn in de afstand, die de wind over land moet afleggen.

Misschien kan als volgt een verklaring worden gegeven. De afstand van De Bilt tot de kust is het kortste in WNW-richting. De windkracht zal dus bij winden uit deze richting het minste verzwakt

worden, m.a.w., het maximum van een storm kan bij voorkeur bij deze richting worden verwacht. Dit blijkt inderdaad het geval te zijn; in het volgende tabelletje zijn de frequenties van de windrichting-groepen

- I. Z - WZW
- II. W en WNW
- III. NW - N

genoteerd van de jaren 1923 - 1953 voor Den Helder en De Bilt:

Tabel 2.5.8

	I	II	III
H	39	74	104
B	29	92	54

Duidelijk zien we de voorkeur voor W-WNW in De Bilt. (De hypothese, dat er geen verschil tussen De Bilt en Den Helder is wat de verdeling van de aantallen over de drie groepen betreft, moet worden verworpen, daar de χ^2 -toets een overschrijdingskans $< 0,001$ geeft.)

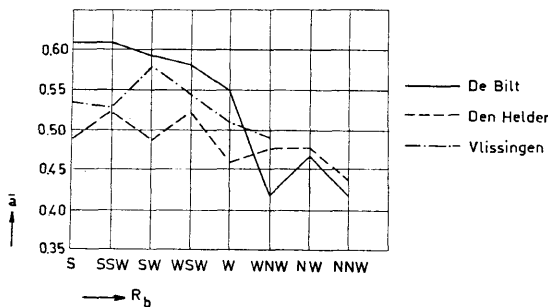


Fig. 2.5.7. Asymmetrie van het windverloop tijdens een storm

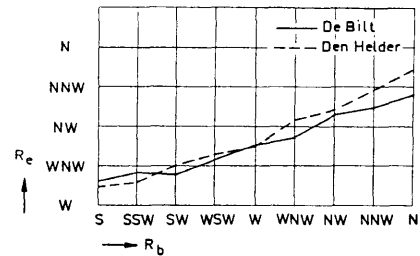


Fig. 2.5.8. Verband tussen R_b en R_e in De Bilt en Den Helder

Een storm die met een richting Z-ZW begint, eindigt met een richting die gemiddeld tussen W en WNW ligt (zie fig. 2.5.8). Het maximum van zo'n storm zal dus in De Bilt bij voorkeur in de tweede helft van de stormperiode vallen en dus een $a > 0,5$ opleveren. Een storm die bij W-NW begint, kan echter reeds in de eerste helft het maximum bereiken.

In Den Helder wijkt \bar{a} veel minder van 0,5 af; toch is er een significante rangcorrelatie tussen \bar{a} en R_b ($P = 0,036$; bij De Bilt was $P = 0,001$), dus is \bar{a} gemiddeld bij NW-beginrichtingen kleiner dan 0,5. Er moet dus invloed van Texel zijn. Misschien is dit zo te verklaren dat omstreeks het maximum of voor dit bereikt wordt de richting N wordt, zodat de wind Den Helder over Texel bereikt. De snelheid wordt hierdoor verminderd, waardoor het waargenomen maximum vroeger valt dan anders het geval zou zijn geweest. Aan het einde van de stormperiode is de wind verder geruimd en wordt Den Helder via de Waddenzee bereikt, waardoor de wind weer minder geremd wordt.

In Vlissingen ligt vrijwel geen R_b in het NW. Overigens is a hier meestal $< 0,5$. Hierin komt de invloed van het eiland Walcheren tot uiting, wanneer de windrichting NW is geworden in de tweede helft van de storm.

2.5.4.4 *Het verband tussen A_{KM} en v_M .* We kunnen ons afvragen in hoeverre er een verband bestaat tussen duur en maximum van een storm. Enerzijds is te verwachten, dat in het algemeen een storm die langer duurt ook een groter maximum heeft. Anderzijds weten we, dat er zeker geen éénduidig verband zal zijn. De grote februari 1953-storm heeft zeer lang geduurd, maar het maximum was niet bijzonder hoog.

Als we per groep van v_M (2,50 – 2,59, 2,60 – 2,69, enz.) \bar{A}_{3M} , \bar{A}_{2M} en $\bar{A}_{1\frac{1}{2}M}$ bepalen en deze laatste getallen resp. tegen $\bar{v}_M/3$, $\bar{v}_M/2$ en $\bar{v}_M/1\frac{1}{2}$ uitzetten (waarbij \bar{v}_M het gemiddelde van v_M per groep is), blijken de drie groepen punten vrijwel in elkaars verlengde te vallen, althans voor Den Helder en Vlissingen.

Het verband blijkt niet geheel lineair te zijn. Als we echter \bar{A}_{KM} tegen $(\bar{v}_M/K) - 1$ ($K = 3, 2$ en $1\frac{1}{2}$) dubbel logaritmsch uitzetten (zie fig. 2.5.9 en 2.5.10), dan wordt het verband redelijk lineair, m.a.w. het is mogelijk om bij benadering te schrijven $\bar{A}_{KM} = C_1 (W - 1)^{C_2}$ waarbij $W = \bar{v}_M/K$.¹⁾

Voor Den Helder berekenden we $C_1 = 32,9$ $C_2 = 0,78$
 en voor Vlissingen $C_1 = 26,8$ $C_2 = 0,84$

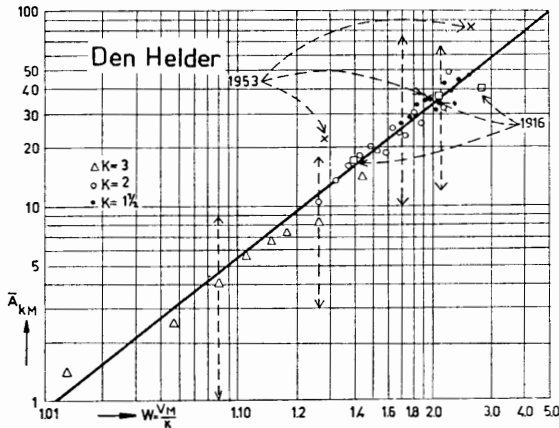


Fig. 2.5.9. Het verband tussen maximum en duur te Den Helder

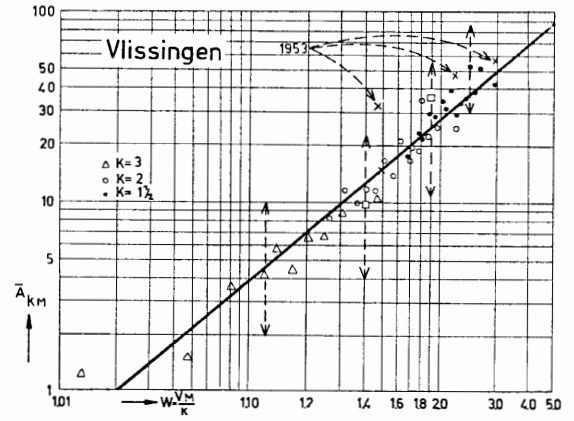


Fig. 2.5.10. Het verband tussen maximum en duur te Vlissingen

Het is duidelijk, dat deze formule slechts in het gemiddelde waarde heeft, terwijl eigenlijk nog een statistische toetsing nodig is om na te gaan hoe goed dit lineair dubbel-logaritmsch verband is, en tevens een bepaling van een betrouwbaarheidsband om de rechte behoort plaats te vinden.

Indien de statistische toetsing bevredigend uitvalt, bestaat dus de mogelijkheid om voor een willekeurig niveau aan te geven hoe lang de duur boven dit niveau gemiddeld is bij een bepaalde maximum windsnelheid.

In fig. 2.5.9 en 2.5.10 is ten slotte, om enige indruk te geven van de breedte van de 95%-betrouwbaarheidsband, voor enkele punten een ruwe schatting gemaakt van de spreiding (aangegeven door de pijlen die zo bepaald zijn, dat aan beide zijden ongeveer 2 1/2% van de punten er buiten valt).

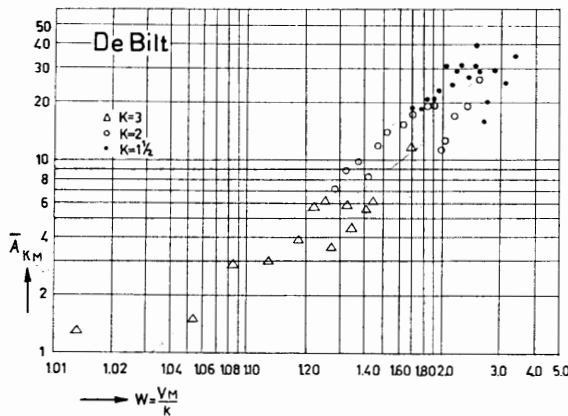


Fig. 2.5.11. Het verband tussen maximum en duur te De Bilt

De waarden van De Bilt laten zich niet zo fraai om een rechte op dubbel-logaritmsch papier groeperen (zie fig. 2.5.11). Tot aan $v_M \approx 3,80$ (dus W resp. 1,27; 1,90; 2,53) gaat het nog wel; de waarden daarboven echter geven punten, die naast de overige komen te liggen; de waarden van \bar{A}_K worden blijkbaar niet groter bij toenemende \bar{v}_M .

Om een verklaring hiervoor te vinden, hebben we voor die stormen, die zowel in Den Helder als in De Bilt voorkomen, in fig. 2.5.12 en 2.5.13 v_M resp. $A_{1\frac{1}{2}}$ van De Bilt uitgezet tegen de overeenkomstige elementen van Den Helder. Meestal is in De Bilt v_M groter dan in Den Helder. Verder geeft fig. 2.5.12 geen aan-

¹⁾ Deze formule is zuiver empirisch gevonden.

leiding tot bijzondere opmerkingen. In fig. 2.5.13 zien we, dat de duur van de stormen in Den Helder meestal groter is. Er is hier echter in de eerste plaats een grote groep gevallen, die zich om de diagonaal groepeerd, waarbij dus de stormduur in De Bilt even groot is als die in Den Helder. Verder krijgen we de indruk, dat we enkele groepen kunnen onderscheiden waarbij in Den Helder de dueren groot zijn maar in De Bilt de duur niet verder komt dan resp. ≈ 16 , ≈ 32 en misschien ≈ 50 uur. Mogelijk kunnen we dit verklaren door het effect van de dagelijkse gang, waardoor in bepaalde gevallen in De Bilt in de nachten vóór en na het maximum v beneden het $1\frac{1}{2}$ -niveau wordt gedrukt en de stormduur op grond van de definitie dus binnen het etmaal blijft (blijkbaar ≈ 16 uur).

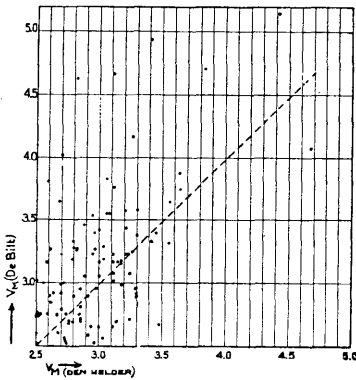
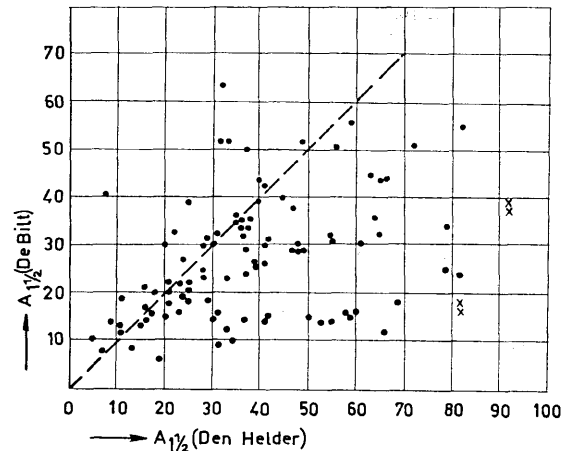


Fig. 2.5.12.

Maximum van de gemiddelde windsnelheid te De Bilt en Den Helder

Fig. 2.5.13. Duur van het overschrijden van het $1\frac{1}{2}$ -niveau te De Bilt en Den Helder

In een andere groep gevallen wordt in één van de nachten om het maximum het $1\frac{1}{2}$ -niveau niet bereikt en blijft de stormduur binnen $\approx 16 + 24$ uur. In enkele gevallen wordt nog een volgende dag bereikt.

De beide paren kruisjes in fig. 2.5.13 stellen gevallen voor, waar een enkele storm in Den Helder en in De Bilt in twee gevallen uiteenvalt.

2.5.5 De plaats van enkele belangrijke stormen in de statistiek

Het feit dat, zoals dus nu gebleken is, het aantal stormen per jaar in een bepaald gedeelte van de achter ons liggende periode van 50 jaar significant kleiner was dan in een ander gedeelte van deze periode, maakt toepassing van statistische methoden om voor de toekomst een schatting te geven van de kansen op stormen van een bepaald karakter vrijwel onmogelijk. Het is niet te zeggen op welk niveau het gemiddeld aantal stormen per jaar zich, in bijv. de komende twintig jaar, zal bevinden. Er is duidelijk een fluctuatie, een schommeling, in het aantal stormen per jaar. Is dit een echte periodiciteit, met bijv. een periode in de orde van 25 jaar? Om deze vraag te beantwoorden is een reeks waarnemingen van veel grotere lengte nodig dan thans ter beschikking staat.

We kunnen derhalve niet anders doen dan ons beperken tot beschrijvende statistiek en laten zien welke plaats een aantal bekende stormen in de afgelopen 40 à 50 jaar in het gehele materiaal over deze periode innamen.

In tabel 2.5.9 worden voor een achttal stormen, die om verschillende redenen de aandacht hebben getrokken, de waarden van v_M en A_{3M} aangegeven, terwijl tevens is genoteerd welk percentage van het totaal aantal stormen, uit dezelfde periode, hogere v_M - resp. A_{3M} -waarden had dan de betrokken storm (P_v resp. P_A). Bovendien werd R_M genoteerd. In Den Helder zijn de tussen haakjes geplaatste richtingen niet betrouwbaar. Aanhalingstekens om de windrichtingen van Vlissingen van voor 1928 geven aan, dat op de bovenaangegeven wijze (zie 2.5.1) werd gecorrigeerd.

Tabel 2.5.9

Datum	De Bilt					Den Helder					Vlissingen				
	v_M	P_v	A_{3M}	P_A	R_M	v_M	P_v	A_{3M}	P_A	R_M	v_M	P_v	A_{3M}	P_A	R_M
30 - 9 - 1911	4,06	4,3	7	2,9	N	4,12	2,5	6	13,8	(N)	3,23	56,5	2	32,5	„N,,
13 - 1 - 1916	4,65	2,0	14	0,3	WNW	4,17	2,3	17	1,3	(W)	2,80	68,4	0	50,9	„WNW”
6 - 11 - 1921	5,42	0,0	7	2,9	NW	4,62	0,6	16	1,5	(NW)	3,70	10,7	3	26,6	„NW,,
7 - 4 - 1943	4,08	3,7	9	2,0	NNW	4,67	0,4	15	1,9	N	3,78	8,1	6	11,2	NNW
1 - 3 - 1949	5,15	0,3	13	0,9	NW	4,42	1,1	9	7,0	NNW	3,90	6,5	12	2,4	NW
1 - 2 - 1953	4,71	0,9	21	0,0	WNW	3,83	5,5	22	0,4	NW	4,40	1,4	33	0,0	WNW
22 - 12 - 1954	3,40	17,0	5	7,2	WNW	3,45	11,5	14	2,3	NW	3,62	13,9	9	6,9	WNW
23 - 12 - 1954	3,69	9,5	8	2,3	WNW	3,55	9,3	13	2,8	WNW	3,85	6,9	18	0,7	WNW

We wijzen op enkele bijzonderheden van bovenstaande tabel. In de eerste plaats is het zo dat de oudere stormen in Den Helder en De Bilt belangrijker zijn geweest dan in Zeeland. De storm van 1953 daarentegen is juist in Zeeland op zijn sterkst geweest, in het bijzonder wat A_{3M} betreft. De bekende dubbelstorm van 1954 is blijkbaar wat v_M betreft over het hele land ongeveer gelijkwaardig geweest. De storm van 1916, die in het gebied rond de toenmalige Zuiderzee tot ernstige overstromingen aanleiding gaf, was in Zeeland volkomen onbetekenend.

2.5.6 - De v_M - en A_{3M} -overschrijdingslijnen

Ten einde het mogelijk te maken een globale indruk te krijgen van de zeldzaamheid van bepaalde voorgekomen grote waarden van v_M of A_{3M} zijn in de figuren 2.5.14 en 2.5.15 de respectievelijke overschrijdingslijnen aangegeven.

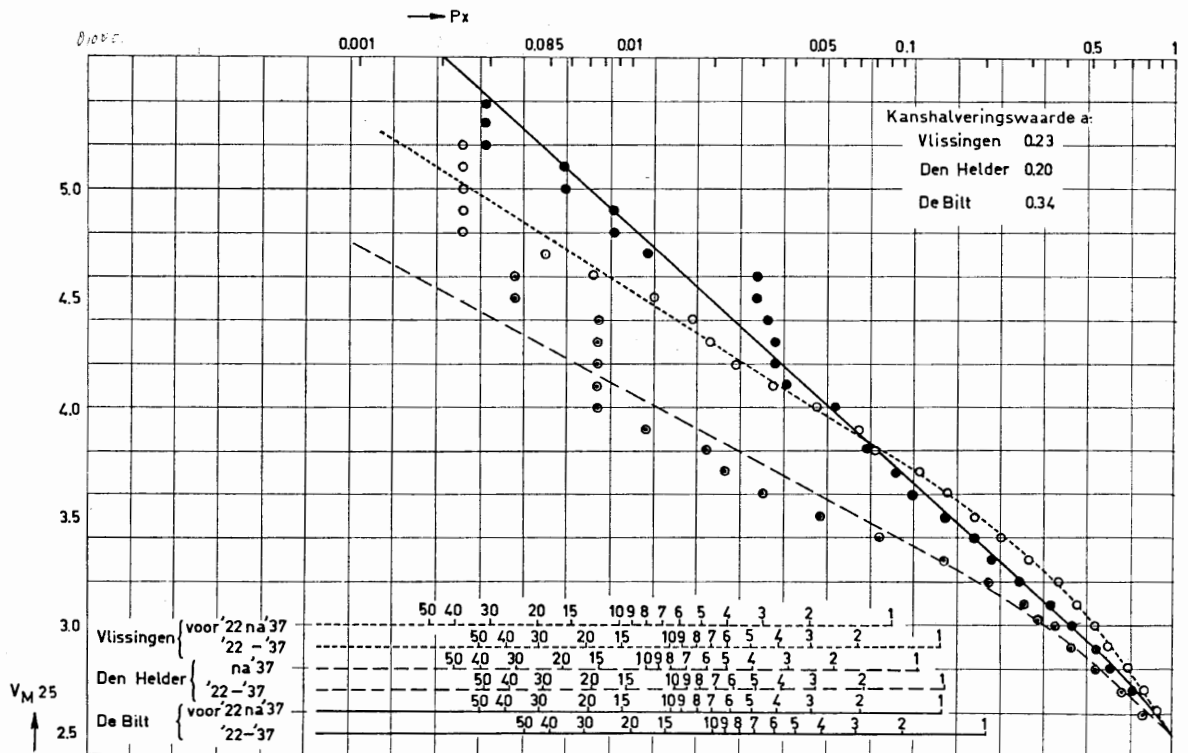


Fig. 2.5.14. v_M -overschrijdingslijnen

Er moge, om te beginnen, met nadruk op worden gewezen, dat extrapolatie van deze lijnen een riskante onderneming is, vooral in verband met het feit, dat, zoals gebleken is, de periode 1922 – 1937 een kleinere stormfrequentie had dan de perioden er voor en er na. Het is niet onmogelijk, dat in de toekomst nog eens een periode zal voorkomen met een grotere stormfrequentie dan we in de periode 1903 – 1921 of 1938 – 1956 hebben gehad. Wij hebben de figuren 2.5.14 en 2.5.15 dan ook slechts samengesteld om vast te leggen hoe het in de afgelopen halve eeuw is geweest.

Hoewel dus gedurende de periode 1922 – 1937 minder stormen per jaar voorkwamen dan gedurende de beide andere perioden, zou de kans dat v_M resp. A_{3M} in een zeker interval ligt, als er een storm optreedt, in de drie perioden toch wel gelijk kunnen zijn. Dit hebben we eerst onderzocht. Hiertoe zijn de frequentiegegevens van de drie stations opgevat als contingentietabel. Het eerste kenmerk is dus de grootte van v_M resp. A_{3M} en het tweede kenmerk het behoren tot een van de drie perioden. De overschrijdingskansen waren als volgt:

Tabel 2.5.10

	B	H	V
v_M	0,25	0,001	0,75
A_{3M}	0,92	0,45	0,55

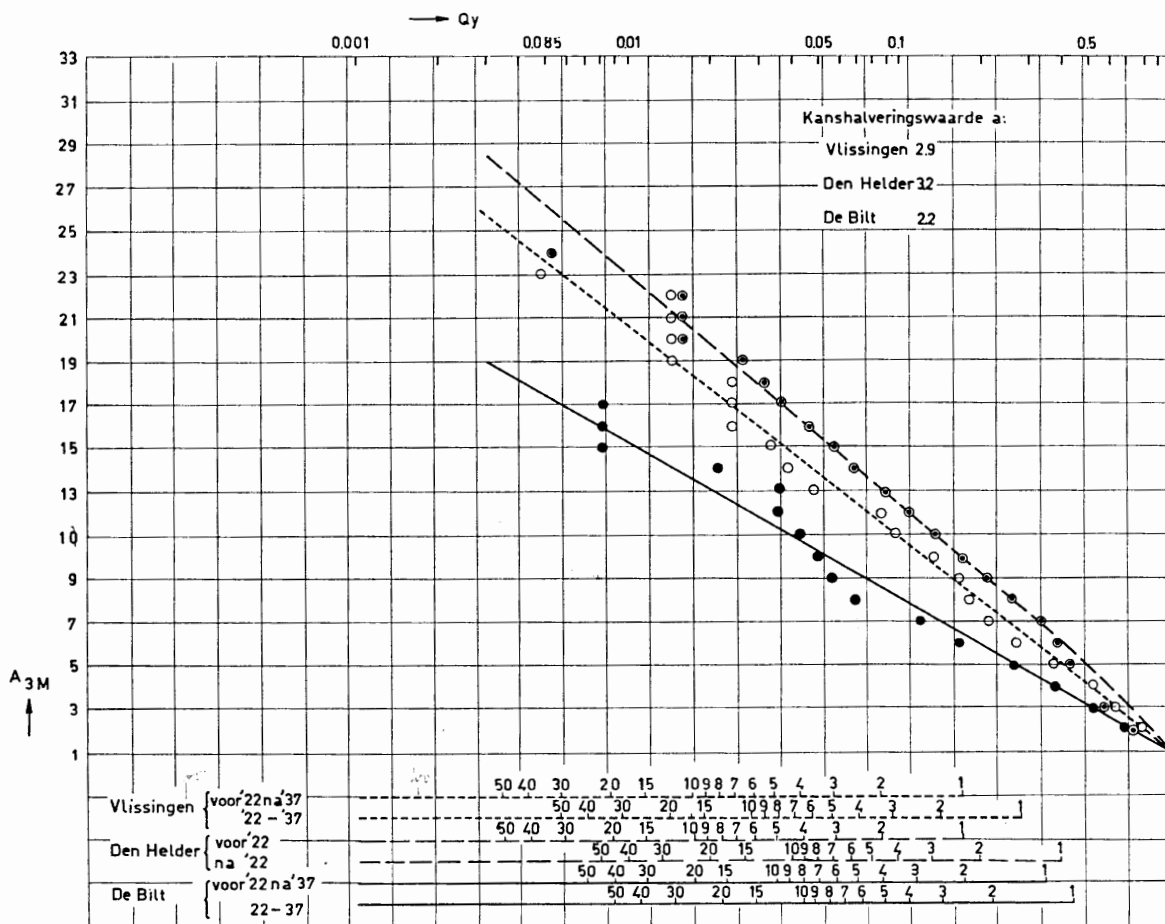


Fig. 2.5.15. A_{3M} -overschrijdingslijnen

Slechts voor v_M in Den Helder moet dus de hypothese, dat de verdelingsfunctie onafhankelijk is van de periode worden verworpen. Aangezien de waarnemingen van Den Helder vóór 1922 vermoedelijk niet helemaal betrouwbaar zijn is deze periode verder voor dit station en v_M buiten beschouwing gelaten.

Om fig. 2.5.14 en 2.5.15 nader toe te lichten voeren we de volgende notatie in.

Het optreden van een storm volgens onze definitie symboliseren we met s ; van een storm met $v_M \geq 3$ met s_3 .

Verder:

r_s = gemiddeld aantal stormen per jaar;
 r_{s_3} = gemiddeld aantal s_3 -stormen per jaar;
 s_x = aantal stormen met $v_M \geq x$ ($x = 2,5; 2,6; \dots$);
 t_y = aantal stormen met $A_{3M} \geq y$ ($y = 1, 2, \dots$);
 N = totaal aantal stormen;
 N_{s_3} = totaal aantal s_3 -stormen.

De kans dat een storm een $v_M \geq x$ heeft noteren we met P_x ; de kans dat een s_3 -storm een $A_{3M} \geq y$ heeft met Q_y .

Er geldt:

$$\left. \begin{aligned} P_x &= P(v_M \geq x | s) = \frac{s_x}{N} \\ \text{en:} \\ Q_y &= Q(A_{3M} \geq y | s_3) = \frac{t_y}{N_{s_3}} \end{aligned} \right\} (1)$$

Het aantal stormen met $v_M \geq x$ is dus gemiddeld per jaar:

$$P_x \cdot r_s$$

m.a.w.:

x is de v_M -waarde die gemiddeld eens per $\frac{1}{P_x \cdot r_s}$ jaar wordt overschreden.

Evenzo:

Het aantal s_3 -stormen met $A_{3M} \geq y$ is gemiddeld per jaar:

$$Q_y \cdot r_{s_3}$$

en:

y is de A_{3M} -waarde die gemiddeld eens per $\frac{1}{Q_y \cdot r_{s_3}}$ jaar wordt overschreden.

Aangezien P_x en Q_y onafhankelijk zijn van de periode kunnen we voor de berekening van deze waarden volgens (1) de resultaten van alle perioden (behoudens die vóór 1922 voor v_M in Den Helder) bij elkaar nemen. In fig. 2.5.14 resp. 2.5.15 zijn deze waarden P_x resp. Q_y logaritmisch uitgezet tegen $x = v_M$ resp. $y = A_{3M}$.

Door de zo verkregen punten is een vloeiende lijn getrokken, die althans voor grote v_M - resp. A_{3M} -waarden recht is, zodat, althans in de staart, de verdeling schijnt te kunnen worden benaderd door een formule van de vorm:

$$P_k = C k^{-\frac{x}{a}} \quad (2)$$

Onderaan de figuren is een zestal schalen aangebracht die de waarden van $\frac{1}{P_x \cdot r_s}$ resp. $\frac{1}{Q_y \cdot r_{s_3}}$ geven voor zover deze tussen 1 en 50 liggen. Ze zijn gebaseerd op de waarden van r_s en t_y uit tabel 2.5.11.

Voor De Bilt en Vlissingen hebben we ondersteld dat r_s en t_y in de perioden 1903–1921 en 1938–1956 niet essentieel verschillen. Voor Den Helder is dit wat t_y betreft niet mogelijk; hier hebben we één schaal voor 1903–1921 gegeven en één voor 1922–1956.

Tabel 2.5.11

	De Bilt			Den Helder			Vlissingen		
	1903-21	1922-37	1938-56	1903-21	1922-37	1938-56	1903-21	1922-37	1938-56
r_s	7,26	4,88	6,95	—	6,88	8,78	11,09	7,25	11,25
t_y	3,05	2,25	2,63	5,68	2,50	2,56	6,18	3,50	5,44

Met behulp van de figuren 2.5.14 en 2.5.15 geven we nu voor een tweetal stormen de zeldzaamheid van de v_M - en A_{3M} -waarden in de gemiddelde herhalingstijd (H) aan. *We herhalen nog eens dat aan deze cijfers geen prognostische waarde mag worden toegekend.*

Tabel 2.5.12

Stormdatum	De Bilt				Den Helder				Vlissingen			
	v_M	H	A_{3M}	H	v_M	H	A_{3M}	H	v_M	H	A_{3M}	H
1-4-1949	5,15	28	13	18	4,42	43	9	2	3,90	1 $\frac{1}{2}$	12	2 $\frac{1}{2}$
1-2-1953	4,71	12	21	240	3,83	5	22	14	4,40	6	33	350

Hieruit blijkt nog eens duidelijk, dat de storm van 1953 wat zijn maximum snelheid betreft niet uitzonderlijk kan worden genoemd. In Den Helder geldt dit ook wat de duur betreft. Alleen in Vlissingen en De Bilt is de duur wel exceptioneel groot geweest.

We komen ten slotte nog even terug op formule (2). Uit deze formule volgt:

$$\frac{P_{x_1}}{P_{x_2}} = k \frac{x_2 - x_1}{a}$$

Kiezen we x_1 en x_2 zodanig, dat $x_2 - x_1 = a$ dan is $P_{x_2} = \frac{1}{k} \cdot P_{x_1}$. Dus a is die toename van $x = v_M$, die de overschrijdingskans k maal zo klein maakt. Door VAN DANTZIG is voorgesteld ¹⁾ deze grootheid a in geval $k = 2, 10$ of e resp. te noemen:

kanshalveringswaarde
kansdecimeringswaarde
en kansneperingswaarde.

De kanshalveringswaarden zijn in fig. 2.5.14 en 2.5.15 aangegeven.

¹⁾ Zie o.a. bijdrage II.1 van het Rapport Deltacommissie.

2.6 Meteorologisch verslag betreffende de stormen van 21 t/m 24 december 1954

Summary

Meteorological report of the gales of December 21 - 24, 1954

Two severe gales from directions between west and north-west caused high storm surges on the Dutch coast from December 21 - 24, 1954. After the development of an anticyclone north of the Azores a north-westerly circulation occurred over western Europe from December 20 on. The first depression originated near the southern point of Greenland, passed Iceland in the morning of December 21 and then moved to southern Norway with the north-westerly airstream in the upper air (see depression tracks, fig. 2.6.13). From 13.00 G.M.T. a gale area extended from Iceland to the North Sea. The cold front and the trough of the depression caused severe gale maxima on the Dutch coast, while the depression moved across the Skagerrak to the Baltic (fig. 2.6.9).

While these gales were still blowing a second depression originated between Greenland and Iceland. Its development took place as a distinct case of the phenomenon called „confluency” in American literature. Simultaneously a very strong jet-stream originated from the junction of an arctic and a polar jet-stream. Temperature differences of 20°C were measured over a distance of 500 km across the jet-stream. During its development the depression followed almost the same track as its predecessor, only somewhat more to the south (fig. 2.6.13). On December 23 at 04.00 G.M.T. the cold front of the second depression reached the Dutch coast. During its passage and afterwards showers with heavy squalls occurred. At Den Helder a gust of 80 kts and at Leeuwarden one of 83 kts were measured.

During the passage of the trough of the second depression at 16.00 G.M.T., December 23, pressure gradients and wind forces at the Dutch coast reached a new maximum. At Den Helder a 10 min. mean wind velocity of 54 kts from the NW was measured. Only during the following day, December 24, did gales gradually cease.

Comparing the tracks of these depressions with that of the depression of January 31, 1953, it appears that the latter passed some 225 km nearer to this country than the depression of December 23.

The duration of the gales can be derived from figs. 2.6.1 - 2.6.4 and figs. 2.6.7 and 2.6.8. The first gale lasted about 24 hours, the second had a duration of about 32 hours on the lightships in the north and of about 36 hours on those in the south.

In a table a comparison is made with some other severe gales for Den Helder. It appears that the heavier of the two 1954 gales was still less severe than the gale of January 31, 1953.

The mean wind-direction was 305° during the first gale, during the second one 315° and during the gale of January 31, 1953, 325°.

For five places along the Dutch coast waterlevel set-ups are given at high and low tides. On the Frisian coast very high waterlevels were attained, in fact 3 to 13 cm higher than during the storm surge of February 1, 1953.

Résumé

Rapport météorologique des tempêtes du 21 - 24 décembre 1954

Deux tempêtes violentes de directions entre ouest et nord-ouest causent des marées excessivement élevées à la côte hollandaise du 21 au 24 décembre 1954. Après le développement d'un anticyclone au nord des Açores une circulation nord-ouest se produit vers l'ouest de l'Europe dès le 20 décembre. La première dépression se forme près de la pointe sud du Groënland, passe sur l'Islande le matin du 21 décembre et se dirige vers le sud de la Norvège en suivant le courant d'air en altitude du nord-ouest (voir les routes des dépressions fig. 2.6.13). A 13.00 T.M.G. une zone de tempêtes s'étend d'Islande à la mer du Nord. Le front froid et le thalweg de la dépression causent des maxima de tempête très élevés sur la côte hollandaise pendant que la dépression traverse le Skagerrak vers la mer Baltique (fig. 2.6.9).

Pendant que ces tempêtes sévissent, une seconde dépression se forme entre le Groënland et l'Islande. Son développement est un exemple évident du phénomène que les Américains appellent „confluency”. Il se produit en même temps un courant d'air très fort dû à l'union d'un courant d'air arctique et d'un courant d'air polaire. On a enregistré des différences de température de 20°C sur une distance de 500 km en travers de ce courant d'air. Pendant son développement la dépression suit à peu près la même route que la précédente, seulement un peu plus vers le sud (fig. 2.6.13). Le front froid de la seconde dépression arrive à la côte hollandaise le 23 décembre à 04.00 T.M.G. Pendant son passage, des averses accompagnées de rafales violentes se produisent. On a enregistré une rafale de 80 noeuds au Helder et une rafale de 83 noeuds à Leeuwarden.

Pendant le passage du thalweg de la seconde dépression, le 23 décembre à 16.00 T.M.G., les gradients de pression et les forces du vent atteignent sur la côte hollandaise un nouveau maximum. Au Helder on a enregistré un vent du nord-ouest d'une vitesse moyenne de 54 noeuds. Ce n'est que le lendemain (le 24 décembre) que les tempêtes s'apaisent peu à peu.

En comparant les routes de ces dépressions avec celles de la dépression du 31 janvier 1953, on voit que celle-ci passe de quelque 225 km plus près de ce pays que la dépression du 23 décembre.

La durée des tempêtes peut être vue dans les fig. 2.6.1 à 2.6.4 et fig. 2.6.7 et 2.6.8. La première tempête dure environ 24 heures, la seconde environ 32 heures d'après les rapports présentés par les bateaux-feux du nord et environ 36 heures selon ceux présentés par les bateaux-feux du sud.

Un autre tableau compare ces deux tempêtes avec quelques autres tempêtes violentes enregistrées au Helder. On constate, que la plus violente des deux tempêtes de 1954 est néanmoins moins forte que celle du 31 janvier 1953.

La direction moyenne du vent est 305° pendant la première tempête; pendant la seconde 315° et pendant la tempête du 31 janvier 1953, 325°.

Pour cinq endroits de la côte hollandaise le document indique les excès de niveau à marée haute et à marée basse. Des niveaux très élevés sont enregistrés sur la côte de la Frise, à savoir de 3 à 13 cm plus élevés que pendant la tempête du 1er février 1953.

Inleiding

Een tweetal zware stormen uit richtingen tussen west en noordwest gaf van 21—24 december 1954 aanleiding tot enkele hoge stormvloed. De bedoeling van deze paragraaf is deze stormen aan een meteorologische beschouwing te onderwerpen.

2.6.1 *De meteorologische situatie*

2.6.1.1 *De situatie voor de eerste storm.* In de dagen voor de eerste storm heerste boven de Atlantische Oceaan en West-Europa, in grote trekken gezien, een westelijke luchtcirculatie. Op 17 en 18 december was deze circulatie zuidwestelijk en bevond Nederland zich aan de rand hiervan en nog gedeeltelijk onder invloed van een langgerekt hoge-drukgebied, dat zich van de Azoren via Frankrijk naar Midden-Europa uitstrekte.

Op 19 december ontwikkelde zich midden op het noordelijk deel van de Atlantische Oceaan (52° N.B., 35° W.L.) een krachtig hoge-drukgebied, dat zich langzaam in oostzuidoostelijke richting bewoog en onder invloed waarvan de circulatie in ons land in de loop van de 20ste noordwestelijk werd. Dit gebeurde mede door middel van een trog van een bij de Noordkaap liggende depressie, die in de loop van de 20ste over de Noordzee naar het zuidoosten uitzakte. Deze trog passeerde ons land op de 20ste rond 19.00 G.M.T., waarna de wind aan onze kust tot hard toenam, uit westnoordwestelijke richting. In de bovenlucht stonden na de trogpassage noordwestelijke winden boven geheel West-Europa, de Noordzee en de Britse eilanden inbegrepen.

Omstreeks 16% van de grote stormvloed aan onze kust sinds 1889 werden voorafgegaan door een noordwestelijke circulatie boven Europa. De noordwestelijke circulatie maakt volgens de „Katalog der Grosswetterlagen Europas” in de maanden december, januari en februari 4,3% van alle weersituaties uit.

2.6.1.2 *De stormdepressie van 21 en 22 december.* Op het moment dat zich boven West-Europa een noordwestelijke circulatie ontwikkelde en terwijl zich een hoge-drukkern van 1042 mb bevond 1000 km westzuidwest van Ierland op 50° N.B., 23° W.L., ontstond bij de zuidpunt van Groenland een nieuwe depressiekern, die zich afsplitste van een depressie, die, van Labrador gekomen, langs de westkust van Groenland trok. De afsplitsing (in dit gebied een vaak voorkomend proces) ontstond op 20 december tussen 07.00 en 13.00 G.M.T. aan het oclusiepunt van de moederdepressie onder een westzuidwestelijke straalstroom in de bovenlucht met windsnelheden van 120 kts op 500 mb. De kerndruk van de dochterdepressie was 992 mb. De baan, die zij na haar ontstaan volgde, is op bijgaande banenkaart (fig. 2.6.1) aangegeven. Na in de vroege morgen van 21 december IJsland te zijn gepasseerd werd haar koers zuid-oostelijk, omdat zij geleidelijk meer in de noordwestelijke circulatie boven West-Europa geraakte. De kerndruk van de depressie werd tijdens de oversteek van IJsland naar Zuid-Noorwegen snel lager. De uitdieping bedroeg in de eerste 18 uur van de 21ste december 20 mb, dus ruim 1 mb per uur. Te 19.00 G.M.T. was de kern bij de kust van Zuid-Noorwegen aangekomen met een luchtdrukwaarde van 965 mb.

Reeds om 13.00 G.M.T., toen de kern vlak ten noorden van Lerwick (Shetland-eilanden) lag, strekte zich een groot stormgebied van IJsland tot aan de kusten van ons land en Denemarken uit over de volle breedte van de Britse eilanden en de Noordzee.

Het warmtefront van de depressie passeerde ons land in de namiddag van de 21ste.

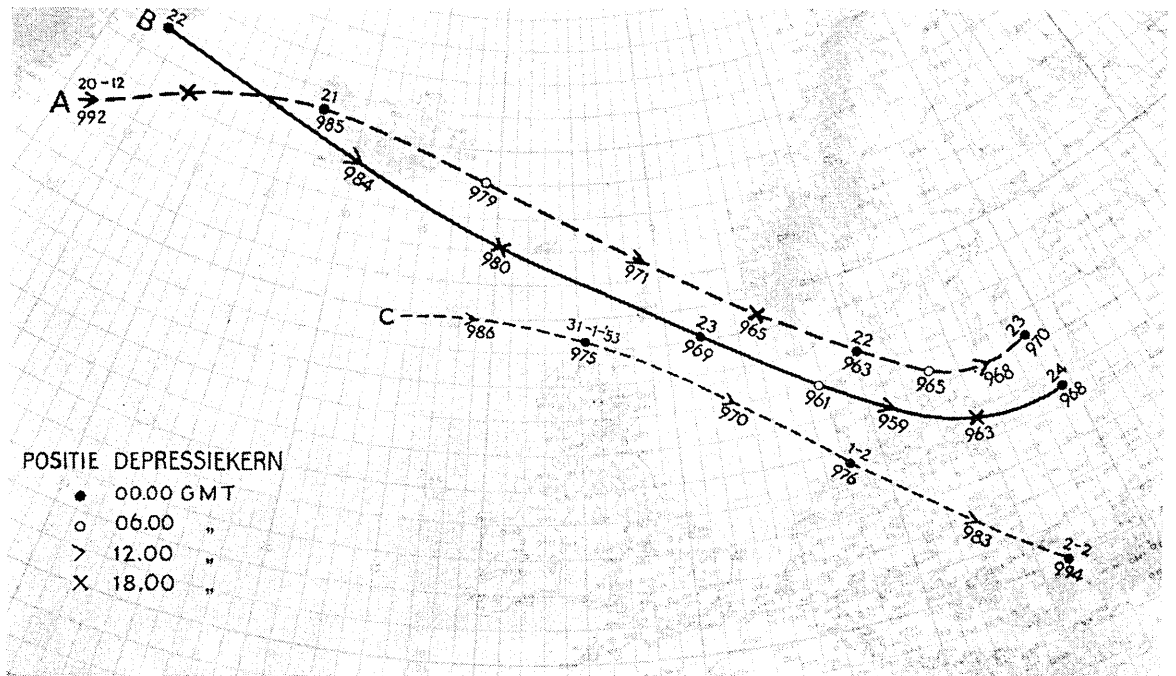


Fig. 2.6.1. Banen van de stormdepressies van 21 - 24 december 1954 en baan van de stormdepressie van 31 januari 1953

Onderwijl nam de luchtdrukgradiënt in het gehele Noordzeegebied en aan onze kust snel toe (zie grafieken van geostrofische windsnelheid, fig. 2.6.2 en 2.6.3) om te omstreeks 19.00 G.M.T. bij de passage van het koufront een maximum te bereiken (geostrofische wind omstreeks 38 m/sec).

De passage van het koufront ging gepaard met regen, hagel- en onweersbuien met zware windstoten (Leeuwarden 40 m/sec = 144 km/u) uit westelijke richting.

De kern van de depressie bewoog via Zuid-Noorwegen naar het Skagerrak en bereikte op 22 december te 01.00 G.M.T. de plaats Skagen op de uiterste noordoostpunt van Jutland. De kerndruk had toen haar minimale waarde, zijnde 963 mb. (Fig. 2.6.10 en bijbehorende hoogtestroming fig. 2.6.11).

De luchtdrukgradiënt boven het zuidelijk deel van de Noordzee nam tussen 01.00 en 04.00 G.M.T. belangrijk toe, onder invloed van een trog van de depressie, die uit het noordwesten aankwam en die om 04.00 G.M.T. onze kust bereikte. De luchtdrukgradiënt bereikte toen boven het Waddengebied de hoogste waarde die tijdens deze storm voorkwam. Het maximum van de windsnelheid was te Den Helder ongeveer gelijk aan dat tijdens de passage van het koufront de voorafgaande avond. In Hoek van Holland en Vlissingen kwamen bij de trogpassage de hoogste uurgemiddelden van de windsnelheid voor (fig. 2.6.4 en 2.6.5).

Na het passeren van de trog begon een vrij snelle afneming van de luchtdrukgradiënt en bijgevolg ook van de windsnelheden. De kern van de depressie trok naar Zuid-Zweden en begon langzaam in diepte af te nemen.

2.6.1.3 De stormdepressie van 23 en 24 december 1954. Terwijl de eerste storm nog in volle hevigheid op onze kust stond en de noordwestelijke circulatie boven West-Europa door de eerste zware stormdepressie nog in intensiteit was toegenomen, vond tussen Groenland en IJsland de ontwikkeling van een nieuwe depressie plaats.

Op dat moment bevond zich een hoge-drukkern van 1044 mb ongeveer 1100 km ten zuidwesten van Ierland (47,5° N.B., 25° W.L.). De nieuwe depressie ontstond door het samenkomen van een van Noord-

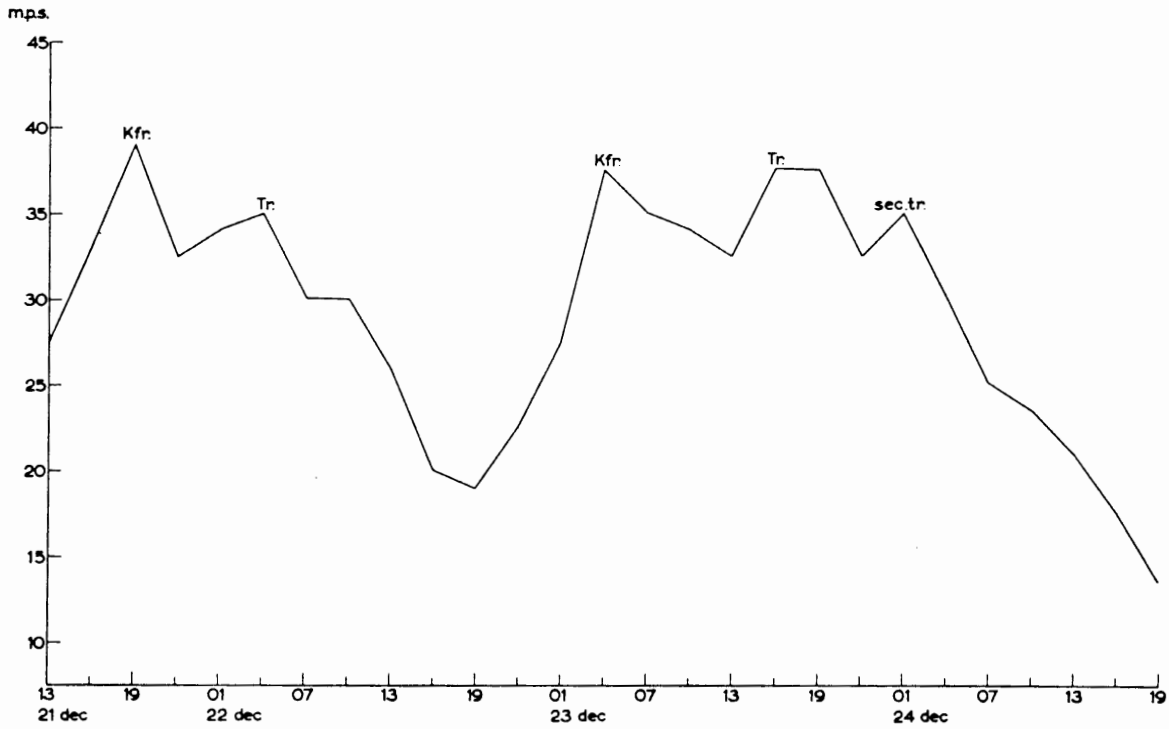


Fig. 2.6.2. Geostrofische windsnelheid tussen Vlissingen en Den Helder van 21 - 25 december 1954. De tijdstippen van de passage van koufronten (kfr), troggen (tr) en secundaire troggen (sec.tr) zijn aangegeven

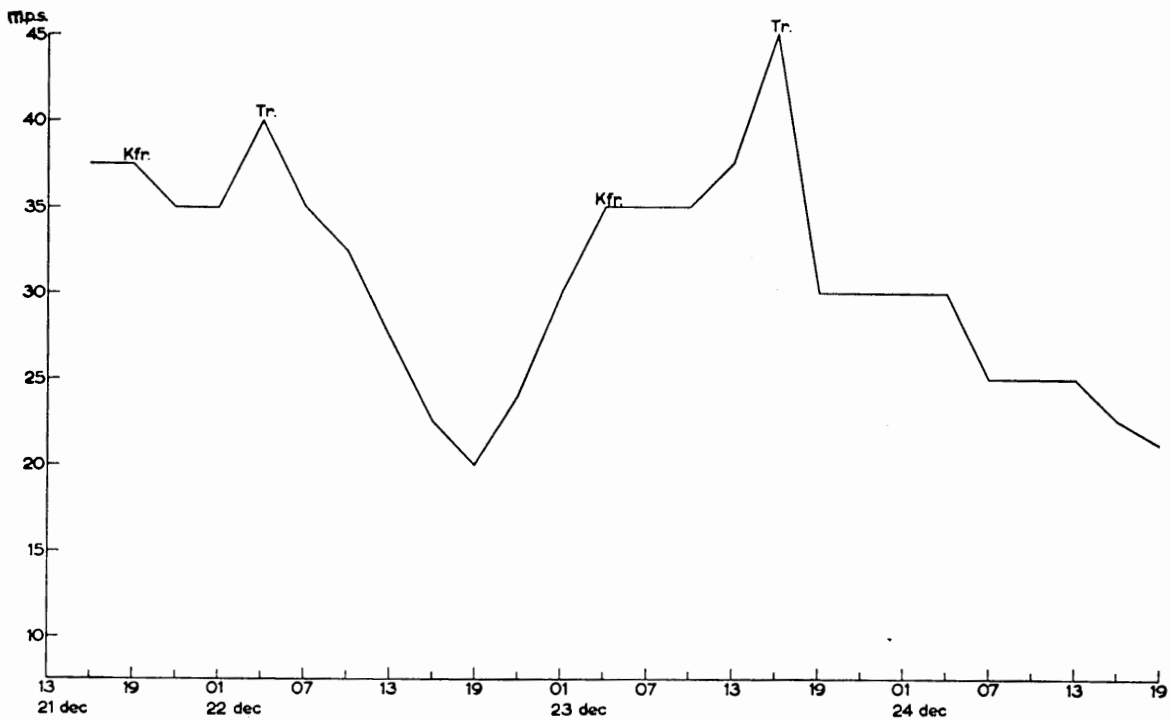


Fig. 2.6.3. Geostrofische windsnelheid in het Waddengebied van 21 - 25 december 1954. De tijdstippen van de passage van koufronten (kfr) en troggen (tr) zijn aangegeven.

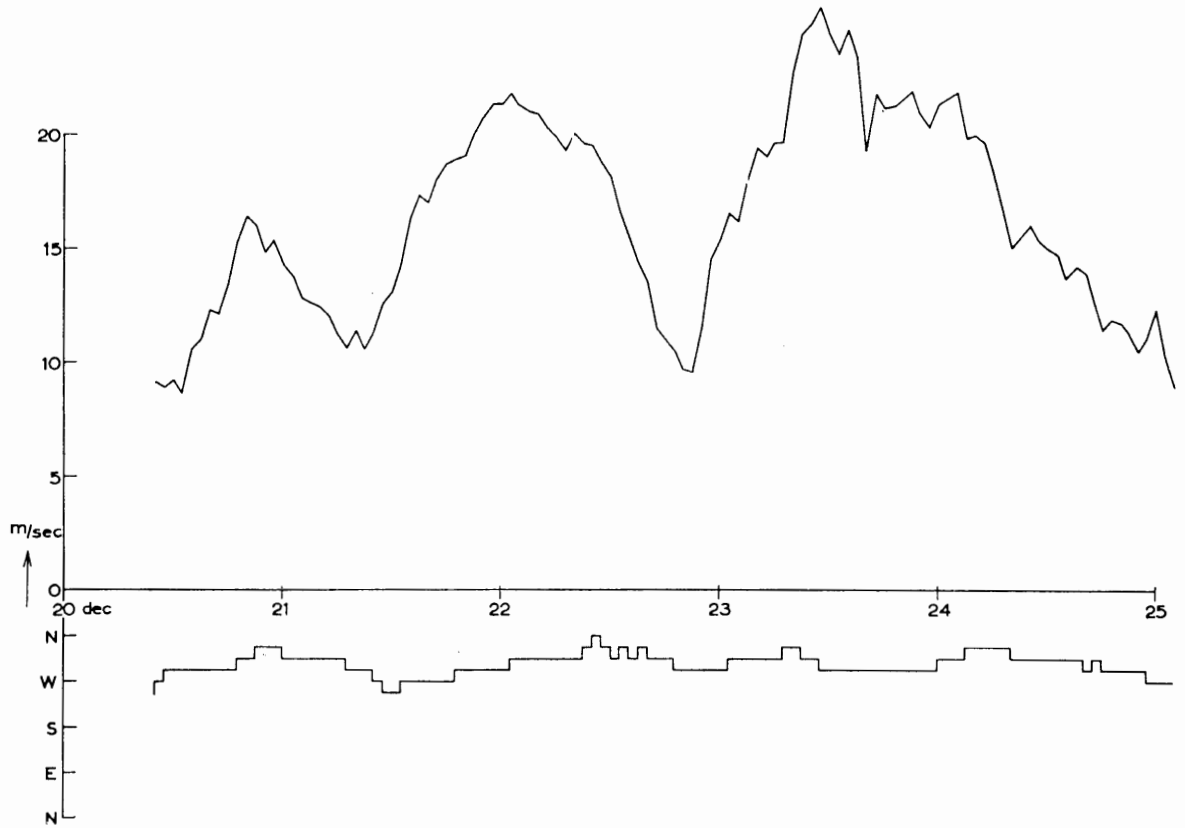


Fig. 2.6.4. Hoek van Holland. Gereduceerde uurgemiddelden van de windsnelheid (boven) en windrichting (beneden) van 20 - 25 december 1954

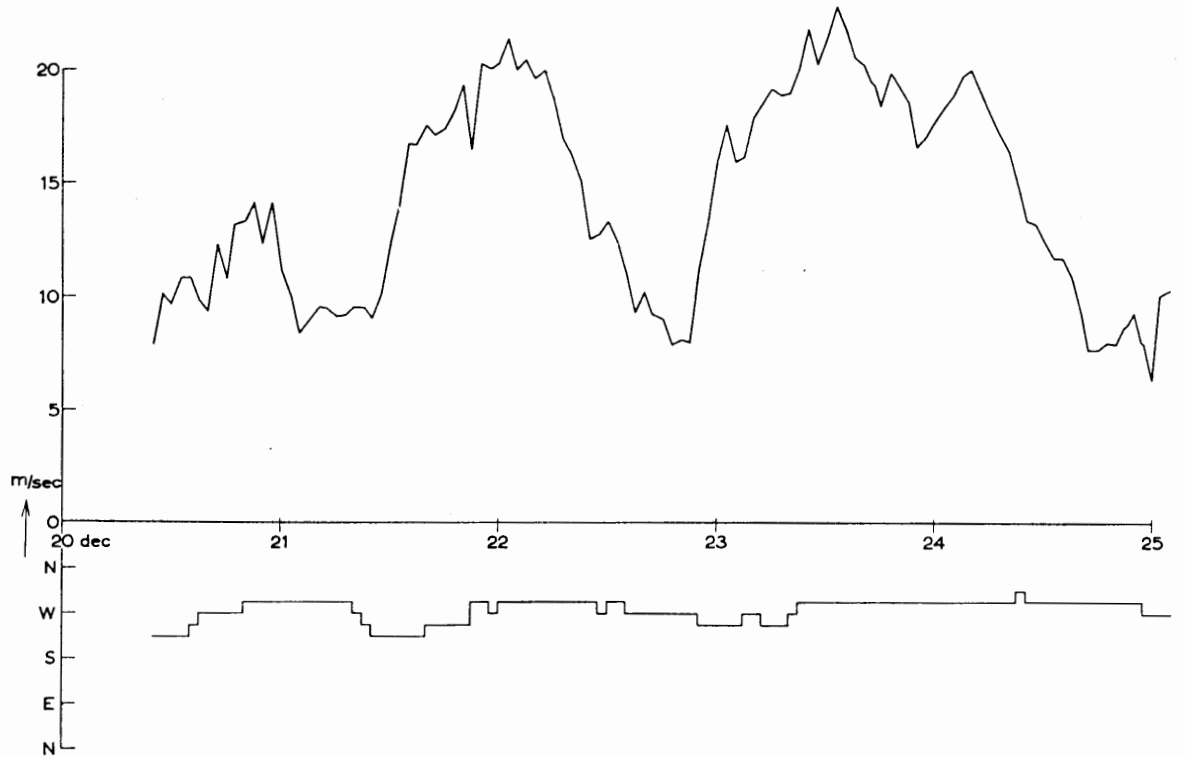


Fig. 2.6.5. Vlissingen. Gereduceerde uurgemiddelden van de windsnelheid (boven) en windrichting (beneden) van 20 - 25 december 1954

Canada komende frontenloze oude depressie (type „koude put”) en een in het warmtefront van een bij Nova Scotia gelegen depressie zich ontwikkelende golfvormige storing.

Het samentreffen vond plaats tussen Groenland en IJsland. Er deed zich hier een markant geval voor van een verschijnsel dat de Amerikanen „confluency” noemen. Zowel dichtbij het aardoppervlak als in de hogere luchtlagen kwam met de „koude put” een koude, en met de storing in het warmtefront een warme luchtstroming mee, die elkaar in het genoemde gebied ontmoetten.

In de bovenlucht was sprake van het samenkomen van een tweetal straalstromen, waarvan men de ene arctisch en de tweede polair zou kunnen noemen. Hierdoor ontstond een zeer krachtige straalstroom bij IJsland, waarin al op 500 mb windsnelheden van 130 tot 160 kts voorkwamen.

De temperatuurtegenstellingen waren vooral in de bovenlucht groot. Er was een temperatuurverschil van ongeveer 20 graden (-17°C tot -37°C) over een afstand van ruim 500 km loodrecht op de straalstroom in het 500 mb-vlak. Een dergelijke straalstroom geeft gewoonlijk tot belangrijke cyclogenese aanleiding, hetgeen ook thans het geval was.

De van Noord-Canada over het Groenlandse plateau komende „koude put” verenigde zich in de avond van 21 december met een koude trog aan de oostkust van Groenland. De golfvormige storing in het warmtefront bevond zich toen 8 breedtegraden zuidelijker. Een flinke cyclogenese begon pas in de loop van de 22ste december, nadat de twee componenten van de storing rond het middaguur samen waren gekomen en een afzonderlijke lage-drukkern was ontstaan. Deze koerste van IJsland naar de uiterste zuidpunt van Noorwegen en werd van 22 december 13.00 G.M.T. tot 23 december 07.00 G.M.T. 23 mb dieper, hetgeen een gemiddelde uitdieping van $1\frac{1}{4}$ mb per uur betekent.

Het warmtefront van de depressie veroorzaakte in de avond van de 22ste december in ons land regen en was kort na middernacht het gehele land gepasseerd.

De luchtdrukgradiënt nam tussen 22 december 19.00 G.M.T. en 23 december 04.00 G.M.T. snel toe. Om 04.00 G.M.T. bereikte het koufront van de depressie het noordelijke kustgebied. De luchtdrukgradiënt bereikte toen een eerste maximum (geostrofische wind 35 – 38 m/sec) (fig. 2.6.2 en 2.6.3).

Tijdens en na het binnendringen van de onstabiele koude lucht kwamen buien met zware windstoten voor. Te Den Helder werd tussen 08.00 en 09.00 G.M.T. een stoot van 40 m/sec en te Leeuwarden tussen 10.00 en 11.00 G.M.T. een stoot van 41 m/sec geregistreerd. De wind waaide uit richtingen tussen west en noordwest. Terwijl de luchtdrukgradiënt na de koufrontpassage aan de Waddenkust ongeveer gelijk bleef, nam hij aan de kust van Holland en Zeeland tijdelijk wat af. Een algemene toeneming van de luchtdrukgradiënt begon tegen het middaguur onder invloed van een om de depressiekern boven Denemarken heen bewegende trog van lage druk. De depressiekern bereikte om 13.00 G.M.T. zijn grootste diepte, zijnde 959 mb (fig. 2.6.12 en bijbehorende hoogtestroming fig. 2.6.13.).

Bij de trogpassage in de namiddag van de 23ste om 16.00 G.M.T. bereikte de luchtdrukgradiënt een tweede maximum, dat vooral aan de Waddenkust zeer hoog was (geostrofische windsnelheid 45 m/sec) (fig. 2.6.3). Te Den Helder werd toen het hoogste 10-minuten gemiddelde van de windsnelheid van de gehele storm waargenomen ten bedrage van 27 m/sec uit noordwest (fig. 2.6.6).

Na de trogpassage kwamen in het gebied van de Duitse Bocht grote luchtdrukstijgingen voor, ten gevolge waarvan de luchtdrukgradiënt in het Waddengebied snel afnam. Ook aan de kust van Holland en Zeeland ging de luchtdrukgradiënt afnemen, maar hier was de afneming gering en rond middernacht viel zelfs nog een tijdelijke toeneming waar te nemen, die in verband kan worden gebracht met het passeren van een zwak secundair trogje dat van het noordwesten naar het zuidoosten over de Noordzee liep.

In de loop van de 24ste december vond een geleidelijke en algemene afneming van de luchtdrukgradiënt en tegelijk ook van de windsnelheid plaats, ofschoon tijdens buien nog flinke windstoten bleven voorkomen.

De stormdepressie trok al opvullend langs de kust van Noord-Duitsland naar het oosten weg.

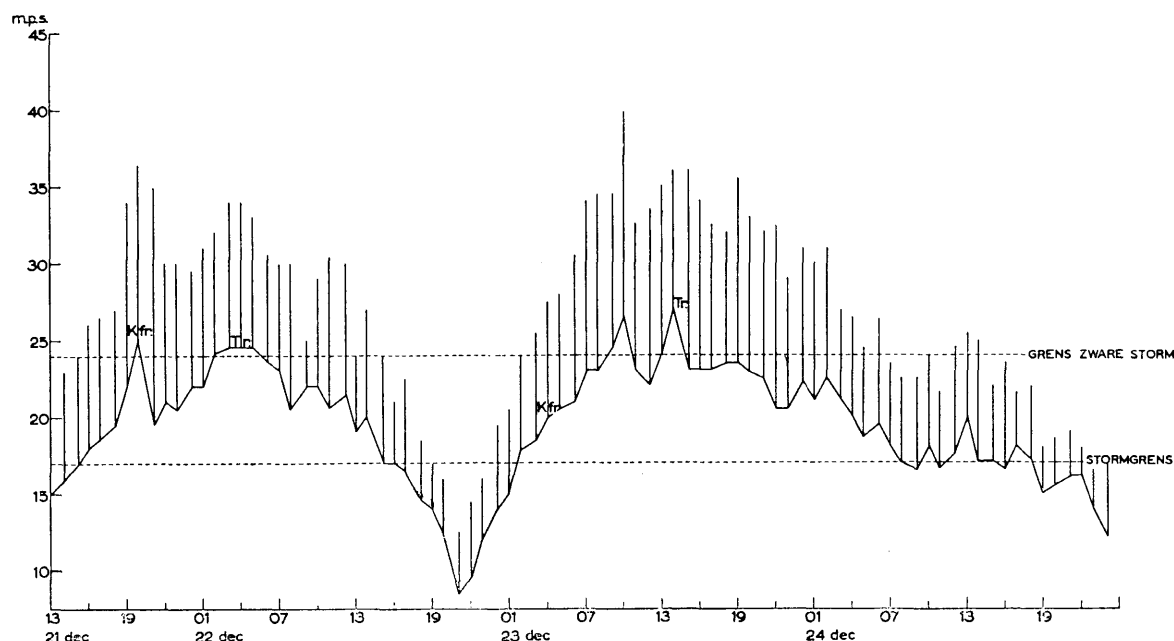


Fig. 2.6.6. Den Helder. Max. 10-min. gem. elk uur en max. stoten elk uur in het tijdvak van 21 – 25 december 1954

2.6.1.4 *De banen der depressies.* Vergelijken we de banen van de twee depressies onderling (fig. 2.6.1) dan zien we dat de tweede stormdepressie ongeveer 150 km dichters langs ons land kwam dan de eerste. Vergelijken we de banen met de baan van de zware stormdepressie van 31 januari – 1 februari 1953, dan blijkt dat deze laatste op een gegeven ogenblik nog 225 km dichters bij ons land kwam dan de dichtst langstreckende van de twee onderhavige stormdepressies.

De rampdepressie van 1953 had echter, terwijl hij de Noordzee overtrok, een kerndruk van minimaal 970 mb, de depressie van 23 en 24 december 1954 had boven Denemarken een minimale kerndruk van 959 mb.

2.6.2 De duur en de hevigheid van deze stormen

2.6.2.1 In de eerste plaats wordt de duur van de storm hier bepaald volgens de bij de stormwaarschuwingsdienst gebruikte grenzen:

		Tabel 2.6.1	
kts	m/sec		
34 – 40	17,2 – 20,7	stormachtige wind	} stormwaarschuwing
41 – 47	20,8 – 24,4	storm	
48 – 55	24,5 – 28,4	zware storm	
56 – 63	28,5 – 32,6	zeer zware storm	
> 63	> 32,6	orkaan	

Als het begin en einde van een storm wordt aangenomen het tijdstip waarop een windsnelheid van 34 kts (17,2 m/sec) wordt overschreden.

Bij de bepaling van de duur zijn gebruikt de hoogste 10-minuten gemiddelden van elk uur te Den Helder (fig. 2.6.6), de uurlijkse waarnemingen op het lichtschip Noord-Hinder en de 3-uurlijkse waarnemingen van de andere Nederlandse lichtschepen (fig. 2.6.7 en 2.6.8).

2.6.2.2 Het begin van de eerste storm aan onze kust kan gesteld worden op 21 december 1954, 15.00 G.M.T. De storm eindigde op 22 december tussen 13.00 en 16.00 G.M.T. De stormduur was dus ongeveer één etmaal.

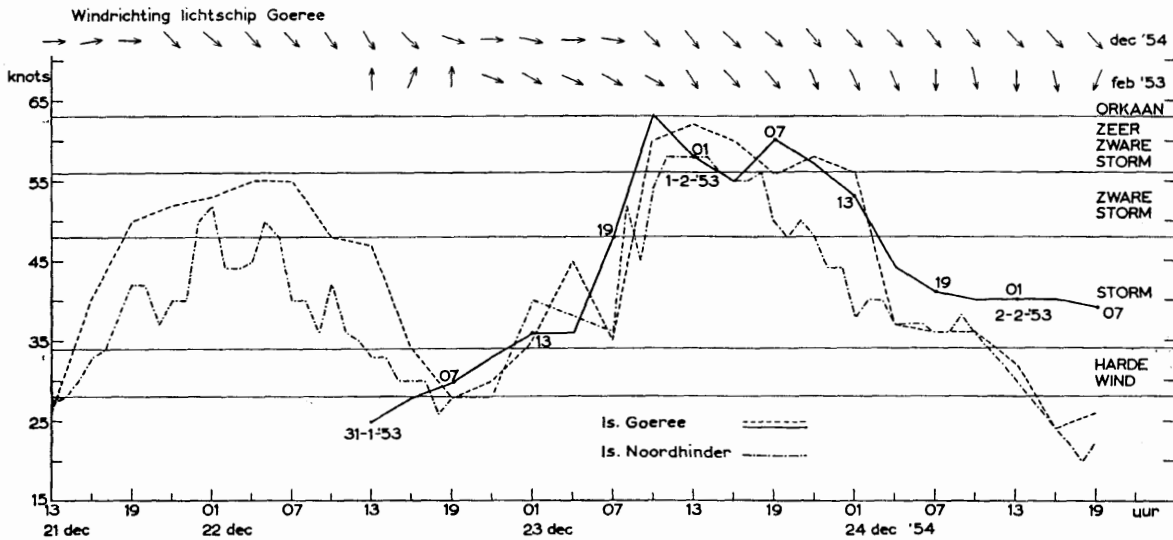


Fig. 2.6.7. Windsnelheden volgens synoptische waarnemingen op de lichtschepen Goeree en Noord-Hinder van 21 – 25 december 1954, met ter vergelijking de windsnelheden volgens synoptische waarnemingen op het lichtschip Goeree van 31 januari – 2 februari 1953. Windrichtingen waargenomen op lichtschip Goeree

In deze periode meldden de lichtschepen voor de kust zware stormen gedurende 16 uur nl. van 21 december 19.00 G.M.T. tot en met 22 december 10.00 G.M.T. Te Den Helder werd de grens van zware storm overschreden op 21 december om 19.00 G.M.T. en op 22 december van 02.00 tot en met 04.00 G.M.T.

Zeer zware storm werd alleen door de noordelijke lichtschepen nu en dan gemeld.

2.6.2.3 De tweede storm begon aan de Nederlandse kust op 22 december omstreeks 24.00 G.M.T. en eindigde op de noordelijke lichtschepen op 24 december tussen 07.00 en 10.00 G.M.T., op de zuidelijke lichtschepen op 24 december tussen 10.00 en 13.00 G.M.T. De stormduur was dus op de noordelijke lichtschepen ongeveer 32 uur, op de zuidelijke ongeveer 36 uur. Te Den Helder duurde de storm nog

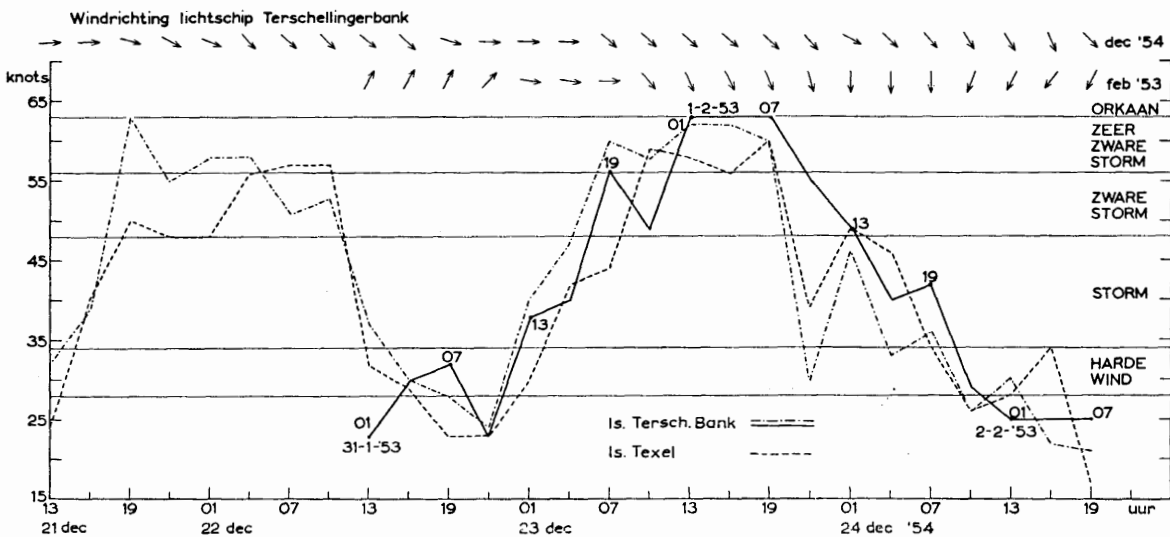


Fig. 2.6.8. Windsnelheden volgens synoptische waarnemingen op de lichtschepen Terschellingbank en Texel van 21 – 25 december 1954 met ter vergelijking de windsnelheden volgens synoptische waarnemingen op het lichtschip Terschellingbank van 31 januari – 2 februari 1953. Windrichtingen waargenomen op lichtschip Terschellingbank

iets langer, nl. 42 uur. De grenzen van zware, respectievelijk zeer zware storm werden op de lichtschepen kort na elkaar bereikt op 23 december tussen 07.00 en 10.00 G.M.T. Op de noordelijke lichtschepen bleef de wind gedurende ongeveer 14 uur boven de grens van zeer zware storm, op het lichtschip Goeree gedurende ongeveer 16 uur.

2.6.2.4 Voor het bepalen van de stormduur werd in het verleden steeds gebruik gemaakt van de gereduceerde uurgemiddelden van de windsnelheid. Voor een vergelijking van de duur van deze stormen met die van vroegere stormen dienen we dus ook van deze uurgemiddelden gebruik te maken. De gereduceerde uurgemiddelden werden bepaald voor Den Helder (fig. 2.6.9). Als maatstaf werd voor vorige stormen genomen het aantal uren dat de windsnelheid boven de grens van $3 \times$ het jaargemiddelde (de 3 m-grens) lag. Aangezien in 1953 te Den Helder een nieuwe Dines-anemometer werd opgesteld, bestaat de kans dat het jaargemiddelde ten opzichte van vroeger iets is veranderd. Een betrouwbare waarde voor het jaargemiddelde kan pas over enkele jaren worden gegeven. Daarom is hier voor de 3 m-grens de afgeronde waarde van 19 m/sec genomen.

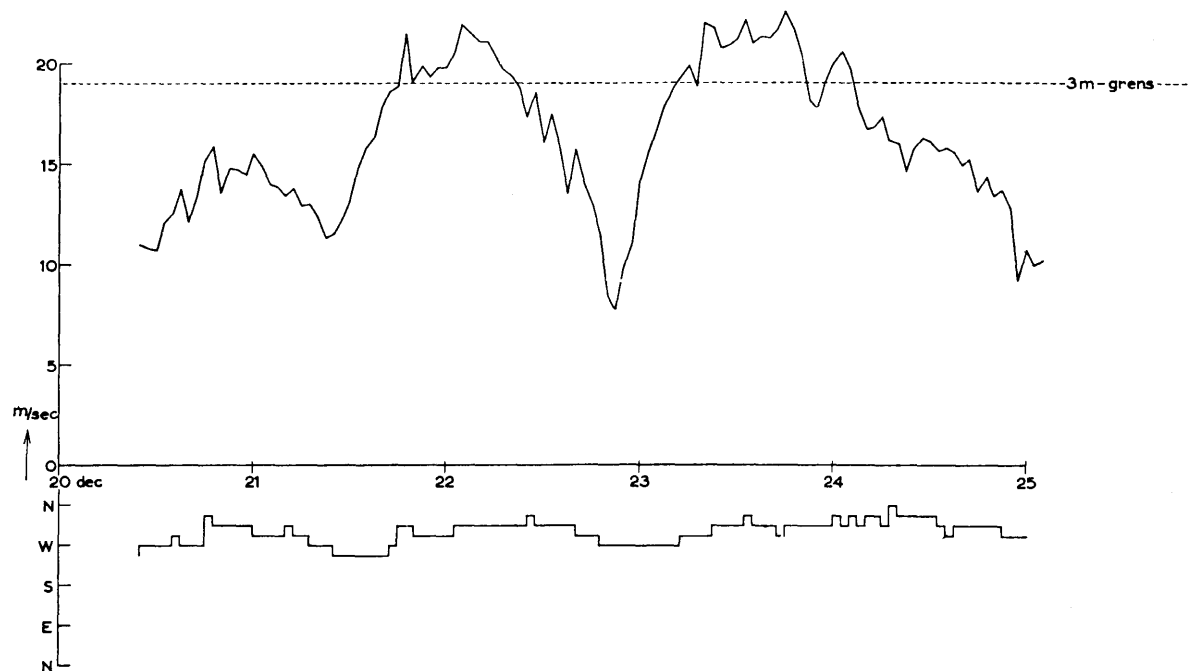


Fig. 2.6.9. Den Helder. Gereduceerde uurgemiddelden van de windsnelheid (boven) en windrichting (beneden) van 20 - 25 december 1954

Tijdens de eerste storm was de windsnelheid te Den Helder 14 uur lang boven de 3 m-grens, tijdens de tweede storm gedurende 13 uur. De duur van de tweede storm valt iets korter uit omdat twee gedeelten, één van 2 uur en één van 4 uur, door inzinkingen in de windsnelheid van de hoofdperiode gescheiden zijn en dus niet kunnen worden meegerekend.

Een vergelijking met enkele vroegere stormen geeft tabel 2.6.2.

2.6.2.5 Wat de *maximale windsnelheid* betreft, bleef de tweede storm, die de hevigste was, ten achter bij die van 1953 en 1949, toen te Den Helder resp. uurgemiddelden van 25 en 29,5 m/sec werden gemeten, tegen ditmaal maximaal 23,4 m/sec (ongereducerd).

2.6.2.6 De *windrichting* was bij deze stormen iets meer westelijk dan op 1 februari 1953. De gemiddelde windrichting tijdens de periode met zware storm was op 21/22 december 305° , op 23 december 315° , op 31 januari/1 februari 1953 325° .

Verder kwamen verschillen voor in de intensiteit, de richting en de uitgebreidheid van de verschillende stormen op de Noordzee.

Tabel 2.6.2

Den Helder	V_M	r	A_{3M}	r
30 september 1911	4,12	13	6	—
13 januari 1916	4,17	12	17	7
6 november 1921	4,62	4	16	8/9
7 april 1943	4,67	3	15	10/11
1 maart 1949	4,42	6	9	—
1 februari 1953	3,83	27/28	22	3
21/22 december 1954	3,45	—	14	—
23 december 1954	3,55	—	13	—

V_M = het maximum uurgemiddelde van de windsnelheid gedeeld door het gereduceerde langjarige gemiddelde van de windsnelheid.

r = rangnummer.

A_{3M} = duur van de storm boven de 3 m-grens (in uren).

2.6.3 De stormvloed

2.6.3.1 In tabel 2.6.3 zijn de verhogingen van de waterstand bij de hoog- en laagwaters in de periode van 21 december ongeveer 18.00 G.M.T. tot en met 24 december opgenomen voor de plaatsen: Vlissingen, Hoek van Holland, Den Helder, Kornwerderzand en Delfzijl.

Tabel 2.6.3

	Vlissingen	Hoek van Holland	Den Helder	Kornwerderzand	Delfzijl
21/12	17.15 L + 24	17.15 L + 46	17.45 H + 39	19.00 H + 130	21.20 H + 170
22/12	00.30 H + 116	01.30 H + 162	21.55 L + 112	00.40 L + 172	02.00 L + 209
	05.30 L + 240	08.00 L + 211	04.50 H + 234	05.50 H + 305	07.20 H + 281
	11.30 H + 141	12.15 H + 134	11.30 L + 196	14.35 L + 210	16.15 L + 193
23/12	18.30 L + 52	20.55 L + 37	14.35 H + 106	17.45 H + 118	20.15 H + 83
	00.00 H + 7	01.30 H + 5	23.00 L + 22	02.10 L + 37	02.55 L + 43
	06.00 L + 75	05.50 L + 78	07.00 H + 81	08.30 H + 160	09.35 H + 138
	12.40 H + 186	13.20 H + 221	10.50 L + 155	14.10 L + 225	16.10 L + 317
24/12	18.20 L + 229	22.40 L + 217	18.00 H + 227	19.55 H + 300	20.50 H + 211
	00.40 H + 123	01.40 H + 175	00.00 L + 193	03.40 L + 230	05.20 L + 184
	07.00 L + 153	08.00 L + 107	03.50 H + 130	06.50 H + 140	09.35 H + 154
	13.00 H + 49	14.30 H + 67	13.00 L + 75	15.50 L + 86	17.25 L + 117
	19.10 L + 25	21.45 L + 16	17.00 H + 37	20.30 H + 42	22.30 H + 59

De in deze tabel opgenomen uur-aanduidingen zijn uitgedrukt in Amsterdamse tijd.

Duidelijk tekenen zich de bij de twee stormen behorende afzonderlijke stormvloed af.

2.6.3.2 De maximale verhoging van de eerste stormvloed kwam voor in de ochtend van 22 december. Zij volgde op het passeren van een lage-druktrug, die in de grafieken van de geostrofische windsnelheid en van de windsnelheid zelf duidelijk tot uitdrukking komt. In het zuidwestelijk kustgebied kwam de maximale verhoging bij laagwater, in het noorden echter bij hoogwater. Daarom werden vooral aan de Friese kust zeer hoge waterstanden bereikt. De waterstanden te Kornwerderzand (N.A.P. + 386 cm) en te Harlingen (N.A.P. + 369 cm) waren resp. 13 cm en 3 cm hoger dan de standen tijdens de stormvloed van 1 februari 1953, die tot nu toe als de hoogst waargenomen standen golden.

2.6.3.3 Bij de tweede stormvloed kwam de grootste verhoging te Vlissingen voor op 23 december bij het laagwater van 18.20 uur. Te Hoek van Holland was de verhoging bij het hoogwater van 23 december 13.20 uur en het daaropvolgende laagwater in de avond ongeveer even groot.

Bij hoogwater was de waterstand te Hoek van Holland omstreeks N.A.P. + 3 m, de opzet 221 cm.

In Den Helder en Kornwerderzand kwam de grootste verhoging bij het hoogwater in de avond van 23 december. De opzet was ongeveer gelijk aan die van de dag te voren.

Zij volgde hier direct op de trog van lage druk, die vooral op het diagram van de geostrofische windsnelheid in het Waddengebied (fig. 2.6.3) als een duidelijk maximum uitkomt. Na dit maximum nam de geostrofische windsnelheid in het Waddengebied snel af. Hieruit is te verklaren dat de verhoging te Delfzijl, die bij het laagwater te 16.10 uur 317 cm bedroeg, in de loop van de avond snel afnam en bij het hoogwater te 20.50 uur nog maar 211 cm was.

Met behulp van tabel 2.6.4 kunnen ten slotte de opzetten van beide stormen te Hoek van Holland vergeleken worden met de grootste die sinds 1898 zijn voorgekomen.

Tabel 2.6.4

*Ranglijst gevallen met opzet > 190 cm (bij hoog- en laagwater)
te Hoek van Holland*

— 1 februari 1953	304 cm V	8 april 1943	209 cm E
13 januari 1916	232 cm V	28 januari 1901	203 cm E
23 december 1954	221 cm V	7 januari 1905	200 cm E
31 december 1921	219 cm E	12 maart 1906	193 cm V
22 december 1954	211 cm E	30 december 1904	193 cm V

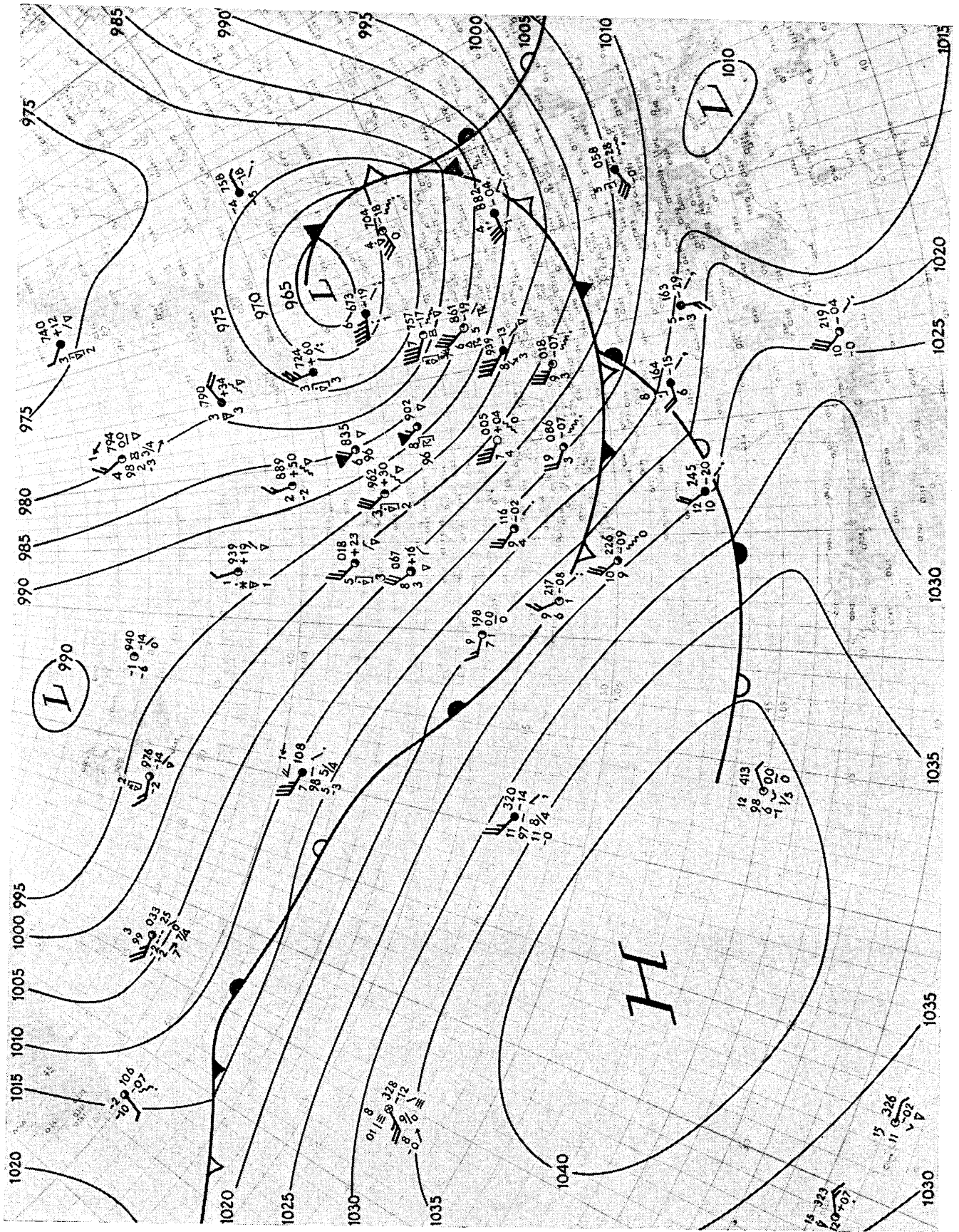
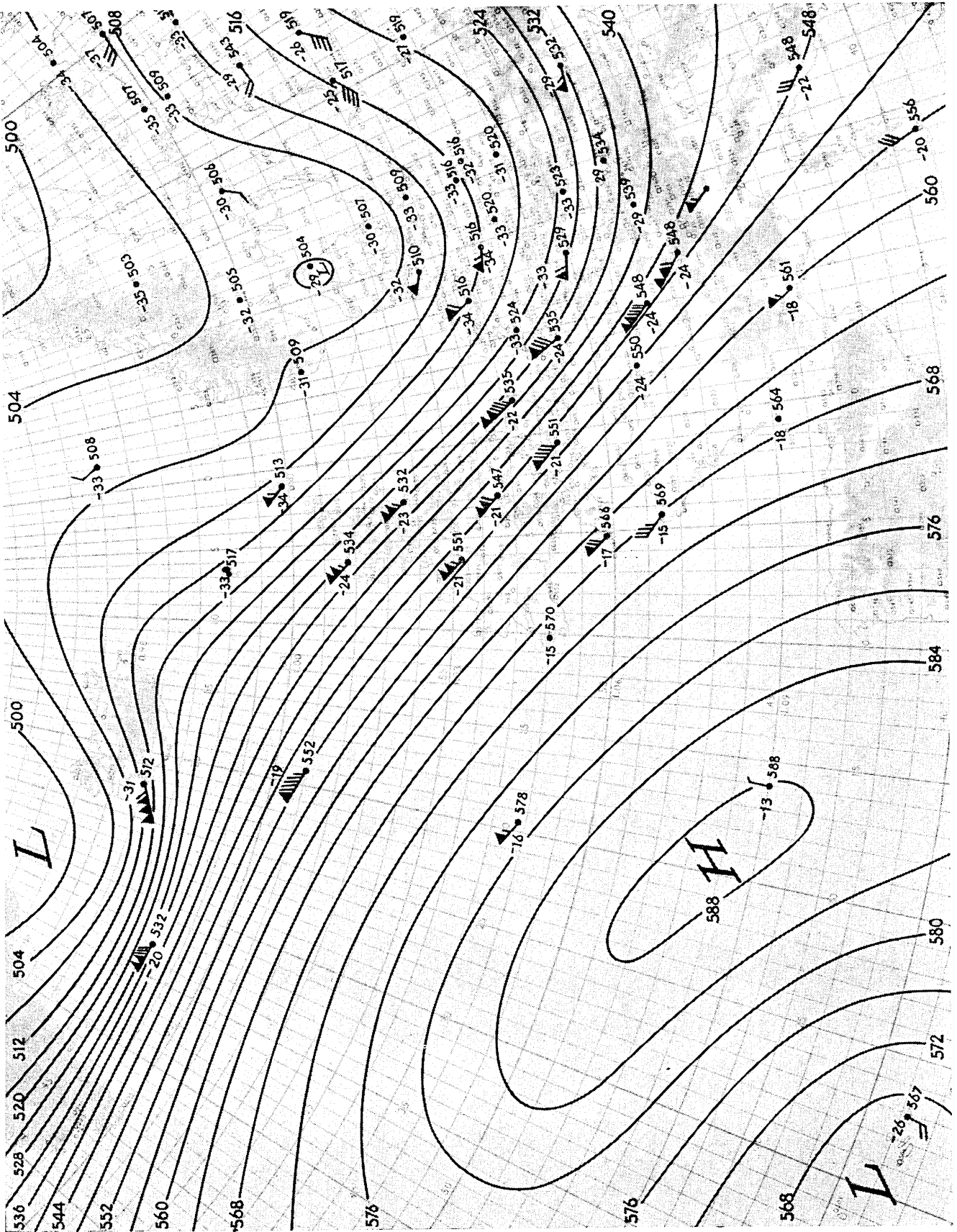


Fig. 2.6.10. Weerkaart van 22 december 1954 00.00 G.M.T.



I-2.6

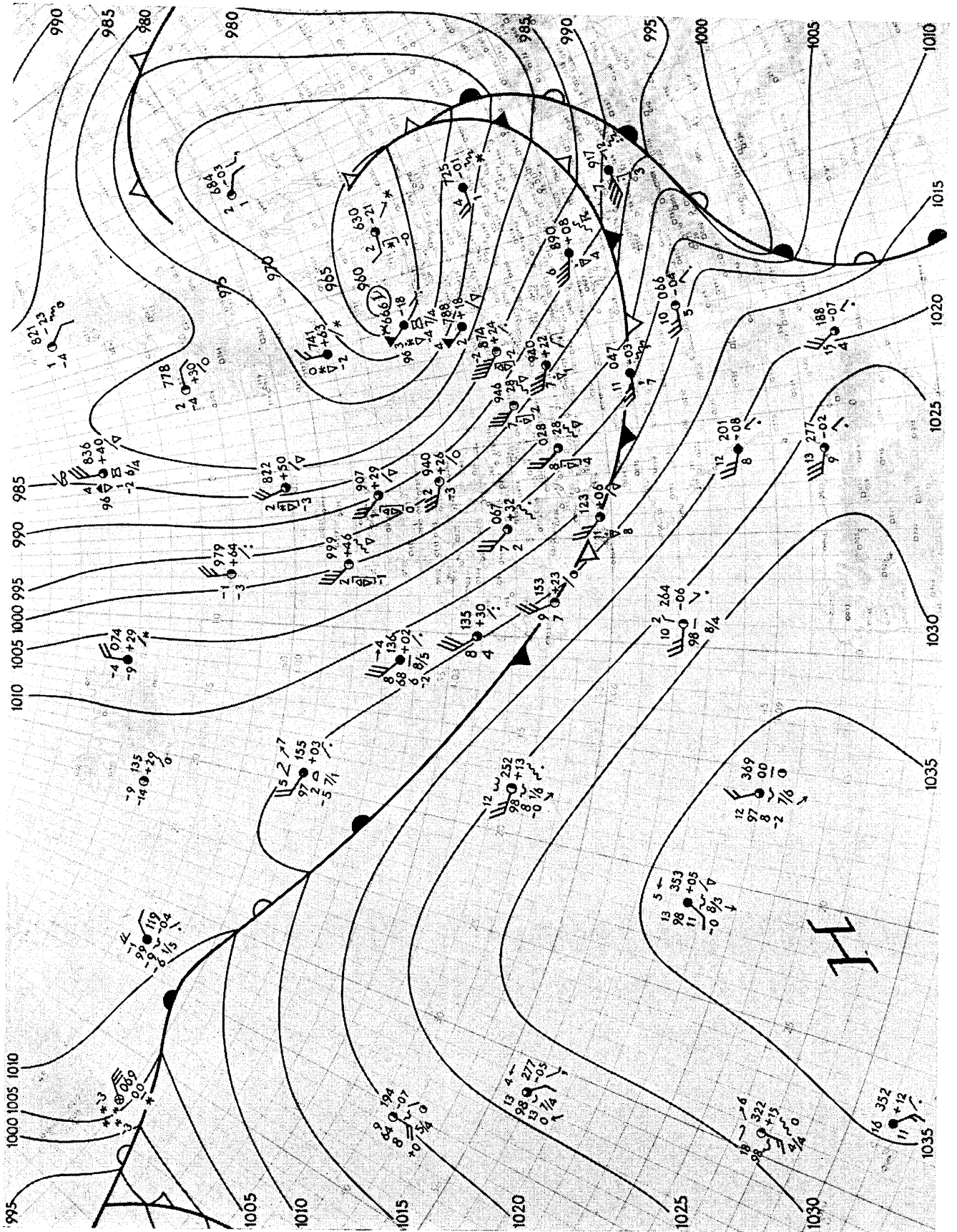
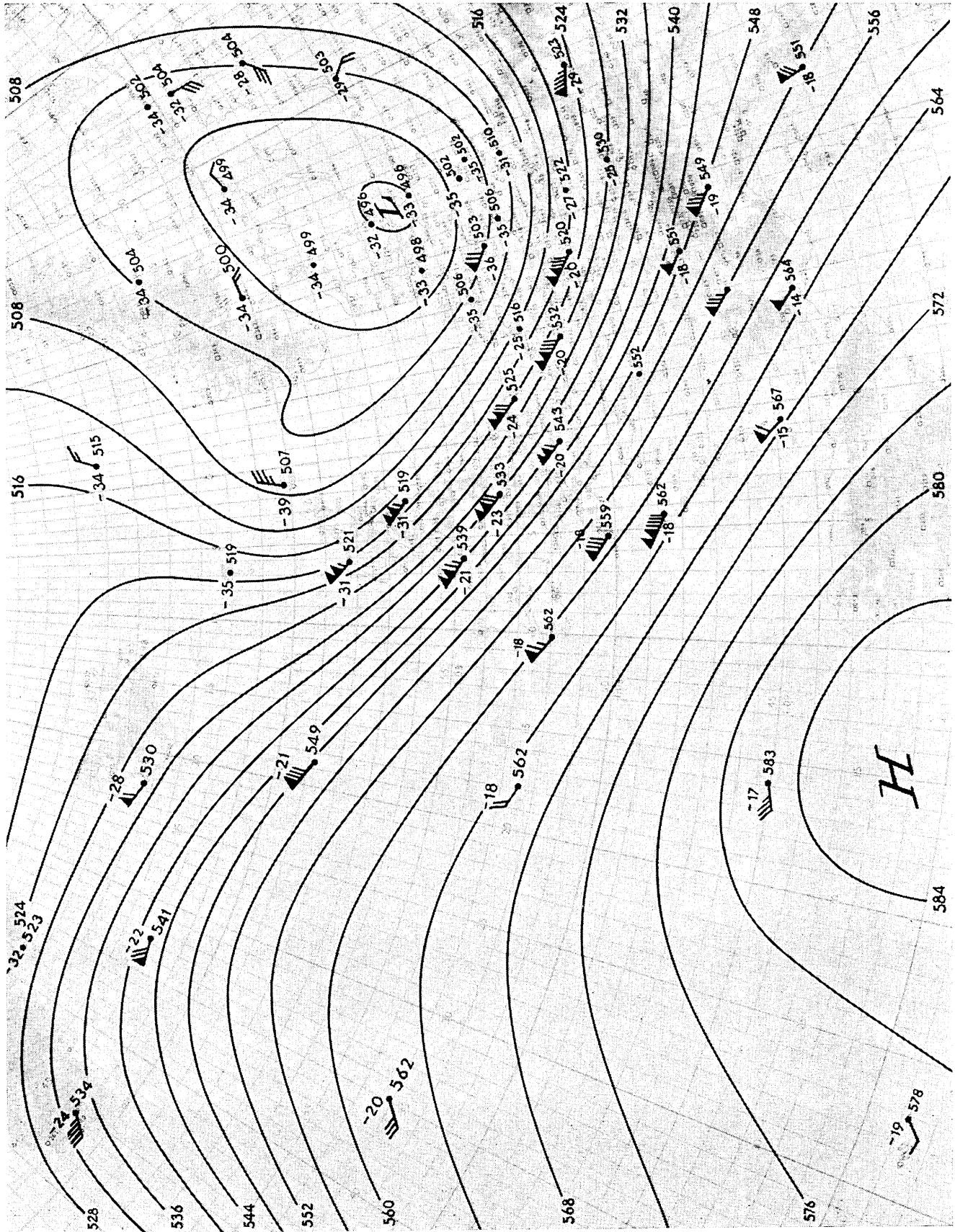


Fig. 2.6.12. Weerkaart van 23 december 1954 12.00 G.M.T.



I-2.6

2.7 De frequentieverdeling van de tijdsintervallen tussen opeenvolgende noordwesterstormen en de onderlinge afhankelijkheid in het optreden van deze stormen

Summary

The frequency distribution of the time intervals between successive north-westerly storms

In this paragraph the phenomenon of „twin storms” has been considered. In fig. 2.7.2 the histogram of the time intervals, k (in days), between successive storms is given, together with the theoretical distribution (up to $k = 100$) based on the assumption of an annual cycle (2.7.3) and of mutual independence of successive storms. The frequency of the cases $k = 2$ and $k = 3$ proves to be significantly larger than corresponds with the theoretical distribution.

The statistical testing of the independence of successive storms is carried out in 2.7.5. From this test it must be concluded that two or three days after a storm another storm is more likely to occur than in the case of mutual independence.

A paper in English on this subject is published in *Statistica Neerlandica*, 11-3, 1957.

Résumé

Répartition de la fréquence des intervalles entre les tempêtes du nord-ouest successives

Ce paragraphe traite du phénomène des „tempêtes jumelles”. La fig. 2.7.2 est un histogramme des intervalles k (en jours), qui séparent les tempêtes successives. Elle montre aussi la répartition théorique (jusqu'à $k = 100$), pour laquelle les tempêtes sont supposées se produire selon un cycle annuel (2.7.3) et être indépendantes entre elles. La fréquence des cas $k = 2$ et $k = 3$ se trouve être significativement plus grande que celle qui correspondrait à la répartition théorique.

Un examen statistique de l'indépendance des tempêtes successives est présenté en 2.7.5. De cette examen on peut conclure que, deux ou trois jours après une tempête, la probabilité d'une autre tempête est assez grande pour exclure l'hypothèse d'indépendance.

Une communication en anglais sur ce sujet est publiée dans la revue *Statistica Neerlandica*, 11-3, 1957.

2.7.1 Inleiding

Het optreden van twee vrij zware stormen kort na elkaar in december 1954 vestigde de aandacht op wat men zou kunnen noemen: „het verschijnsel van de tweelingstorm”. Nu ligt in deze benaming „tweelingstorm” (ook wordt wel „dubbelstorm” gebruikt) eigenlijk de gedachte opgesloten dat de twee stormen bij elkaar behoren, iets met elkaar te maken hebben of, m.a.w. niet onafhankelijk van elkaar optreden. Te onderzoeken of dit inderdaad het geval is, is het doel van deze paragraaf. Het probleem kan als volgt worden geformuleerd:

„Is het optreden van een storm op een zekere dag onafhankelijk van het al dan niet optreden van een storm kort te voren of niet?”

Het is van belang deze vraag te kunnen beantwoorden in verband met de mogelijkheid van resonantie-effecten die tot extra hoge waterstanden aanleiding kunnen geven, terwijl bovendien een tweede storm, die op zichzelf misschien niet gevaarlijk zou zijn, in verband met de reeds door een eerste storm veroorzaakte schade en verzwakkingen van dijken enz., toch zeer gevaarlijk kan worden als hij kort na de andere optreedt.

2.7.2 De basisgegevens

Voor het onderzoek is gebruik gemaakt van de waarnemingen van Den Helder van 1903–1953. In eerste instantie is het materiaal gesplitst in twee perioden, nl. I: tot 1-7-1922 en II: van 1-7-1922 af. Dit is gedaan omdat het materiaal niet homogeen is. In 2.5.6 „Statistisch onderzoek van noordwesterstormen”, is er op gewezen dat de waarnemingen tot 1922 niet geheel betrouwbaar zijn. Voor de onderhavige studie is echter alleen gebruik gemaakt van de datum waarop het stormmaximum valt en van deze mogen we stellig wel aannemen dat ze niet door eventuele onnauwkeurigheid in de waarnemingen is beïnvloed.

Voor de verdere homogenisering van het materiaal zijn de z.g. triviale gevallen van afhankelijkheid verwijderd. Dit zijn „tweelingstormen” die, volgens de weerkaarten, duidelijk bij een zelfde depressie behoren. Als nl. een depressie, hetzij in vorm, hetzij in baan, onregelmatigheden vertoont, kan het gebeuren, dat op een vaste plaats op aarde de windsnelheid tijdelijk beneden de in de definitie van storm gestelde grens van $1\frac{1}{2} \bar{w}$ daalt, waarbij \bar{w} de gemiddelde windsnelheid is over de beschouwde

periode (zie 2.5.1). Volgens deze definitie zijn er dus twee stormen. Het is duidelijk dat een dergelijk tweetal stormen voor het doel van deze paragraaf als één storm dient te worden beschouwd.

De basisgegevens worden gevormd door de waarnemingen van de gebeurtenis: Dag j is een „stormdag” (notatie S_j) of het alternatief: Dag j is geen „stormdag” (notatie \bar{S}_j).

Onder „stormdag” wordt daarbij verstaan de dag waarop het maximum uurgemiddelde van de windsnelheid tijdens een storm valt, terwijl het jaar wordt gerekend van 1 juli ($j = 1$) tot 30 juni ($j = 365$) (of 29 juni bij een schrikkeljaar).

2.7.3 De jaarlijkse gang van de stormkans

Het doel van het onderzoek is in de eerste plaats de bepaling van de frequentieverdeling van de tijdsintervallen tussen de stormen. Als de dagelijkse kans op een storm het gehele jaar even groot is, is de theoretische verdeling van de intervallen zeer eenvoudig te bepalen. Het is dan nl. een negatieve binomiale verdeling. Het is echter duidelijk dat het aanwezig zijn van een jaarlijkse gang in de stormkans de vorm van de frequentieverdeling zal beïnvloeden. Enerzijds zal de grotere stormkans in de winter ten gunste van korte intervallen werken; anderzijds zal de kleinere kans in de zomer ten gunste van langere intervallen werken.

Om rekening te kunnen houden met de jaarlijkse gang moet deze in een formule worden uitgedrukt. We kiezen hiervoor een goniometrische functie:

$$q_j = \alpha + \beta \sin\left(\frac{2\pi j}{D} + \varphi\right) \quad (1)$$

Hierin geeft

$j = 1, \dots, D$ de dag van het jaar aan,

en q_j de kans dat dag j een stormdag is (dat is dus de kans op S_j).

In fig. 2.7.1 zijn voor beide perioden histogrammen van de stormdag-frequenties per decade uitgezet; hierbij is de juiste lengte van de derde decade in aanmerking genomen; de schrikkeldecade is verwaarloosd. Langs de ordinaat zijn de gemiddelde aantallen per dag (Nq_j , als N het aantal jaren van de periode is) uitgezet. Vermenigvuldiging met de lengte van de decade geeft het aantal per decade.

Passen we aan deze histogrammen de formule (1) aan, dan vinden we:

$$\text{Periode I} \quad q_j = 0,0292 + 0,01915 \sin\left(\frac{2\pi j}{D} - 73^\circ\right) \quad (2)$$

$$\text{Periode II} \quad q_j = 0,0195 + 0,0143 \sin\left(\frac{2\pi j}{D} - 76^\circ 36'\right) \quad (3)$$

Een toetsing met behulp van de χ^2 -toets of het statistisch verantwoord is de sinusfunctie (1) als jaarlijkse gang te gebruiken, levert overschrijdingskansen van resp. 0,25 en 0,60. Aangezien deze waarden ver boven de 5%-grens liggen, mogen de afwijkingen tussen histogram en de aangepaste sinusfunctie aan het toeval worden toegeschreven.

2.7.4 De verdeling van de tijdsintervallen tussen de stormen

Als tijdsinterval van de lengte k (kortweg „ k -interval”) wordt gedefinieerd: Een periode waarbij een dag j een stormdag is, de dagen $j + 1, j + 2, \dots, j + k - 1$, geen stormdagen zijn, en de dag $j + k$ weer een stormdag is, of in symbolen:

$$S_j, \dots, \bar{S}_\alpha, \dots, S_{j+k} \quad (\alpha = j + 1, \dots, j + k - 1)$$

Uit de gegevens van de twee perioden I en II zijn de frequenties waarmee de k -intervallen, met opeenvolgende waarde van k , voorkomen, bepaald. In fig. 2.7.2 zijn deze frequenties (A_k) in histogrammen weergegeven.

Deze verdeling dient nu te worden vergeleken met die, welke de k -intervallen zouden vertonen indien het optreden van stormen volkomen onafhankelijk van elkaar zou plaatsvinden. Om deze laatste verdeling te berekenen, wordt gebruik gemaakt van de jaarlijkse gang zoals die door de formules

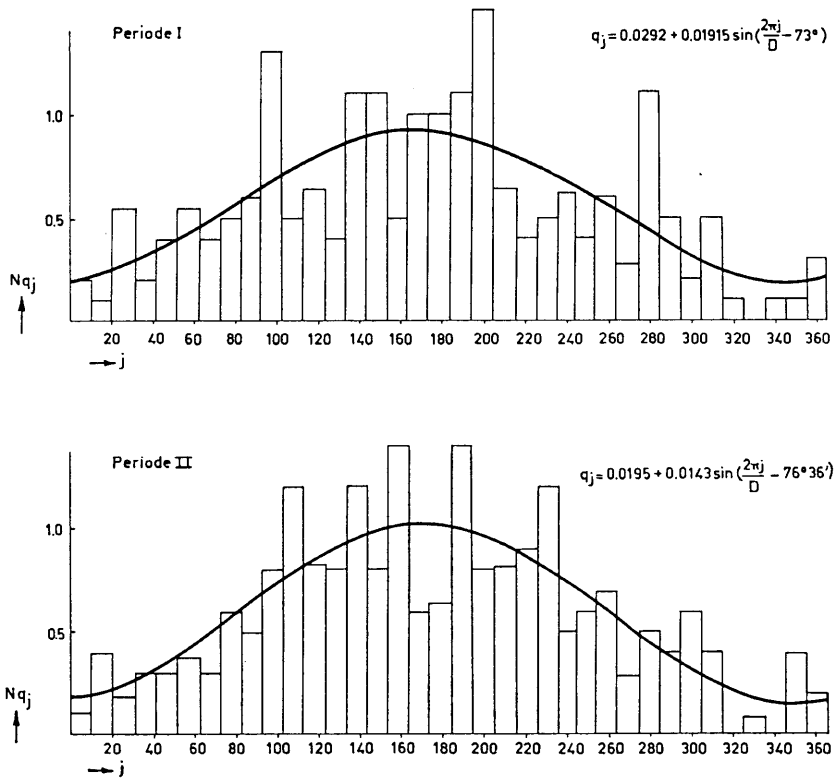


Fig. 2.7.1. De jaarlijkse gang van de dagelijkse stormkans

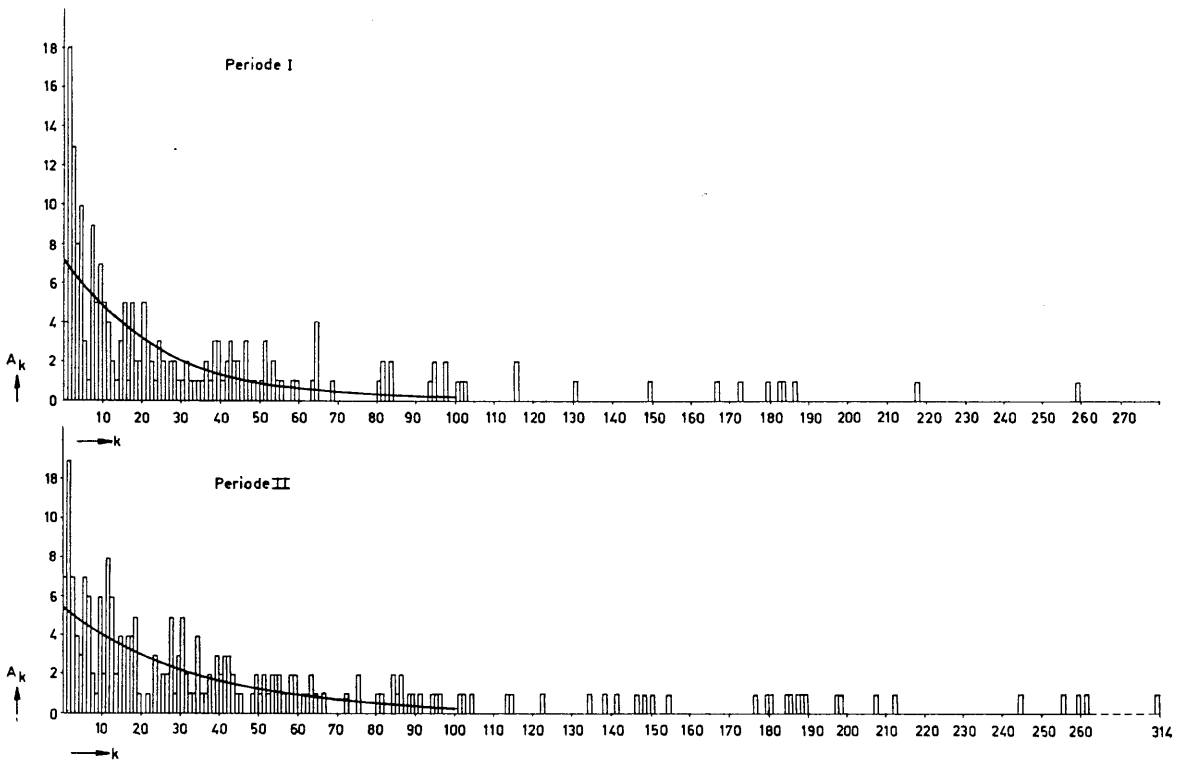


Fig. 2.7.2. Histogrammen van de intervallengten (in dagen; k) tussen opeenvolgende NW-stormen te Den Helder

(2) en (3) wordt gegeven. Voor de verwachtingswaarde van het aantal k -intervallen, ingeval van onderlinge onafhankelijkheid der stormen, laat zich de volgende formule afleiden [1]:

$$E(A_k) = ND(1-\alpha)^{k-1} \left(\alpha^2 + \frac{1}{2} \beta^2 \cos \frac{2\pi k}{D} \right) J_0(iB) + 2\alpha\beta \cos \frac{2\pi k}{D} \cdot i J_1(iB) - \frac{1}{2} \beta^2 \cdot J_2(iB) \quad (4)$$

waarin:

$$B = \frac{D\gamma}{\pi} \sin \frac{(k-1)\pi}{D};$$

N = aantal jaren van de beschouwde periode;

α, β = constanten uit (1);

$$\gamma = \frac{\beta}{1-\alpha};$$

J_r = Besselfunctie van de orde r ;

i = de imaginaire eenheid.

De betrekking is niet geheel exact maar vormt een goede benadering, die geldt zolang k niet al te groot is (hoogstens 100 bij waarden van α en β als in (2) en (3)).

In fig. 2.7.2 geeft de getrokken lijn het verloop van (4) aan.

De vraag die nu moet worden gesteld is: Zijn histogram en theoretische verdeling met elkaar in overeenstemming? Of, m.a.w., is de onderstelling van onafhankelijkheid in het optreden van stormen juist?

In eerste instantie is men geneigd de aanpassing te toetsen met behulp van de χ^2 -methode. Echter is hier een groot bezwaar tegen: Een voorwaarde voor het toepassen van de χ^2 -methode is nl., dat alle elementen die bijdragen tot het aantal in een bepaalde cel (in ons geval dus ieder k -interval met een vaste k -waarde) dezelfde kans van optreden moeten hebben. Hieraan wordt door de k -intervallen niet voldaan tengevolge van de jaarlijkse gang.

Een tweede bezwaar is het volgende: Als het verschil tussen histogram en theoretische verdeling significant zou blijken te zijn, zou dit i.p.v. aan afhankelijkheid in het optreden van de stormen, ook nog kunnen worden toegeschreven aan verschillen in de aantallen stormen per jaar. Dit laatste zou dan dus eerst afzonderlijk moeten worden getoetst. In verband met het eerste bezwaar is de toetsing niet met behulp van de χ^2 -methode uitgevoerd en is de afleiding van (4) slechts gebruikt om het, op zichzelf interessante, aanschouwelijke beeld van fig. 2.7.2 te construeren.

2.7.5 Toetsing van de afhankelijkheid in het optreden van stormen

Voor de toetsing is gebruik gemaakt van een methode die door HEMELRIJK is voorgesteld. Er wordt daarbij uitgegaan van de volgende nulhypothese:

De kans dat dag $j+k$ een stormdag is, wanneer dag j een stormdag is, is even groot als de kans dat dag $j+k$ een stormdag is, wanneer dag j geen stormdag is.

In symbolen:

$$P(S_{j+k} | S_j) = P(S_{j+k} | \bar{S}_j)$$

Deze vorm van de nulhypothese suggereert reeds de mogelijkheid om van z.g. dubbele dichotomieën gebruik te maken. Dubbele dichotomieën zijn schema's van de volgende vorm:

$$\begin{array}{ccc} S_{j+k} & \bar{S}_{j+k} & \\ S_j & a & b \quad r = a+b \\ \bar{S}_j & c & d \quad t = c+d \\ n = a+c & m = b+d & N = a+b+c+d, \end{array}$$

waarbij a het aantal gevallen (S_j, S_{j+k}) is, enz.

Voor vaste j en k zijn de aantallen a, b, c en d uit te tellen. Onder de nulhypothese zal de kans $P(S_{j+k} | S_j)$ gelijk zijn aan $\frac{r}{N} \cdot \frac{n}{N}$, of beter gezegd, $\frac{rn}{N^2}$ is een schatting van deze kans. a zal dan onge-

veer gelijk moeten zijn aan $N \cdot \frac{rn}{N^2} = \frac{rn}{N}$. De waargenomen waarde van a kan nu vergeleken worden met deze verwachtingswaarde $\frac{rn}{N}$. Het is bekend hoe groot het verschil tussen de waargenomen waarde van a en $\frac{rn}{N}$ hoogstens mag zijn opdat de nulhypothese nog acceptabel is.

Het is niet nodig om de toets voor iedere j afzonderlijk uit te voeren. Er zijn methoden om voor vaste k alle uitkomsten voor opeenvolgende waarden van j te combineren. Hieruit is (voor iedere k) een toetsingsgrootheid x_k te vinden die bij benadering normaal verdeeld is met een gemiddelde: 0 en een spreiding: 1. Voor een volledige beschrijving van de toepassing van deze methode (waarbij verschillende voorzorgen worden genomen om ongewenste afhankelijkheden te vermijden) wordt weer naar het artikel in *Statistica Neerlandica* [1] verwezen. Hier moge worden volstaan met het vermelden van de uitkomsten van de x_k -waarden.

Om het materiaal zo homogeen mogelijk te maken is iets anders gegroepeerd dan in het eerste deel van het onderzoek. Twee jaren met zeer veel stormen zijn buiten beschouwing gelaten; de overige jaren zijn in drie ongeveer even grote groepen verdeeld en wel als volgt:

a: jaren met minder dan 7 stormen (14)

b: jaren met 7, 8 of 9 stormen (16)

c: jaren met meer dan 9 stormen (17)

De resultaten zijn:

k	2	3	4	5	6	7	10	15
a	+1,42	-0,80	-0,89	-0,81	-0,41	+0,87	+1,15	-0,27
b	+3,75	+2,12	+0,38	+1,81	-0,32	+1,09	-1,26	+1,27
c	+1,94	+3,49	-0,18	+0,99	-0,14	+0,81	+1,17	-0,58
Simultaan	+4,00	+3,70	-0,19	+1,60	-0,44	+1,62	+0,56	+0,15

De laatste regel van de tabel geeft het resultaat van de combinatie van de drie x_k -waarden voor a , b en c tot een nieuwe x_k -waarde die eveneens normaal verdeeld is met gemiddelde 0 en spreiding 1. Het is hierdoor mogelijk één uitspraak (over een vaste k) te doen die op het hele materiaal betrekking heeft terwijl toch de homogenisering door het splitsen in drie groepen behouden blijft.

Simultaan gezien zijn de x_k -waarden voor $k = 2$ en $k = 3$ ver boven de éézijdige significantiegrens 1,64 (het 5%-punt van de normale verdeling), zodat voor deze waarde van k de nulhypothese moet worden verworpen. Voor $k > 3$ is er geen reden de nulhypothese te verwerpen. Hieruit volgt als eindconclusie:

Twee of drie dagen na een storm is de kans op het optreden van een volgende storm groter dan na enkele stormvrije dagen en wel 2 à 3 maal zo groot.

Het feit dat de x_k -waarde voor $k = 2$ en $k = 3$ bij groep a beneden de 5%-grens blijft en bij de groepen b en c er boven komt, suggereert dat het afhankelijkheidseffect niet aanwezig is in stormarme jaren. Het is echter gevaarlijk hier zonder meer toe te concluderen. Het is nl. ook mogelijk dat het effect er wel is, maar dat, wegens het geringe aantal stormen in deze groep, het onderscheidingsvermogen van de toets voor dit geval niet groot genoeg is. Anderzijds kan het ook zijn, dat het afhankelijkheidseffect vooral in bepaalde jaren werkzaam is en dat daardoor het aantal stormen in die jaren zo groot wordt dat zij overwegend in groep b of groep c terecht komen; in groep a zouden dan voor het merendeel de jaren komen waarin het effect niet werkzaam is. In hoeverre deze mogelijkheden werkelijk aanwezig zijn is niet nader onderzocht.

Wel moge ten slotte worden opgemerkt, dat het ook op grond van synoptisch-meteorologische overwegingen verklaarbaar is, dat in sommige jaren het voorkomen van korte intervallen tussen opeenvolgende stormen uitgaat boven hetgeen volgens het toeval zou mogen worden verwacht. Stormen zijn immers gebonden aan het optreden van bepaalde circulatiepatronen (Grosswetterlagen, zie o.a. 2.3). Tijdens de voor het ontstaan van stormen gunstige situaties zullen zij zich veelal met grote frequentie ontwikkelen (vergelijk ook de klassieke opvatting van het golvende polaire front!), terwijl in periodes met andere Grosswetterlagen stormen vrijwel geheel uitblijven.

Literatuur:

1. *P. J. Rijkoort* The occurrence of „twin” storms from the North West on the Dutch coast. en *J. Hemelrijk* Statistica Neerlandica, 11, No 3, 121-130, 1957.

3.0 BESCHOUWINGEN OMTRENT WINDEFFECTEN EN WATERHOOGTEN LANGS DE NEDERLANDSE KUST

3.1 Evenwichtstheorie van de windinvloeden op de waterstanden langs de Nederlandse kust

Summary

A method of computing wind effects on sea levels along the Netherlands coast from the wind field over the North Sea and the Channel

This section deals with the theoretical development of a method of computing the effect of the wind on the sea levels along the Netherlands coast from the wind field over the North Sea and the Channel. This method may be called an equilibrium method, since its basic idea is that the main part of the wind effect is what may be called the equilibrium effect (i.e. the effect that would be present at a certain moment if the wind field prevailing at that moment had been stationary all the time) and that the actual wind effect may be derived from the equilibrium effect by applying certain corrections taking into account the dynamic effects when non-stationary.

The basis of this method has been laid by SCHALKWIJK, who constructed graphs for finding the equilibrium effect at Hook of Holland from the pressure field over the North Sea and the Channel. In the present study this method is extended in two respects. First, it is extended to other places of the Netherlands coast. Secondly, it is developed in such a way that inhomogeneities of the wind field over the southern part of the North Sea are now taken into account, this field being divided into three sub-fields, whereas in the original SCHALKWIJK method it was treated as a whole.

The dependence of the equilibrium effect, or height, on the wind field is found as follows. In a shallow sea with sufficiently strong tidal currents the equations of motion may be integrated vertically and be linearized with a fair degree of approximation. In the equilibrium state the slope of the sea surface is then determined by the wind stress on the water and by the volume transport of the current, which gives a Coriolis force and a bottom friction stress (the latter being supposed to depend linearly on the volume transport of the current). Using as a boundary condition that at the northern edge of the North Sea the equilibrium effect is kept at zero by the ocean, one can then compute the height at an arbitrary place as the sum of (1) a part depending on the wind stress field only, and independent of the current field, and (2) a part depending on the current field. These two parts may be called the static effect and the current effect, respectively.

The current transport can be computed from the wind stress field by means of the equation obtained from the two-dimensional vector equation of motion (mentioned above) by taking the curl of both its members, combined with the proper boundary conditions. For the latter it makes a great difference whether the sea is closed on one side or has an opening acting as a „leak” in case of a storm surge. It may easily be seen that the total current transport may be regarded as composed of three components: a wind shear current (which vanishes identically with the curl of the wind stress), a bottom slope current (which vanishes identically with the bottom slope) and a „leak” current. Correspondingly, the current effect may also be understood as composed of a „wind shear effect”, a „bottom slope effect” and a „leak effect”.

For practical computational purposes, the wind field acting upon the water may be schematized into a pattern of subfields, few in number, each of which has a uniform wind. Since the equations involved are linear, the wind effect at a particular place may be considered as being built up from the contributions of the sub-fields, taken separately.

This mathematical model has three parameters that have to be determined empirically, viz. (a) the proportionality factor linking the bottom friction stress to the current transport, (b) a „leak parameter” linking the „leak effect” to the sum of the other effects, and (c) the „roughness parameter”, linking the wind stress to the square of the gradient wind velocity, this parameter being supposed to be a function of wind-direction.

If, then, a quantitative relation between the winds of the sub-fields and the wind effect at one particular place has been determined empirically, the above parameters may be computed and the relation between the wind field and the equilibrium wind effect at any other place of the coast may be computed. This can be done for various places of the continental coast of the southern North Sea, the empirical basis being given by SCHALKWIJK's data for Hook of Holland.

A full account of this investigation has been published by WEENINK [26, 27].

Résumé

Méthode pour calculer l'influence du vent sur les niveaux de la mer le long de la côte hollandaise, à partir du champ du vent au-dessus de la mer du Nord et de la Manche

Cette section traite le développement théorique d'une méthode pour calculer l'effet du vent sur les niveaux superficiels de la mer le long de la côte hollandaise à partir du champ du vent au-dessus de la mer du Nord et de la Manche. Cette méthode peut être appelée une méthode d'équilibre, car elle est basée sur l'idée fondamentale que la partie principale de l'effet du vent est ce qu'on peut nommer l'effet d'équilibre (c'est à dire l'effet qui se serait produit à un certain moment si le champ du vent dominant en ce moment eût été stationnaire pendant tout le temps) et que l'effet

réel du vent peut être déduit de cet effet d'équilibre à l'aide de certaines corrections, qui tiennent compte des effets dynamiques si ce champ n'est pas stationnaire.

La base de cette méthode est due à SCHALKWIJK, qui a construit des diagrammes dans le but de trouver pour Hoek van Holland l'effet d'équilibre du champ du vent au-dessus de la mer du Nord et de la Manche. L'étude en question étend cette méthode à deux points de vue : elle comprend aussi d'autres endroits de la côte hollandaise et elle est développée de façon à tenir compte des inégalités du champ du vent au-dessus de la partie sud de la mer du Nord, laquelle est divisée en 3 zones, alors que dans la méthode SCHALKWIJK originale elle était traitée comme un tout.

Le rapport entre l'effet d'équilibre et le champ du vent peut être trouvée comme suit. Dans une mer peu profonde et où les courants de marée sont assez forts, les équations de mouvement peuvent être intégrées verticalement et peuvent être linearisées avec une assez bonne approximation. A l'état d'équilibre la pente de la surface de la mer est déterminée par la tension du vent sur l'eau et par le volume d'eau transport  par le courant, ce qui donne une force de Coriolis et une force de frottement sur le fond (celle-ci est supposée être fonction linéaire du volume d'eau transport  par le courant). Supposant qu'à la limite nord de la mer du Nord l'effet d'équilibre est maintenu à zéro par l'Océan, on peut alors calculer le niveau de la mer à un point quelconque. Ce niveau est, en effet, la somme (1) d'une composante dépendant du champ du vent seulement et indépendante du champ du courant, et (2) une composante dépendant du champ du courant. Ces deux composantes peuvent être appelées effet statique et effet du courant respectivement.

Le volume d'eau transport  par le courant peut être calculé à partir de la tension du champ du vent au moyen de l'équation, déduite de l'équation vectorielle bidimensionnelle de mouvement (mentionné ci-dessus) en prenant la rotation des deux membres, en combinaison avec les conditions propre de limite. Ces conditions sont, en effet, très importantes. Il fait une grande différence pour celles-ci suivant que la mer est fermée d'un côté ou qu'elle a une ouverture fonctionnant comme une voie d'eau en cas d'une onde de tempête. Il est montré que dans le cas en question le courant peut être considéré comme étant constitué de trois composantes : un courant dû à la rotation du champ du vent (lequel disparaît indistinctement avec la rotation du champ du vent), un courant dû à la pente du fond (lequel disparaît identiquement avec la pente du fond) et un courant dû à la voie d'eau. De même l'effet du courant peut être considéré comme étant composé d'un „effet de la rotation du vent”, d'un „effet de la pente du fond” et d'un „effet de voie d'eau”.

Pour faciliter le calcul, le champ du vent agissant sur l'eau peut être réduit à un modèle comprenant un petit nombre de zones à vents uniformes. Puisque les équations sont linéaires, l'effet du vent à un certain endroit peut être considéré comme étant composé des contributions individuelles des zones.

Cette représentation mathématique a trois paramètres, lesquels doivent être déterminés empiriquement, à savoir : (a) le facteur de proportionalité du rapport entre la tension de frottement du fond et le volume d'eau transport  par le courant ; (b) un „paramètre de voie d'eau” qui définit le rapport entre l'effet de voie d'eau et la somme des autres effets, et (c) le „paramètre de rugosité” qui définit le rapport entre la tension du vent et le carré de la vitesse du vent, ce paramètre étant supposé être fonction de la direction du vent.

Le rapport quantitatif entre les vents des zones et l'effet du vent à un endroit quelconque une fois déterminé empiriquement, les paramètres susmentionnés peuvent être calculés, ainsi que le rapport entre le champ du vent et l'effet d'équilibre du vent à tout autre endroit de la côte. Ce calcul peut être effectué pour divers endroits de la côte continentale de la partie sud de la mer du Nord, la base empirique étant donnée par les diagrammes de SCHALKWIJK pour Hoek van Holland.

Un compte-rendu complet de cette investigation a été publié par WEENINK [26, 27].

3.1.1 *Inleiding*

Deze paragraaf beoogt de theoretische achtergrond uiteen te zetten van de uitbreiding die gegeven is aan het door SCHALKWIJK verrichte onderzoek naar het verband tussen het windveld en de daardoor veroorzaakte verhoging, c.q. verlaging, van de waterspiegel – het zogenaamde „windeffect” – te Hoek van Holland [1]. Deze uitbreiding heeft enerzijds betrekking op het opstellen van een soortgelijk verband voor andere plaatsen langs onze Noordzeekust en anderzijds op het verfijnen van dergelijke betrekkingen door de windverdeling op de Noordzee meer gedetailleerd in de beschouwingen te betrekken. Deze uitbreiding en verfijning van de resultaten van SCHALKWIJK berusten op een semi-theoretische werkwijze. Op grond van theoretische overwegingen betreffende het verband tussen de wind-effecten op verschillende plaatsen kunnen namelijk, uitgaande van de empirische windeffectdiagrammen voor Hoek van Holland (waarin het genoemde verband tussen wind en verhoging of verlaging van de waterstanden overzichtelijk is weergegeven) soortgelijke diagrammen berekend worden voor een aantal andere plaatsen langs onze Noordzeekust. Voor deze plaatsen hebben we gekozen: Vlissingen, Den Helder en Borkum, terwijl we ook de plaatsen Calais enerzijds en Cuxhaven anderzijds in onze beschouwingen hebben opgenomen.

Deze semi-theoretische, semi-empirische werkwijze heeft twee voordelen boven de zuiver-empirische. In de eerste plaats voert ze sneller tot het doel dan het voor al deze plaatsen geheel op empirische basis samenstellen van dergelijke diagrammen. Dit zou namelijk impliceren dat van een zeer groot

aantal windsituaties het windveld boven de Noordzee en het Kanaal van de weerkaarten opgemeten zou moeten worden en de bijbehorende verhogingen van de waterstanden in de betrokken plaatsen daarmee gecorreleerd zouden moeten worden. Voorts verschaft de gevolgde werkwijze een kwantitatief inzicht in het mechanisme van de stormvloeden, doordat het voor de genoemde extrapolatie noodzakelijk is de diagrammen samen te stellen uit de door de verschillende werkzame factoren veroorzaakte componenten, welke aldus in hun onderlinge verhoudingen bekend worden.

De naast de uitbreiding genoemde verfijning betreft een verder gaande verdeling van de Noordzee in vakken. SCHALKWIJK schematiseerde het windveld boven de Noordzee zodanig, dat elk windveld werd vervangen door een homogeen windveld boven de noordelijke helft en een homogeen windveld boven de zuidelijke helft. In de praktijk bleek deze schematisering somtijds te grof te zijn. Daarom is besloten haar te verfijnen door het windveld boven de zuidelijke helft van de Noordzee te karakteriseren door de gemiddelde windkrachten in drie delen van dit gebied, te weten het gebied van de Doggersbank, het gebied van de Duitse Bocht en het gebied van de zuidelijke Noordzee (tussen de Hollandse westkust en Engelse oostkust).

In deze paragraaf gaat het om de z.g. evenwichtsstanden. Deze dienen als eerste benadering voor de werkelijke standen, die in het niet-stationaire geval daaruit worden afgeleid door toepassing van correcties zoals reeds door SCHALKWIJK zijn aangegeven en toegepast, te weten een tijdverschuiving en een z.g. opzwepeffect (dat, evenals het uitslingeren na een stormperiode, een traagheidseffect is). Ook kan ter bepaling van de afwijkingen van de evenwichtsstanden in vele gevallen gebruik gemaakt worden van de differentiaalvergelijking van een harmonische oscillator, onderworpen aan een veranderende kracht (zie 3.2) voor welke oplossing een elektrische analogon-rekenmachine werd gebouwd. Tenslotte kan het soms, althans voor onze kust, nodig zijn rekening te houden met het effect van een z.g. „external surge”, een langs onze kust lopende lange golf, welke afkomstig is van de oceaan en die, langs de Britse kust zich naar het zuiden voortplantende en ondertussen in amplitude afnemende, ons land bereikt. Hoewel het in de regel om geringe bijdragen gaat, kan het beschouwen van dit effect in sommige gevallen een rol spelen bij de bepaling van het tijdstip van maximale verhoging of als doorslaggevende indicatie in twijfelgevallen.

Betreffende in andere, aan de Noordzee grenzende landen gebruikte methoden zij het volgende vermeld. In Engeland gebruikt men een door CORKAN [2] ontwikkelde, en onlangs door J. en M. DARBYSHIRE [3] enigszins gewijzigde, empirische methode, die enige gelijkenis vertoont met de Nederlandse methode voor het opstellen van waterstandsverwachtingen. Ook daar maakt men nl. gebruik van de kennis van het windveld boven het zuidelijke en het noordelijke deel van de Noordzee, zij het dan indirect, nl. door middel van het luchtdrukveld. Hierbij heeft CORKAN echter ten onrechte de kwadraten van de windsnelheidscomponenten in de oost- en noordrichting als maatgevend voor het wind-effect ondersteld, in plaats van de oost- en noord-componenten van de vector met een richting gelijk aan de windrichting en een lengte gelijk aan het kwadraat van de windsnelheid, dus in plaats van de schuifspanningscomponenten.

Bovendien maakt men in Engeland gebruik van de ca. 10 uur tevoren in Dunbar (Schotland) waargenomen verhoging of verlaging van de waterspiegel, aldus rekening houdend met een eventuele „external surge”, welke voor Engeland van meer belang is dan voor Nederland, daar ze daar minder gedempt is dan hier. Opgemerkt dient te worden dat een groot deel van wat men in Engeland „external surge” noemt door ons nog als Noordzee-effect wordt beschouwd, en als zodanig reeds voor het merendeel in de desbetreffende diagrammen is vervat. Het zou dus onjuist zijn om zonder meer op de volgens de Nederlandse methode berekende verhoging, die gevolg is van het windveld boven de Noordzee, nog het op de Engelse manier berekende golfeffect op te tellen. Wel kan men, zoals gezegd, de Engelse waterstandsgegevens soms gebruiken als doorslaggevende indicatie in twijfelgevallen. De huidige weerdienstpraktijk gebruikt deze gegevens meer om het tijdstip van maximale verhoging te bepalen dan om een belangrijke hoogtecorrectie op de gemaakte verwachting toe te passen.

In Duitsland gebruikt men een geheel andere, door TOMCZAK ontwikkelde methode [4, 5]. Deze geheel empirische methode berust op de hoge correlatie die er bestaat tussen het windveld in de Duitse Bocht en de bijbehorende verhogingen of verlagingen van de waterstanden voor verschillende plaatsen langs de Duitse kust. Slechts in weinige gevallen wordt er gebruik gemaakt van de kennis van het wind-

veld elders boven de Noordzee. Dat desondanks deze methode in vele gevallen bruikbare resultaten boekt, is enerzijds te danken aan de hoge correlatie die er bestaat tussen het windveld boven de Duitse Bocht en de rest van de Noordzee en anderzijds aan de aanwezigheid van het uitgestrekte voor de Duitse kust gelegen ondiepe waddegebied waar een groot deel van de verhoging of verlaging onder de daar heersende wind tot stand komt.

3.1.2 Algemene Theorie

3.1.2.1 *Bewegingsvergelijkingen.* De invloed, die de wind op het wateroppervlak uitoefent, kunnen we mathematisch beschrijven door middel van (a) de bewegingsvergelijkingen voor een verticale zuil water van bodem tot oppervlak, (b) de continuïteitsvergelijking, eveneens voor een zuil water van bodem tot oppervlak, en (c) de randvoorwaarden. Deze vergelijkingen zijn door bepaalde vereenvoudigingen (verwaarlozingen die in eerste instantie toelaatbaar zijn) lineair te maken, waardoor het probleem van de windinvloed los te koppelen is van het astronomisch getij, dat we dan ook in het verdere buiten beschouwing zullen laten. De *gelineariseerde* vergelijking, die in de *evenwichtstoestand* het krachtenevenwicht weergeeft tussen drukgradiënt, windschuifspanning, Corioliskracht en bodemwrijving, luidt in vectorvorm:

$$\rho g H \nabla h = \vec{\tau} - \rho l [\vec{k} \cdot \vec{S}] - \rho r \vec{S}, \quad (1)$$

waarin

g = versnelling van de zwaartekracht;

h (in het vervolg *windeffect* genoemd) = hoogte van het zeeoppervlak boven het niveau, dat op dezelfde plaats bij windstilte boven het gehele zeegebied (getijden buiten beschouwing gelaten) zou gevonden worden;

∇ = gradiënt-operator (twee-dimensionaal);

$\vec{\tau}$ = windschuifspanning aan het oppervlak, vermeerderd met dat deel der bodemwrijvingskracht per oppervlakte-eenheid dat ook aanwezig is bij een volumetransport gelijk aan nul (zie 3.1.4.2);

ρ = constant onderstelde dichtheid van het zeewater in de betrokken zee = 1027 kg per m³ ¹⁾;

H = diepte van het oppervlak tot de bodem in het geval van windstilte boven de gehele zee;

l = $2\omega \sin \varphi$ = Coriolisparameter (met ω = hoeksnelheid van de aarde en φ = geografische breedte), in het vervolg constant en gelijk aan $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ ondersteld;

\vec{k} = verticaal naar boven gerichte eenheidsvector;

$\vec{S} = \int_{-H}^h \vec{v}(z) dz$ = volumetransport (\vec{v} = horizontale snelheid, z = verticale coördinaat, positief naar boven);

r = coëfficiënt van de bodemwrijving;

[.] = symbool van het uitwendige product tussen twee vectoren in een rechts coördinatenstelsel.

Dat we in de Noordzee, met een redelijke benadering van de werkelijkheid, een lineaire weerstandswet voor de bodemwrijving van een door de wind aangedreven stroom (tot welke categorie alle stromen behoren die in deze paragraaf behandeld worden) kunnen gebruiken, heeft o.a. BOWDEN aangetoond [6]. Als $\vec{S} = 0$, is er nog een relatief kleine schuifspanning van de bodemwrijving, die met de windschuifspanning evenredig gesteld kan worden en samen met deze de „effectieve windschuifspanning” geeft. We zullen in het vervolg τ meestal kortweg de windschuifspanning noemen (zie 3.1.4.2).

De continuïteitsvergelijking luidt in de stationaire toestand:

$$(\nabla \cdot \vec{S}) = 0. \quad (2)$$

Het symbool (.) duidt het inwendige vectorproduct aan. Vergelijking (2) houdt in, dat er een stroomfunctie Φ bestaat, gedefinieerd door:

$$\vec{S} = [\vec{k} \cdot \nabla \Phi]. \quad (3)$$

¹⁾ In deze paragraaf wordt slechts het meter-kilogram-secunde-stelsel gebruikt.

Invullen van (3) in (1) geeft, na deling door $\rho g H$:

$$\nabla h = \frac{\vec{\tau}}{\rho g H} + \frac{l}{g H} \nabla \Phi - \frac{r}{g H} [\vec{k} \cdot \nabla \Phi]. \quad (4)$$

Het verschil in windeffect tussen twee plaatsen kunnen we nu dus berekenen met behulp van formule (4) als het windveld (de schuifspanning $\vec{\tau}$) en het stroomveld (de stroomfunctie Φ) gegeven zijn. Het stroomveld kunnen we echter niet als een onafhankelijk gegeven beschouwen, daar het door het windveld en de kustconfiguratie bepaald wordt. De differentiaalvergelijking, die Φ beschrijft, vinden we door van (4) de rotatie te nemen, waarbij h wegvalt:

$$\vec{k} \frac{r}{H} \nabla^2 \Phi + \vec{k} r \left(\nabla \frac{1}{H} \cdot \nabla \Phi \right) - l \left[\nabla \frac{1}{H} \cdot \nabla \Phi \right] = \left[\nabla \cdot \frac{\vec{\tau}}{\rho H} \right]. \quad (5)$$

Hierbij is stilzwijgend ondersteld, dat r een constante is. Op deze veronderstelling zal elders worden teruggekomen.

In het volgende zullen we niet trachten het probleem, Φ te bepalen, op te lossen voor een volkomen willekeurig gebied, maar ons beperken tot een randzee, die (evenals de Noordzee, waarop we de hier te geven theorie verder zullen toepassen) aan één zijde een wijde verbinding heeft met een zeer groot en diep zeegebied (oceaan) en waarvan verder de kustlijn onderbroken is door een smalle zeestraat (Nauw van Calais), waardoor water de randzee kan ontsnappen ofwel binnenstromen.

Als randvoorwaarde bij (5) nemen we aan, dat langs een ononderbroken kustlijn geldt:

$$\Phi = \text{constant}. \quad (6)$$

We nemen aan dat aan de linkerkust (Britse oostkust) geldt:

$$\Phi = 0, \quad (7)$$

hetgeen geoorloofd is aangezien de stroomfunctie slechts tot op een constante na bepaald is. Aan de rechter (continentale) kust onderstellen we:

$$\Phi = f_c, \quad (8)$$

waarin f_c , een constante is die een maat is voor de grootte van het volumetransport door de zeestraat (Nauw van Calais).

Op de scheidingslijn zee – oceaan geldt bij benadering:

$$h = 0. \quad (9)$$

VELTKAMP heeft aangetoond dat dit een zeer goede benadering is voor het geval dat de zee en de oceaan beide een constante diepte hebben en de diepte van de oceaan zeer groot is ten opzichte van die van de zee [7]. Het ligt nu voor de hand dat dit resultaat geldig blijft indien de diepten van zee en oceaan niet constant zijn, indien maar de diepten van de oceaan groot zijn ten opzichte van die van de zee. De aangenomen benadering (9) impliceert dat de component van ∇h langs de scheidingslijn nul is, en volgens (4) komt (9) dus neer op de volgende betrekking tussen $\vec{\tau}$ en Φ op de scheidingslijn:

$$\frac{\tau_0}{\rho H} + \frac{l}{H} \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \frac{r}{H} \frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0, \quad (10)$$

waarin τ_0 de component van de windschuifspanning is langs de scheidingslijn en $\frac{\partial \Phi}{\partial s}$ en $\frac{\partial \Phi}{\partial n}$ de componenten van $\nabla \Phi$ langs resp. loodrecht op de scheidingslijn zijn; \vec{dn} is naar de oceaan gericht en $\vec{ds} = [\vec{dn} \cdot \vec{k}]$.

Voor het verloop van de stroomfunctie dwars over de zeestraat mogen we wel een willekeurige differentieerbare functie nemen, mits de waarde van deze functie op de beide kusten gelijk is aan de waarde van de stroomfunctie op die kusten. Dit is geoorloofd zolang we ons slechts interesseren voor de stromingen op een afstand van de zeestraat, die relatief groot is ten opzichte van de breedte van de

straat; dan immers kunnen we de straat wel als een puntbron resp. puntlek opvatten en het enige wat ons dan interesseert is het totale volumetransport door de straat, hetwelk geheel onafhankelijk is van de stroomverdeling over de breedte. We dienen er bij deze onderstelling dus rekening mee te houden dat de hiermee verkregen resultaten slechts betrouwbaar zijn op relatief grote afstand van de straat.

Mathematisch is te bewijzen dat er slechts één $\Phi(x, y)$ is, die aan (5) en de randvoorwaarden (7), (8) en (10) voldoet. In principe is nu met de oplossing van Φ ook de topografie van het oppervlak te vinden uit (4). Immers uit het windveld en het stromingsveld volgt volgens (4) ∇h , de helling van het oppervlak in elk punt. De topografie van het oppervlak is dus bekend als we de h in één punt kennen. Volgens (9) kennen we h inderdaad in één punt (zelfs op een heel lijnstuk), zodat hiermee het gehele h -veld vastligt.

3.1.2.2 *Splitsing van het windeffect in bestanddelen.* In 3.1.2.1 hebben we aangetoond, dat het centrale probleem in de berekening van het windeffect is: het berekenen van de stroomfunctie Φ uit (5). Dit is in het algemeen een zeer gecompliceerd probleem dat slechts met numerieke methoden aangepakt kan worden. Het ligt daarom voor de hand het probleem te splitsen in meer elementaire problemen. Uit vergelijking (4) blijkt al direct, dat we het windeffect kunnen splitsen in een direct, „statisch” stuwefect, de opwaaiing h_τ , die bepaald wordt door de term $\frac{\bar{\tau}}{\rho g H}$, en een stromingseffect h_ϕ , bepaald door de termen waarin de stroomfunctie Φ voorkomt. Bij deze splitsing moeten we echter opmerken dat, hoewel de som van beide wel rotatievrij is, elk der componenten dit in het algemeen niet is. Het is slechts het geval als de vector $\frac{\bar{\tau}}{\rho g H}$ rotatievrij is. Dan is volgens (4) ook het stromingseffect rotatievrij. In dit eenvoudige geval mogen we ter berekening van het verschil in opwaaiing tussen twee plaatsen de term $\frac{\bar{\tau}}{\rho g H}$ langs een willekeurige verbindingsweg tussen deze plaatsen integreren. Is echter $\frac{\bar{\tau}}{\rho g H}$ niet rotatievrij, dan is de uitkomst van de integratie afhankelijk van de integratieweg. Willen we toch éénduidig van het verschil in opwaaiing tussen twee plaatsen kunnen spreken, dan moeten we een afspraak maken over de integratieweg. In het vervolg zullen we de integratieweg zo kiezen, dat we, na voor het betrokken zeegebied een rechthoekig coördinatenstelsel (x, y) te hebben gekozen, uitgaande van het punt met de kleinste y -waarde in de y -richting integreren tot aan de y -waarde behorende bij het andere punt en vervolgens in de x -richting tot aan dit laatstgenoemde punt. Het is echter niet altijd mogelijk tussen twee willekeurige punten van een zeegebied op bovengenoemde manier een integratieweg vast te leggen zonder dat deze ook over land gaat. Om dit te vermijden definiëren we in zo'n geval de integratieweg als volgt (eilanden laten we buiten beschouwing): uitgaande van het punt met de kleinste y -waarde integreren we in de y -richting tot we de kust ontmoeten dan integreren we langs de kust tot aan de y -waarde van het tweede punt en vervolgens integreren we in de x -richting tot aan het bedoelde punt, of indien we ook dan weer op een kust stuiten, vervolgen we deze kust weer tot de juiste y -waarde, enz. Het verschil in opwaaiing tussen twee willekeurige punten P en Q met de coördinaten (x_P, y_P) resp. (x_Q, y_Q) is dus, als $y_P < y_Q$, ondersteld dat geen kust de integratieweg snijdt:

$$h_\tau(Q) - h_\tau(P) = \int_{y_P}^{y_Q} \left(\frac{\tau_y}{\rho g H} \right)_{x_P} dy + \int_{x_P}^{x_Q} \left(\frac{\tau_x}{\rho g H} \right)_{y_Q} dx, \quad (11)$$

waarin met de indices x_P en y_Q bij de integranden bedoeld is, dat de betrokken coördinaat bij de integratie constant wordt gedacht.

Bij een homogeen windveld is (11) te vereenvoudigen tot:

$$h_\tau(Q) - h_\tau(P) = \frac{\tau_y(y_Q - y_P)}{\rho g \bar{H}_x} + \frac{\tau_x(x_Q - x_P)}{\rho g \bar{H}_y}, \quad (12)$$

waarin \bar{H}_x en \bar{H}_y de harmonisch gemiddelde diepten langs de lijnstukken $(x_P, y_P) - (x_P, y_Q)$ resp.

$(x_P, y_Q) - (x_Q, y_Q)$ voorstellen. We zullen het opwaaiingsverschil $h_\tau(Q) - h_\tau(P)$ nu nog splitsen in twee delen, in verband met een toepassing hiervan verderop. Stel dat de harmonisch gemiddelde diepte van de beschouwde zee \bar{H} is, dan kunnen we (12) ook schrijven als:

$$h_\tau(Q) - h_\tau(P) = \frac{\tau_y (y_Q - y_P)}{\rho g \bar{H}} + \frac{\tau_x (x_Q - x_P)}{\rho g \bar{H}} + \frac{\tau_y (y_Q - y_P)}{\rho g \bar{H}} \cdot \frac{\bar{H} - \bar{H}_x}{\bar{H}_x} + \frac{\tau_x (x_Q - x_P)}{\rho g \bar{H}} \cdot \frac{\bar{H} - \bar{H}_y}{\bar{H}_y}. \quad (13)$$

De eerste twee termen van het rechterlid geven aan hoe groot de opwaaiing tussen P en Q zou zijn bij een constante diepte \bar{H} ; de laatste twee termen geven de correctie hierop ten gevolge van het niet constant zijn van de diepte.

Liggen P en Q op eenzelfde ononderbroken kust, dan wordt het verschil in opwaaiing tussen P en Q:

$$h_\tau(Q) - h_\tau(P) = \int_P^Q \frac{\tau_s}{\rho g \bar{H}} ds, \quad (14)$$

waarin τ_s de component van de schuifspanning is langs de kustlijn en ds een infinitesimaal increment van de lopende coördinaat s langs de kustlijn. Voor het stromingseffect gelden ten aanzien van de integratieweg dezelfde opmerkingen als voor de opwaaiing: de integratieweg moet dezelfde zijn als voor de berekening van de opwaaiing. Voor het verschil in stromingseffect tussen twee willekeurige plaatsen P en Q geldt:

$$h_\Phi(Q) - h_\Phi(P) = \int_{y_P}^{y_Q} \left(\frac{l}{gH} \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{r}{gH^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{x_P} dy + \int_{x_P}^{x_Q} \left(\frac{l}{gH} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{r}{gH^2} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_{y_Q} dx, \quad (15)$$

indien deze integratieweg niet door een kust wordt gesneden.

Indien P en Q op eenzelfde ononderbroken kust liggen, wordt (15) vervangen door:

$$h_\Phi(Q) - h_\Phi(P) = - \int_P^Q \frac{r}{gH^2} \frac{\partial \Phi}{\partial n} ds, \quad (16)$$

waarin $\frac{\partial \Phi}{\partial n}$ het differentiaalquotiënt in een punt van de kustlijn in een richting \vec{dn} loodrecht op de kust (landinwaarts gericht) en s een langs de kust lopende coördinaat is met zodanige oriëntatie, dat $\vec{ds} = [\vec{dn} \cdot \vec{k}]$. De termen met l in (15), de Coriolistermen, verdwijnen bij integratie langs een kust, aangezien de kust een stroomlijn is, waarlangs Φ constant is.

3.1.2.3 *Splitsing van het stromingsveld.* Vanwege het feit, dat de bewegingsvergelijking (1) lineair is, kunnen we Φ door superpositie samengesteld denken uit stroomvelden, die door verschillende factoren worden teweeg gebracht. Hierdoor wordt het algemene probleem, Φ te bepalen uit (5), gesplitst in meer eenvoudige deelproblemen en verkrijgen we een beter inzicht in de relatieve invloed van de verschillende van belang zijnde factoren. Om te beginnen zij opgemerkt dat we het rechterlid van (5) op de volgende wijze kunnen schrijven:

$$\left[\nabla \cdot \frac{\vec{\tau}}{\rho H} \right] = \frac{1}{H} \left[\nabla \cdot \vec{\tau} \right] + \left[\nabla \frac{1}{H} \cdot \vec{\tau} \right]. \quad (17)$$

We splitsen nu Φ in drie componenten:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3, \quad (18)$$

waarin Φ_1 , Φ_2 en Φ_3 als volgt worden gedefinieerd.

Φ_1 is de oplossing van de vergelijking:

$$\vec{k} \frac{r}{H^2} \Delta \Phi_1 + \vec{k} r \left(\nabla \frac{1}{H^2} \cdot \nabla \Phi_1 \right) - l \left[\nabla \frac{1}{H} \cdot \nabla \Phi_1 \right] = \frac{1}{H} \left[\nabla \cdot \vec{\tau} \right], \quad (19)$$

verkregen door voor het rechterlid van (5) alleen de eerste term van het rechter lid van (17) te substitueren; de functie Φ_1 beschrijft het stromingsveld, dat wordt bepaald door de wervelsterkte van het windschuifspanningsveld en dat we derhalve de *wervelstroom* zullen noemen. Verderop in deze paragraaf zullen we de te gebruiken randvoorwaarden vermelden.

Φ_2 is gedefinieerd als de oplossing van de vergelijking:

$$\vec{k} \frac{r}{H^2} \Delta \Phi_2 + \vec{k} r \left(\nabla \frac{1}{H^2} \cdot \nabla \Phi_2 \right) - l \left[\nabla \frac{1}{H} \cdot \nabla \Phi_2 \right] = \left[\nabla \frac{1}{H} \cdot \vec{\tau} \right], \quad (20)$$

verkregen door voor het rechterlid van (5) alleen de tweede term van het rechterlid van (17) te substitueren. De stroomfunctie Φ_2 beschrijft een gedeelte van het totale stromingsveld, dat bepaald wordt door de helling van de zeebodem. Het rechterlid van (20) is namelijk evenredig met de gradiënt van $1/H$ en met de component van de schuifspanning loodrecht daarop. Daarom zullen we de stroming, die door Φ_2 wordt beschreven, de *bodemhellingsstroom* noemen. De bij (20) behorende randvoorwaarden zullen we aanstonds vermelden.

De stroomfunctie Φ_3 zij tenslotte gedefinieerd als de oplossing van de vergelijking:

$$\vec{k} \frac{r}{H^2} \Delta \Phi_3 + \vec{k} r \left(\nabla \frac{1}{H^2} \cdot \nabla \Phi_3 \right) - l \left[\nabla \frac{1}{H} \cdot \nabla \Phi_3 \right] = 0, \quad (21)$$

met zodanige hieronder te noemen randvoorwaarden, dat we de door Φ_3 beschreven stroming als *lekstroom* kunnen betitelen.

We zullen nu een keuze doen omtrent de te gebruiken randvoorwaarden voor Φ_1 , Φ_2 en Φ_3 . Voor $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$ gelden de randvoorwaarden (7), (8) en (10) op resp. de linkerkust, de rechterkust en de scheidingslijn zee – oceaan. We splitsen deze voorwaarden nu als volgt:

Voor Φ_1 nemen we aan:

op de beide kusten en op de verbindingslijn dwars over de zeestraat geldt:

$$\Phi_1 = 0 \quad (22)$$

en op de scheidingslijn zee – oceaan geldt:

$$\frac{r}{H} \frac{\partial \Phi_1}{\partial n} + l \frac{\partial \Phi_1}{\partial s} = 0. \quad (23)$$

Voor Φ_2 nemen we aan:

op de beide kusten en op de verbindingslijn dwars over de zeestraat geldt:

$$\Phi_2 = 0 \quad (24)$$

en op de scheidingslijn zee – oceaan geldt:

$$\frac{r}{H} \frac{\partial \Phi_2}{\partial n} + l \frac{\partial \Phi_2}{\partial s} + \tau_s = 0. \quad (25)$$

Door de voorwaarden (22) tot en met (25) liggen, dank zij (7), (8) en (10), ook de randvoorwaarden voor Φ_3 vast:

Op de linkerkust geldt:

$$\Phi_3 = 0, \quad (26)$$

op de rechterkust geldt:

$$\Phi_3 = f_c \quad (27)$$

en op de scheidingslijn zee – oceaan geldt:

$$\frac{r}{H} \frac{\partial \Phi_3}{\partial n} + l \frac{\partial \Phi_3}{\partial s} = 0, \quad (28)$$

terwijl we voor het verloop van Φ_3 dwars over de zeestraat een willekeurige functie mogen nemen, mits deze op de linkerkust maar de waarde 0 en op de rechterkust de waarde f_c heeft. Door deze keuze

is het duidelijk waarom we Φ_3 de lekstroomfunctie noemen; ze wordt namelijk geheel bepaald door de lekstroom door de zeestraat, zoals uit (26), (27) en de definitie van stroomfunctie volgt.

3.1.2.4 *Het oplossen van de stromingsvergelijkingen.* Mathematisch is te bewijzen dat de vergelijkingen (19), (20) en (21) met respectievelijk de randvoorwaarden (22) en (23), (24) en (25), (26), (27) en (28) de betrokken stroomfuncties éénduidig bepalen. Voor zeer eenvoudige modellen van de Noordzee, zowel wat de kustconfiguratie als wat het diepteveld betreft, is het mogelijk de oplossingen analytisch te berekenen. De hierbij optredende reeksen convergeren over het algemeen vrij langzaam, zodat deze methode van berekenen omslachtig is. Voor een enigszins reëel model van de Noordzee is het echter vrijwel of geheel ondoenlijk analytische oplossingsmethoden te gebruiken; men moet dan zijn toevlucht nemen tot numerieke methoden. Wij hebben voor de numerieke berekeningen gebruik gemaakt van de door SOUTHWELL ontwikkelde relaxatiemethode [8].

3.1.3 Toepassing van de theorie op de Noordzee

3.1.3.1 *Inleiding.* De in 3.1.2 uiteengezette methoden maken het in principe mogelijk om de evenwichtswindeffecten te berekenen die door een willekeurig windveld boven een willekeurig gevormde zee met een willekeurig diepteveld veroorzaakt worden. Men kan immers het stroomveld uit het windveld berekenen door de stromingsvergelijkingen van 3.1.2.3 numeriek op te lossen met behulp van de in 3.1.2.4 genoemde relaxatiemethode en dan met behulp van de formules van 3.1.2.2 het windeffect bepalen. Voor de praktijk is het echter noodzakelijk het windveld te schematiseren, aangezien de exacte berekeningen te tijdrovend zijn. Nu heeft, gelijk reeds werd opgemerkt, SCHALKWIJK reeds drastisch geschematiseerd voor de berekening van windeffecten voor Hoek van Holland door de Noordzee te verdelen in twee vakken, te weten een noordelijk en een zuidelijk vak, kortweg Noordvak resp. Zuidvak genoemd. Daarnaast beschouwde hij ook de invloed van de wind boven het Kanaal. Hij heeft empirisch grafieken samengesteld, die het mogelijk maken om uit de boven elk vak homogeen gedachte winden der drie vakken het windeffect voor Hoek van Holland te berekenen. Deze verdeling is verder verfijnd door het Zuidvak te splitsen in drie delen, welke delen in figuur 3.1.1 zijn omgeven door een stippellijn en genummerd I, II en III.

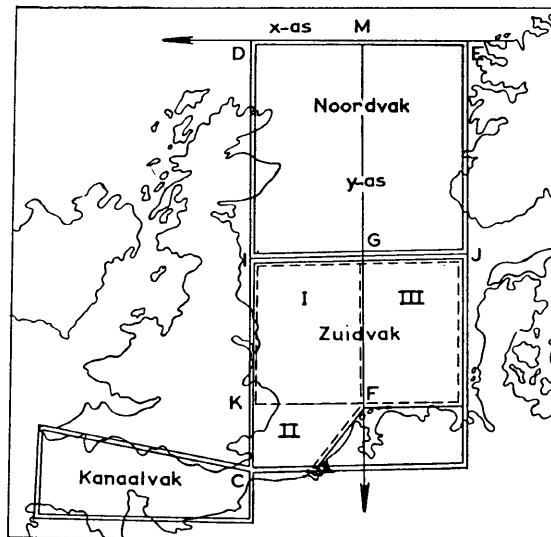


Fig. 3.1.1. Vakindeling Noordzee en Kanaal

We zullen nu in dit hoofdstuk de theoretische windeffectformules opstellen voor een willekeurig punt P langs de zuidkust van de Noordzee. Daartoe maken we gebruik van het cartesische coördinatenstelsel, dat zijn oorsprong heeft op het midden van de als x -as genomen grenslijn tussen de Noordzee en de Atlantische Oceaan, dus halverwege tussen Schotland en Noorwegen (punt M in figuur 3.1.1) en als y -as de verbindingslijn tussen de zojuist gedefinieerde oorsprong en het Eierlandse Gat (dat we

aanduiden met punt F in de figuur). De x wordt positief gerekend ten westen van de y -as en de y wordt positief gerekend ten zuiden van de x -as. De vorm van de Noordzee is zodanig geschematiseerd, dat de kusten uit rechte lijnen bestaan (zie de figuur). Als mathematische benadering van het diepteveld nemen we (diepten in meters):

$$H = H(y) = H_0 e^{-2,04 \left(\frac{y}{y_F} - 1 \right)} = 29 e^{-2,04 \left(\frac{y}{y_F} - 1 \right)} = 223 e^{-2,04 \frac{y}{y_F}}, \text{ voor } 0 \leq y \leq y_F, \quad (29)$$

waarin $H_0 = 29$ meter de diepte is langs de lijn $y = y_F$ en $H = 223$ meter langs de lijn $y = 0$. De dieptelijnen worden dus geacht evenwijdig te lopen aan de x -as. Bovenstaande formule geeft een redelijk beeld van de werkelijke diepteverdeling. Daar het er niet om gaat de windeffecten met behulp van dit dieptebeeld geheel theoretisch te berekenen, doch alleen om de windeffecten op bepaalde plaatsen te betrekken op de (empirisch bepaalde) windeffecten te Hoek van Holland, is deze benadering voor ons doel voldoende.

Voor $y > y_F$ nemen we aan:

$$H = H_0 = 29 \text{ meter.} \quad (30)$$

Voor $y < 0$ stellen we dat de diepte oneindig groot is (de oceaan).

Ter nadere informatie worden in de Appendix (Ad 3.1.3.1) van een aantal punten en plaatsen de coördinaten gegeven, waarin a de breedte van de zee (het model) is (de lijn MF deelt de zee midden-door).

We zullen nu in de volgende subparagrafen de stroomfuncties en hun effecten op de waterstanden berekenen, die behoren bij verschillende geschematiseerde windvelden, alsmede ook de bijbehorende opwaaiingen. In 3.1.3.6 zullen we deze verschillende bijdragen tot het totale windeffect bij elkaar voegen tot de totale-windeffectformules.

Onderstel dat boven elk van de in fig. 3.1.1 aangegeven vakken (Noordvak, Kanaalvak en vakken I, II en III) een homogeen windveld heerst, dan mogen we wegens het superpositiebeginsel het totale windeffect op een zeker punt opgebouwd denken uit de windeffecten die elk vak afzonderlijk zou geven in het betrokken punt in geval van windstilte boven de overige vakken. Nu kunnen we deze windeffecten, die door het windveld boven één vak in een zeker punt worden veroorzaakt, weer gesplitst denken in de bijdragen van de opwaaiing en de drie stromingseffecten: de bodemhellingsstroom, de wervelstroom en de lekstroom. We merken het volgende nog op aangaande de stroomeffecten.

Het Kanaalvak laat zich in de Noordzee slechts gelden door middel van de lekstroom. In vak II hebben we slechts te doen met de wervelstroom en de lekstroom (geen bodemhellingsstroom omdat de bodem hier niet helt). In de overige vakken hebben we met alle drie soorten stromen te doen. Een opmerking moeten we nog maken over de wervelstromen. Daar in elk vak de wind homogeen gedacht wordt, kan er slechts van rotatie in het windschuifspanningsveld sprake zijn op de grenzen waar de vakken elkaar ontmoeten. Op deze grenslijnen is de rotatie van deze schuifspanning dan singulier. In de volgende subparagrafen zullen we niet de vakken afzonderlijk behandelen, maar na de opwaaiing eerst de wervelstroomeffecten bespreken die er in de Noordzee optreden, dan de bodemhellingsstroomeffecten en tenslotte de lekstroomeffecten.

3.1.3.2 *Opwaaiing.* Volgens 3.1.2.2 is het opwaaiingsverschil tussen twee willekeurige punten in de zee gelijk aan de integraal van $\frac{\vec{\tau}}{\rho g H}$ van het ene punt tot het andere. Daar echter $\frac{\vec{\tau}}{\rho g H}$ in het algemeen niet rotatievrij is, moeten we een afspraak maken over de integratieweg. Deze hebben we in 3.1.2.2 gedefinieerd als volgt: ga van het punt met de kleinste y in de y -richting tot aan de y van het andere punt, of indien men reeds eerder op een kust stuit, tot aan de kust en vervolg de kust dan tot aan de y -coördinaat van het tweede punt; ga daarna in de x -richting tot aan het tweede punt. Daar we ons in deze paragraaf zullen beperken tot plaatsen aan de kust als tweede punten, is de laatste zinsnede hier niet ter zake. Als eerste punt kiezen we het punt M in ons model. We kunnen volgens formule (9)

onderstellen dat in het punt M de opwaaiing nul is. In een willekeurig punt P op de zuidkust van de Noordzee geldt nu voor de opwaaiing:

$$h_{\tau}(P) = \int_M^F \frac{\tau_y}{\rho g H} dy + \int_F^P \frac{\tau_s}{\rho g H_0} ds, \quad (31)$$

waarin τ_s de component van de windschuifspanning in de richting van de kust en ds een lengte-elementje van de kust is.

We zullen nu deze formule (31) toepassen op verschillende windvelden.

a. Opwaaiing t.g.v. homogene wind boven het Noordvak

Formule (31) neemt dan voor elk willekeurig punt P van de zuidkust van de Noordzee de volgende eenvoudige gedaante aan:

$$h^N_{\tau}(P) = \int_M^G \frac{\tau^N_y}{\rho g H} dy = \frac{\tau^N_y}{\rho g} \int_M^G \frac{dy}{H} = \frac{a \tau^N_y}{\rho g H_N} = \frac{a \tau^N}{\rho g H_N} \cos \alpha_N = \varphi_N \cos \alpha_N, \quad (32)$$

als we a schrijven voor de afstand MG (= de breedte van de zee, daar het Noordvak vierkant is gekozen) en H_N voor de harmonisch gemiddelde diepte langs MG; φ_N is gedefinieerd door:

$$\varphi_N = \frac{a \tau^N}{\rho g H_N}. \quad (33)$$

Volgens (32) geeft een homogene wind boven het Noordvak voor *alle* punten van de zuidkust dezelfde opwaaiing.

b. Opwaaiing t.g.v. homogene wind boven het gehele Zuidvak

Onder het gehele Zuidvak verstaan we de vakken I, II en III tezamen. We berekenen deze opwaaiing om straks bij de empirische grafieken van SCHALKWIJK te kunnen aanknopen. De opwaaiing wordt in dit geval voor een willekeurig punt P langs de zuidkust gegeven door:

$$h^z_{\tau}(P) = \int_G^F \frac{\tau^z_y}{\rho g H} dy + \int_F^P \frac{\tau^z_s}{\rho g H_0} ds. \quad (34)$$

Voor punten die ten oosten van F op de kustlijn liggen wordt (34):

$$h^z_{\tau}(P) = \int_G^F \frac{\tau^z_y}{\rho g H} dy - \int_0^{x_P} \frac{\tau^z_x}{\rho g H_0} dx. \quad (35)$$

Voor punten ten westen van $x = 0$ ($x > 0$) kunnen we (34) schrijven als:

$$h^z_{\tau}(P) = \int_G^F \frac{\tau^z_y}{\rho g H} dy + \int_{y_F}^{y_P} \frac{\tau^z_y}{\rho g H_0} dy + \int_0^{x_P} \frac{\tau^z_x}{\rho g H_0} dx, \quad (36)$$

aangezien in vak II t.g.v. de constante diepte en het homogene windveld $\frac{\tau^z}{\rho g H_0}$ rotatievrij is, en derhalve de integratie langs de kust vervangen mag worden door een integratie langs lijnen $x = \text{constant}$ en $y = \text{constant}$. We zullen nu m.b.v. de formules (35) en (36) de opwaaiingen berekenen voor het geval van een homogene wind boven het gehele Zuidvak, na ze in een andere gedaante getransformeerd te hebben. Daartoe schrijven we H_z voor de harmonisch gemiddelde diepte van het Zuidvak en α voor

de hoek tussen de windrichting en de y -as (zodat $\tau_y = \tau \cos \alpha$ en $\tau_x = \tau \sin \alpha$, waarbij τ de grootte van de windschuifspanning is), zodat (35) en (36) als volgt worden samengevat:

$$h^z_\tau(P) = (a^z_\tau(P) \cos \alpha_z + b^z_\tau(P) \sin \alpha_z) \varphi_z, \quad (37)$$

waarin $a^z_\tau(P)$ en $b^z_\tau(P)$ geheel door de geometrie van de Noordzee en de vakindeling bepaald zijn en waarin φ_z gedefinieerd is door:

$$\varphi_z = \frac{a\tau^z}{\rho g H_z}. \quad (38)$$

Met H_z is de harmonisch gemiddelde diepte van het Zuidvak bedoeld en met a de breedte van de zee. In onze formules duidt een bovenindex (niet cursief) aan op welk vak de grootte betrekking heeft (N = Noordvak, Z = Zuidvak, K = Kanaalvak, I, II en III zijn resp. de vakken I, II en III). Met de benedenindex τ wordt op opwaaiing gedoeld, met de indices 1, 2 en 3 resp. op wervelstroom-, bodemhellingsstroom- en lekstroom; waar laatstgenoemde specificaties niet van toepassing zijn, wordt een benedenindex ook wel gebruikt voor de aanduiding van een vak.

Voor H_z vinden we met behulp van formule (29):

$$H_z = 43 \text{ m}. \quad (39)$$

De grootheden a^z_τ en b^z_τ werden voor Calais, Vlissingen, Hoek van Holland, Den Helder, Eierlandse Gat, Borkum en Cuxhaven berekend en de resulterende opwaaiingsformules zijn in de Appendix (Ad 3.1.3.2 b) opgenomen.

Voor Hoek van Holland luidt de formule:

$$h^z_\tau = (1,03 \cos \alpha_z + 0,21 \sin \alpha_z) \varphi_z. \quad (40)$$

c. *Opwaaiing t.g.v. een homogene wind boven vak I*

Ook in dit geval maken we gebruik van de formules (35) en (36), die nu te vereenvoudigen zijn tot:

$$h^I_\tau(x_P, y_P) = \int_G^F \frac{\tau_y}{\rho g H} dy, \quad (41)$$

waarbij we nog moeten afspreken wat we voor de τ_y langs GF moeten aannemen. Immers, GF is de scheidingslijn tussen een gebied met een y -component van de schuifspanning gelijk aan τ_y^I en een gebied met $\tau_y = 0$. We kunnen nu drie keuzen doen:

1. de integratieweg op een oneindig kleine afstand links van de lijn GF kiezen, alwaar $\tau_y = \tau_y^I$;
2. de integratieweg op een oneindig kleine afstand rechts van de lijn GF kiezen, alwaar $\tau_y = 0$;
3. de integratieweg precies op de lijn GF kiezen en dan voor τ nemen $1/2 \tau_y^I$ (zijnde het gemiddelde tussen τ_y^I en 0).

We houden hier de derde keuze aan. Dit verplicht ons ook bij de stroomeffectberekeningen deze zelfde integratieweg te kiezen. Formule (41) neemt dan tenslotte de volgende gedaante aan:

$$h^I_\tau(P) = 1/2 \int_G^F \frac{\tau_y^I}{\rho g H} dy = a^I_\tau(P) \varphi_I \cos \alpha_I = (0,35 \cos \alpha_I + 0,00 \sin \alpha_I) \varphi_I, \quad (42)$$

waarin φ_I gedefinieerd is door:

$$\varphi_I = \frac{a\tau^I}{\rho g H_z}, \quad (43)$$

en waarin α_I de hoek voorstelt tussen de windrichting in vak I en de y -as. Deze formule geldt voor alle punten langs de zuidkust.

d. *Opwaaiing t.g.v. een homogene wind boven vak II*

Voor dit geval vereenvoudigen de formules (35) en (36) zich tot:

$$h_{\tau}^{\text{II}}(\text{P}) = 0 \text{ voor } x_{\text{P}} < 0 \quad (44)$$

en

$$h_{\tau}^{\text{II}}(\text{P}) = \int_{y_{\text{F}}}^{y_{\text{P}}} \frac{\tau_{\text{y}}^{\text{II}}}{\rho g H_0} dy + \int_0^{x_{\text{P}}} \frac{\tau_{\text{x}}^{\text{II}}}{\rho g H_0} dx = (a_{\tau}^{\text{II}}(\text{P}) \cos \alpha_{\text{II}} + b_{\tau}^{\text{II}}(\text{P}) \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}} \quad (45)$$

waarin

$$\varphi_{\text{II}} = \frac{a\tau_{\text{II}}}{\rho g H_z} \quad (46)$$

en α_{II} = de hoek tussen de windrichting in vak II en de y -as.

Voor de verschillende reeds genoemde plaatsen levert (45) opwaaiingsformules, die in de Appendix (Ad 3.1.3.2 d) zijn opgenomen. Voor Hoek van Holland wordt de formule:

$$h_{\tau}^{\text{II}} = (0,33 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,21 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}. \quad (47)$$

e. *Opwaaiing t.g.v. een homogene wind boven vak III*

We kunnen nu, rekening houdend met de opmerkingen die we in artikel c van deze subparagraaf hebben gemaakt ten aanzien van de te kiezen waarde van τ_y , op de grenslijn GF, de formules (35) en (36) als volgt schrijven:

$$h_{\tau}^{\text{III}}(\text{P}) = 1/2 \int_{\text{G}}^{\text{F}} \frac{\tau_{\text{y}}^{\text{III}}}{\rho g H} dy = a_{\tau}^{\text{III}}(\text{P}) \varphi_{\text{III}} \cos \alpha_{\text{III}}, \text{ voor } x_{\text{P}} > 0, \quad (48)$$

en

$$h_{\tau}^{\text{III}}(\text{P}) = 1/2 \int_{\text{G}}^{\text{F}} \frac{\tau_{\text{y}}^{\text{III}}}{\rho g H} dy - \int_0^{x_{\text{P}}} \frac{\tau_{\text{x}}^{\text{III}}}{\rho g H_0} dx = (a_{\tau}^{\text{III}}(\text{P}) \cos \alpha_{\text{III}} + b_{\tau}^{\text{III}}(\text{P}) \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}} \text{ voor } x_{\text{P}} < 0, \quad (49)$$

waarin

$$\varphi_{\text{III}} = \frac{a\tau_{\text{III}}}{\rho g H_z}; \quad (50)$$

α_{III} is de hoek tussen de windrichting in vak III en de y -as.

Nemen we voor P de reeds genoemde plaatsen langs de zuidkust van de Noordzee dan verkrijgen we de opwaaiingsformules die in de Appendix (Ad 3.1.3.2 e) zijn weergegeven. Voor Hoek van Holland wordt het:

$$h_{\tau}^{\text{III}} = (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}. \quad (51)$$

f. *Opwaaiing t.g.v. homogene wind boven het Kanaal*

Aangezien in geval van uitsluitend wind boven het Kanaal de windschuifspanningscomponent langs de gehele integratieweg van punt E tot de zuidkust van de Noordzee nul is, is volgens formule (34) de opwaaiing dientevolge nul.

3.1.3.3 *Wervelstroomeffecten.* De stromingen, die door de rotatie van een windveld worden veroorzaakt en die als compensatiestromingen kunnen worden opgevat, kunnen in principe voor elk windveld berekend worden met behulp van de in een uitvoerige publikatie van WEENINK [27] aangegeven analytische methode. In de praktijk stuit dit op grote bezwaren, voornamelijk wat de hiervoor benodigde tijd betreft. Het is daarom dat de stromingen niet berekend werden langs analytische weg, maar met behulp van de door SOUTHWELL [8] ontwikkelde relaxatiemethode.

We gaan eerst na welke speciale gevallen van windvelden met rotatie voor ons van belang zijn met het oog op de ingevoerde schematisering van de Noordzee. Daar we in elk vak de wind homogeen, m.a.w. rotatievrij, ondersteld hebben, kunnen er slechts rotaties optreden aan de scheidingslijnen tussen de verschillende vakken en op de scheidingslijn zee – oceaan.

In deze subparagraaf zullen we achtereenvolgens de door deze singuliere rotatie-lijnen veroorzaakte stromingen bespreken. Voor we echter hiertoe overgaan, nog iets over de randvoorwaarden. Langs de kusten nemen we $\Phi_1 = 0$. Ook langs de verbindingslijn over het Nauw van Calais wordt $\Phi_1 = 0$ gesteld, daar de lekstroom hier immers nog buiten beschouwing blijft. Op de scheidingslijn zee – oceaan geldt in goede benadering de randvoorwaarde (10). Hoewel ook met deze scheve randvoorwaarde wel te rekenen valt, is het toch dermate ingewikkeld en tijdrovend (zie bijv. [9, 10, 11, 12]), dat we althans voor de wervelstromen, veroorzaakt door de rotatie van de windschuifspanning op de grenslijnen van de zuidelijke vakken (de vakken I, II, III of het gehele Zuidvak), als randvoorwaarde langs de grenslijn zee – oceaan in eerste instantie stellen: $\Phi_1 = 0$. We zullen straks zien dat dit voor de wervelstromen die een gevolg zijn van rotaties langs de randen der zuidelijke vakken geen grote fouten impliceert, aangezien de stromen in de buurt van de grenslijn zee – oceaan reeds zeer klein zijn. Zoals in het volgende zal blijken hebben we voor het Noordvak de moeilijkheid van de randvoorwaarde op de grenslijn op een andere manier omzeild.

We kunnen alle wervelstromen berekenen, die veroorzaakt worden door de rotaties van τ op de scheidingslijnen tussen de verschillende vakken. De totale wervelstroom, die veroorzaakt wordt door een homogeen windveld in één van de vakken, waarin de Noordzee is verdeeld, en windstilte in de overige vakken, is meestal samen te stellen uit een aantal wervelstromen van de hierboven beschreven soort, daar een rotatie van de schuifspanning kan optreden op elk van de rechte begrenzingslijnen van het betrokken vak. We zullen deze wervelstromen van de rechte grenslijnen hieronder afzonderlijk beschouwen.

In de figuren 3.1.2 tot en met 3.1.6 zijn achtereenvolgens de wervelstromen weergegeven die gevolg zijn van rotaties van τ langs de lijnen GF, GI, GJ, IJ en KF, berekend met behulp van de aan BOWDEN's studie van de zeestromingen in het Nauw van Calais en aangrenzende zeegebieden ontleende waarde van r , nl. $6 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ [12].

De stromingen zijn aangegeven door het verloop van een aantal stroomlijnen, behorende bij verschillende waarden van de stroomfunctie, welke waarden voor elke stroomlijn afzonderlijk zijn gegeven door het getal in de uitsparing van de betrokken stroomlijn. Als eenheid van stroomfunctie in de figuren is gekozen de grootheid $\frac{a\tau}{2\pi r}$, waarin nu τ de sprong in de schuifspanning bij overschrijding van de betrokken grenslijn voorstelt. Uit de berekeningen is gebleken dat de *bodemhelling* oorzaak is van een vervorming van het stroompatroon dat, *ceteris paribus*, bij *constante* diepte zou optreden, een vervorming in de zin van een verplaatsing van de stroomlijnen naar rechts t.o.v. de richting van een lijn die van ondiep naar diep loopt. Op deze algemene eigenschap van de invloed van de bodemhelling op een stroompatroon wordt door WEENINK uitvoerig ingegaan in zijn bovengenoemde publicatie [27].

De wervelstroomeffecten t.g.v. de rotaties van τ langs de verschillende discontinuïteitslijnen worden berekend met behulp van de formules (15) en (16) toegepast op de integratieweg MF en vervolgens langs de kust tot de betrokken plaats. Verstaan we onder Φ^i de totale wervelstroomfunctie die ontstaat in het geval van een homogene wind boven vak i , dan kunnen we voor het wervelstroom-effect voor vak i schrijven:

$$h_1^i(P) = \int_0^{y_F} \frac{l}{gH} \frac{\partial \Phi_1^i}{\partial y} dy - \int_0^{y_F} \frac{r}{gH^2} \frac{\partial \Phi_1^i}{\partial x} dx - \int_F^P \frac{r}{gH^2} \frac{\partial \Phi_1^i}{\partial n} ds = (a_1^i(P) \cos \alpha_i + b_1^i(P) \sin \alpha_i) \varphi_i, \quad (52)$$

waarin φ_i gedefinieerd is door de formules (43), (46) en (50).

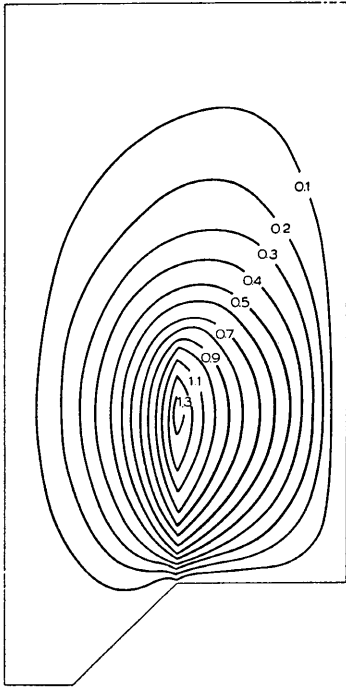


Fig. 3.1.2. Wervelstroomveld t.g.v. rotatie van $\vec{\tau}$ langs GF

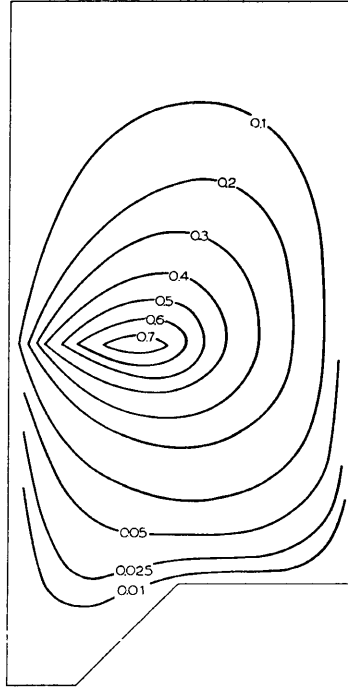


Fig. 3.1.3. Wervelstroomveld t.g.v. rotatie van $\vec{\tau}$ langs GI

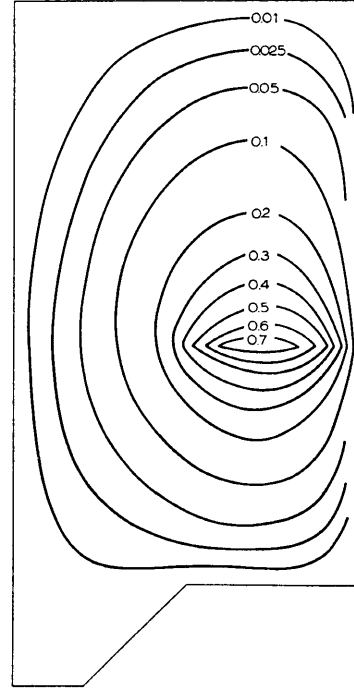


Fig. 3.1.4. Wervelstroomveld t.g.v. rotatie van $\vec{\tau}$ langs GJ

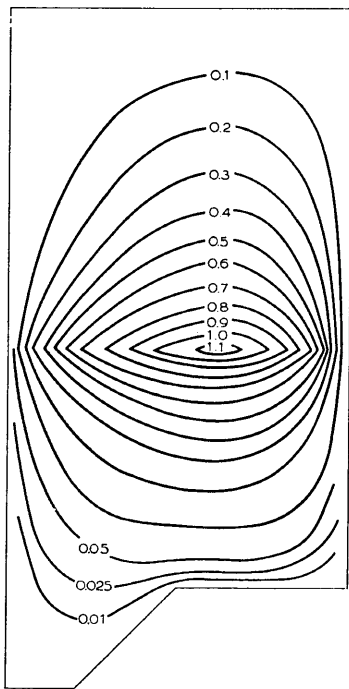


Fig. 3.1.5. Wervelstroomveld t.g.v. rotatie van $\vec{\tau}$ langs IJ

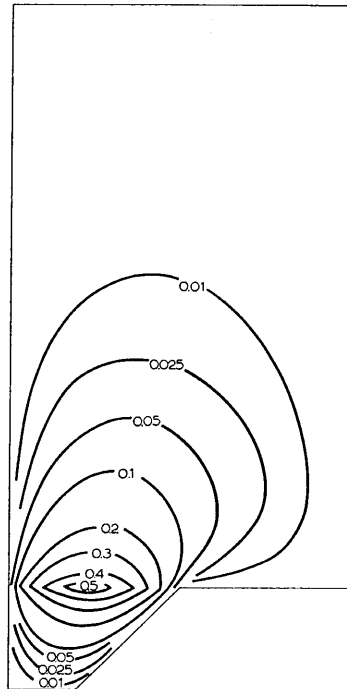


Fig. 3.1.6. Wervelstroomveld t.g.v. rotatie van $\vec{\tau}$ langs KF

Voor de wervelstroomeffecten der verschillende vakken op de verschillende plaatsen vinden we formules die in de Appendix (Ad 3.1.3.3) zijn opgenomen. Voor Hoek van Holland luiden ze:

$$h^z_1 = (0,00 \cos \alpha_z - 0,12 \sin \alpha_z) \varphi_z, \quad (53)$$

$$h^I_1 = (0,28 \cos \alpha_I + 0,10 \sin \alpha_I) \varphi_I, \quad (54)$$

$$h^{II}_1 = (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,24 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \quad (55)$$

$$h^{III}_1 = (-0,28 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}. \quad (56)$$

3.1.3.4 *Bodemhellingsstroom-effecten.* Ook de bodemhellingsstromen, die veroorzaakt worden door de windschuifspanningscomponent evenwijdig aan de dieptelijnen, worden berekend met behulp van de relaxatiemethode. Deze stromen zijn opgebouwd uit de partiële hellingsstromen, teweeggebracht door de x -component van de schuifspanning in elk van de vakken afzonderlijk (behalve natuurlijk die in vak II, vanwege de daar onderstelde helling nul). In de figuren 3.1.7 t/m 3.1.10 zijn illustraties van deze stromingspatronen weergegeven met behulp van stroomlijnen. Deze illustraties rusten op dezelfde basis als de voorafgaande vijf figuren. De getallen bij de stroomlijnen zijn uitgedrukt in de eenheid $\frac{a\tau}{2\pi r}$. De figuren hebben betrekking op een homogene wind respectievelijk boven de vakken I, III, het Zuidvak en het Noordvak. Ook bij deze berekeningen is ondersteld dat geen stroomlijn de Noordzee aan de noordkant verlaat, hetgeen wederom wel verantwoord is zolang we ons slechts interesseren voor de hellingsstroom-effecten langs de zuidkust van de Noordzee. Voor de wind boven het Noordvak zal de onderhavige onderstelling wel een merkbaar van de werkelijkheid afwijkend stroomeffect geven. Deze afwijking, tezamen met de invloed van de dieptesprong aan de noordrand, zullen we in 3.1.6 op empirische wijze bepalen.

Voor de bodemhellingsstroomeffecten vinden we op analoge wijze als in 3.1.3.3 formules die in de Appendix (Ad 3.1.3.4) zijn opgenomen. Voor hoek van Holland luiden ze:

$$h^z_2 = (0,00 \cos \alpha_z - 0,19 \sin \alpha_z) \varphi_z, \quad (57)$$

$$h^I_2 = (0,00 \cos \alpha_I - 0,19 \sin \alpha_I) \varphi_I, \quad (58)$$

$$h^{II}_2 = (0,00 \cos \alpha_{II} + 0,00 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \quad (59)$$

$$h^{III}_2 = (0,00 \cos \alpha_{III} + 0,00 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}. \quad (60)$$

3.1.3.5 *Lekstroomeffecten*

3.1.3.5.1 *De lekstroom zelf.* De lekstromen zijn berekend uit vergelijking (21) m.b.v. de relaxatiemethode. Als randvoorwaarde geldt aan de Britse kust $\Phi_s = 0$ en aan de continentale kust $\Phi_s = f_c$; f_c is een maat voor de hoeveelheid water die door het Nauw van Calais „lekt”. Voorshands is dit nog een onbekende grootheid. Als randvoorwaarde langs de verbindingslijn over het Nauw van Calais nemen we in eerste instantie aan dat de stroomfunctie lineair verloopt van nul tot f_c . Als randvoorwaarde aan de noordkant nemen we eerst eens een zodanige stroomverdeling aan als ook zou optreden indien de Noordzee zich aan de noordkant voortzette als een oneindig lang kanaal met constante breedte en een diepteverloop dat beschreven wordt door (29); de oplossing wordt dan weergegeven door figuur 3.1.12. Deze randvoorwaarde aan de noordkant is wel in orde wanneer we onderstellen dat de diepte aan de grenslijn zee - oceaan continu verloopt volgens formule (29). Immers, uit de oplossing, die is weergegeven in figuur 3.1.12, blijkt dat er in het noordelijke deel van de Noordzee geen invloed meer merkbaar is van de kust- en lek-configuratie in het zuidelijke deel van de Noordzee; maar dan zal dus ook omgekeerd de lekstroom in het zuiden weinig gevoelig zijn voor het verdere verloop van de kust in het uiterste noorden der Noordzee. Ook hier zien we het samendringen der stroomlijnen aan de oostzijde van de zee, dat - zoals reeds in 3.1.3.3 werd opgemerkt - het gevolg is van de noordwaarts hellende bodem.

De randvoorwaarde voor de noordkant van de Noordzee, die gebruikt is voor de berekening van het in figuur 3.1.12 weergegeven stroomveld, kan echter beter vervangen worden door de randvoor-

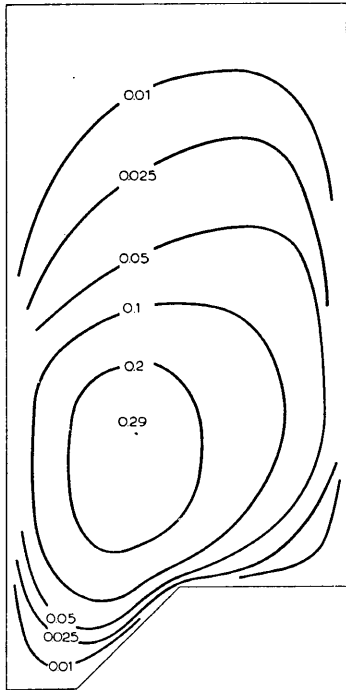


Fig. 3.1.7. Bodemhellingsstroomveld t.g.v. wind boven het vak I

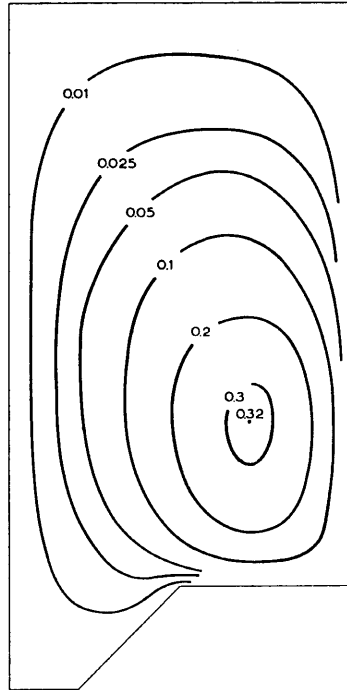


Fig. 3.1.8. Bodemhellingsstroomveld t.g.v. wind boven het vak III

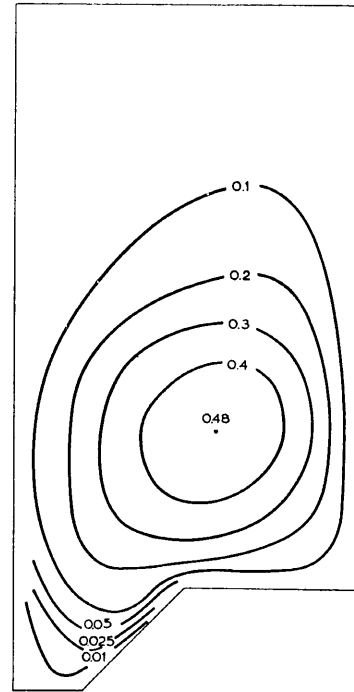


Fig. 3.1.9. Bodemhellingsstroomveld t.g.v. wind boven het Zuidvak

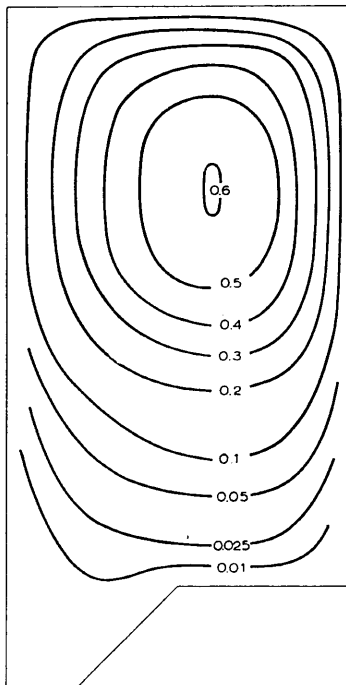


Fig. 3.1.10. Bodemhellingsstroomveld t.g.v. wind boven het Noordvak

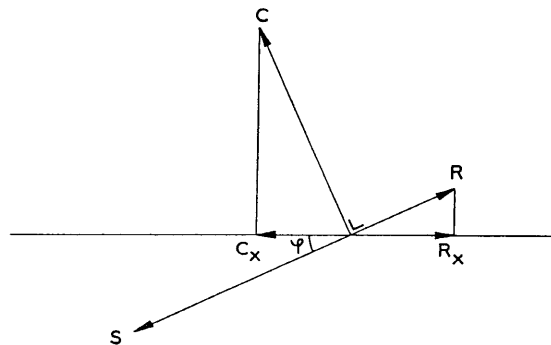


Fig. 3.1.11. Krachtendiagram, voorstellend het evenwicht tussen de x-componenten van de Corioliskracht en de bodemwrijvingskracht op de grenslijn zee - oceaan

waarde (10). Dit houdt in dat we aannemen dat de oceaan oneindig diep is. Formule (10), die zegt dat op de scheidingslijn zee - oceaan de x -componenten van de Corioliskracht en de bodemwrijvingskracht met elkaar in evenwicht zijn (daar de x -component van de drukgradiëntkracht vanwege de nabijheid van de diepe oceaan nul is en we bij de lekstroom de windschuifspanning buiten beschouwing laten), luidt voor ons geval:

$$l \left(\frac{\partial \Phi_3}{\partial x} \right)_{y=0} + \frac{r}{H} \left(\frac{\partial \Phi_3}{\partial y} \right)_{y=0} = 0. \quad (61)$$

Dit betekent dat de stroomlijnen $\Phi_3 = \text{constant}$ de grenslijn zee - oceaan ($y = 0$) snijden onder een hoek waarvan de tangens gelijk is aan r/l . Voor $r = 6 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ en $l = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ is deze hoek β gelijk aan 27° . Een en ander wordt geïllustreerd in fig. 3.1.11.

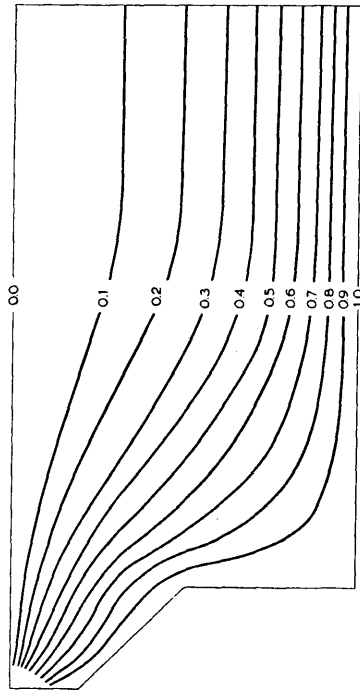


Fig. 3.1.12. Lekstroomveld in geval van een noordwaarts verlengde Noordzee

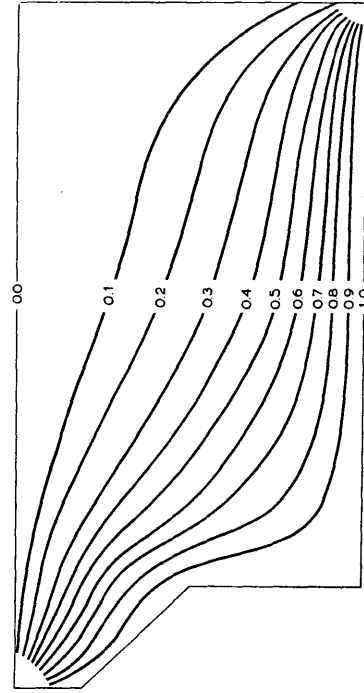


Fig. 3.1.13. Lekstroomveld in geval van een oneindig grote dieptesprong aan de grenslijn zee - oceaan

We kunnen nu ter berekening van het stroomveld niet zonder meer de relaxatiemethode toepassen, maar dienen eerst een schatting te maken van het verloop van de functie Φ_3 langs de noordrand van de Noordzee. We kunnen bijv. beginnen met het stroomveld in fig. 3.1.12 zodanig te veranderen, dat we dicht bij de noordgrens de stroomlijnen naar rechts laten afbuigen zodanig dat zij de grenslijn snijden onder een hoek van 27° . Op deze manier vinden we dus een schatting van Φ_3 op de grenslijn. Met deze randvoorwaarde berekenen we nu m.b.v. de relaxatiemethode het bijbehorende stroomveld. De stroomlijnen van dit veld zullen nu in het algemeen niet meer de grenslijn onder een hoek van 27° snijden. We buigen daarom de stroomlijnen weer zodanig af, dat ze wel een hoek van 27° vormen met de grenslijn. Wederom berekenen we m.b.v. de relaxatiemethode het stroomveld, nu echter met de gecorrigeerde stroomfunctie langs de grenslijn. Met dit procédé gaan we voort totdat zowel aan de differentiaalvergelijking is voldaan als aan de randvoorwaarde (61). In de praktijk bleek dit proces zeer snel te convergeren. Het op deze manier berekende stroomveld is weergegeven in figuur 3.1.13.

Vergelijken we deze figuur met figuur 3.1.12, dan blijkt dat de stroming in het Zuidvak ongevoelig is voor de wijziging van de randvoorwaarden aan de noordkant.

Slechts in het Noordvak verandert het stroombeeld in die zin dat in geval van de meer correcte randvoorwaarde de stroomlijnen zich langs de Noorse kust gaan samendringen. In werkelijkheid zal het stroomveld een beeld vertonen dat, tengevolge van de eindige diepte van de oceaan, tussen deze beide uitersten in ligt.

Voor de berekening van de lekstroomeffecten is het nodig om de waarde van f_c te kennen en de waarde van r .

De stroomfunctie is evenredig met f_c en we kunnen dan ook Φ_3 schrijven als:

$$\Phi_3 = \Phi^{(0)}_3 \cdot f_c, \quad (62)$$

waarin $\Phi^{(0)}_3$ de lekstroomfunctie voorstelt behorend bij een lekstroom ter sterkte 1. In de figuren 3.1.12 en 3.1.13 is $\Phi^{(0)}_3$ weergegeven. Deze $\Phi^{(0)}_3$ is berekend m.b.v. de relaxatiemethode van SOUTHWELL.

3.1.3.5.2 De lekstroomeffecten. In 3.1.3.5.1 hebben we het lekstroomveld berekend voor het geval dat bekend is hoeveel water er door het Nauw van Calais stroomt, m.a.w. hoe groot het stroomfunctieverschil f_c is tussen de beide kusten, die de Noordzee begrenzen. We kunnen dan eenvoudig het niveauverschil tussen twee punten in de Noordzee, dat door deze lekstroom veroorzaakt wordt, berekenen m.b.v. formule (15).

In werkelijkheid weten we echter niet hoe groot de lekstroom f_c door het Nauw van Calais is en we kunnen derhalve het stroomeffect slechts berekenen op de constante factor f_c na. We dienen dus op één of andere manier de sterkte van de lekstroom te bepalen. We doen dit als volgt. We onderstellen dat de lekstroom evenredig is met het verschil $(h_d - h_e)$ tussen de niveau's h_d en h_e , die aan weerszijden van een onderstelde dam dwars over het Nauw van Calais onder invloed van de wind zouden optreden:

$$f_c = C (h_d - h_e). \quad (63)$$

C kunnen we de *doorlatingsparameter* van het Nauw van Calais noemen.

Beschouwen we het lekstroomeffect *op zichzelf*, dus zonder windveld en zonder de andere stroomeffecten, dan moeten we bij aanwezigheid van de dam, dus zonder lek, aannemen dat het niveau in de gehele Noordzee even hoog is als het niveau van de oceaan, die aan de noordkant de Noordzee begrenst. (We moeten dan bij dit gedachte-experiment de oceaan die aan het Kanaal grenst los denken van de oceaan in het noorden). We onderstellen dus dat het water in de Noordzee en de aangrenzende oceaan in het geval van een gesloten gedacht Nauw van Calais een hoogte h_d t.o.v. het nulniveau heeft, terwijl het water in het Kanaal en de aangrenzende oceaan de hoogte h_e heeft t.o.v. hetzelfde nulniveau. Wordt nu de dam over het Nauw van Calais afwezig gedacht, dan gaat er een lekstroom f_c lopen die het niveauverschil $h_d - h_e$ tracht te niet te doen. Door de lekstroom treden echter de bodemwrijving en de Corioliskracht in werking en het resultaat is, dat het oppervlak zich zodanig instelt dat overal de drukgradiënt evenwicht maakt met de Corioliskracht en de bodemwrijvingskracht. De zich daardoor instellende hoogte van de zee in een punt P zij $h'(P)$. Ondersteld is dat de beide reservoirs (de beide oceanen) zo'n grote capaciteit hebben, dat aan de grenslijnen zee - oceaan de niveau's h_d en h_e niet veranderen door het openen van het Nauw van Calais. Nemen we nu eens een willekeurige sterkte van de lekstroom door het Nauw van Calais aan, dan kunnen we m.b.v. (15) berekenen hoe groot het door de lekstroom bepaalde hoogteverschil $h_d - h'(P)$ tussen de oceaan en een punt P is; nl. door te integreren van het punt M tot het punt P. Over welke verbindingslijn we integreren doet er niet toe, vanwege het rotatievrij zijn van de integrand.

We kunnen nu voor elke plaats P een z.g. lekfactor L definiëren:

$$L(P) = \frac{h_d - h'(P)}{h_d - h_e} = \frac{Cr \int_M^P \frac{1}{gH^2} \frac{\partial \Phi_3}{\partial n} ds}{f_c} = Cr \int_M^P \frac{1}{gH^2} \frac{\partial \Phi^{(0)}_3}{\partial n} ds. \quad (64)$$

Daar $\Phi^{(0)}_3$ nog slechts r als parameter bevat, kunnen we $L(P)$ uitdrukken in de parameters r en C .

Nemen we voor r de empirisch bepaalde waarde $6 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, dan zijn de lekfactoren evenredig met de nog onbekende parameter C ; hun onderlinge verhoudingen zijn dan echter wel bekend. In 3.1.4 zal worden uiteengezet hoe men L voor Hoek van Holland kan bepalen door vergelijking met de empirische gegevens. Dank zij de bekende onderlinge verhoudingen zijn dan ook de lekfactoren van de overige plaatsen te berekenen zonder daarvoor de waarde van C te behoeven te kennen.

Vooruitlopend op dit resultaat geven we hier reeds de waarden van de lekfactoren:

Plaats	Lekfactor
Nauw van Calais	0,50
Vlissingen	0,53
Hoek van Holland	0,46
Den Helder	0,36
Eierlandse Gat	0,34
Borkum	0,25
Cuxhaven	0,23

De lekfactor stelt ons in staat om het lekstroomeffect, d.w.z. de verandering van de waterstand die t.g.v. de lekstroom optreedt, uit te drukken in het niveauverschil $h_d - h_e$, dus in het niveauverschil dat aan weerszijden van het gesloten gedachte Nauw van Calais zou heersen; deze verandering, die we voor een bepaald punt $h_3(P)$ noemen, is:

$$h_3(P) = h'(P) - h_d = -L(P) (h_d - h_e). \quad (65)$$

In de werkelijkheid zijn h_d en h_e bij onze dam teweeggebracht door de windinvloed. Nu is h_e geheel bepaald door de wind boven het Kanaal. De invloed van de wind boven het Kanaal op de lekstroom-effecten langs de zuidkust van de Noordzee wordt dan beschreven door:

$$h^K_3(P) = L(P) h_e. \quad (66)$$

Later (in 3.1.5) zullen we zien hoe we $h^K_3(P)$ kunnen berekenen zonder h_e te kennen.

Om de invloed van de wind boven de Noordzee op de lekstroomeffecten te weten dienen we het verband te kennen tussen het windveld en h_d . Gezien het gestelde in 3.1.2.2, 3.1.3.3 en 3.1.3.4 kunnen we h_d opgebouwd denken uit de bijdragen die de opwaaing, de wervelstroom en de hellingsstroom t.g.v. de wind boven elk vak leveren. We kunnen derhalve de bijdrage van een vak i tot het lekstroomeffect in P schrijven als:

$$h^i_3(P) = -L(P) h^i_d = -L(P) (h^i_\tau + h^i_1 + h^i_2), \quad (67)$$

waarin h^i_d het windeffect in het midden van het gesloten gedachte Nauw van Calais voorstelt, dat veroorzaakt wordt door een homogeen windveld boven vak i ; h^i_τ , h^i_1 en h^i_2 zijn respectievelijk de opwaaing, het wervelstroomeffect en het hellingsstroomeffect, waarin h^i_d te splitsen is.

Voor de lekstroomeffecten op de verschillende plaatsen vinden we zo, met de bovengegeven lekfactoren, formules die in de Appendix (Ad 3.1.3.5) zijn opgenomen. Voor Hoek van Holland worden de formules:

$$h^z_3 = (-0,53 \cos \alpha_z - 0,19 \sin \alpha_z) \varphi_z, \quad (68)$$

$$h^I_3 = (-0,30 \cos \alpha_I + 0,00 \sin \alpha_I) \varphi_I, \quad (69)$$

$$h^{II}_3 = (-0,20 \cos \alpha_{II} - 0,19 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \quad (70)$$

$$h^{III}_3 = (-0,03 \cos \alpha_{III} - 0,00 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}. \quad (71)$$

3.1.3.6 *Totale theoretische windeffectformules.* In 3.1.2.3 en 3.1.2.4 hebben we aangetoond, dat het totale evenwichtswindeffect gesplitst gedacht mag worden op de volgende manier:

$$h(P) = h_\tau(P) + h_1(P) + h_2(P) + h_3(P), \quad (72)$$

waarin $h(P)$ het totale windeffect in het punt P en de vier termen in het rechterlid achtereenvolgens de opwaaing, het wervelstroomeffect, het bodemhellingsstroomeffect en het lekstroomeffect voorstellen.

We kunnen $h(P)$ echter ook splitsen in bestanddelen, waarvan elk de bijdrage voorstelt die gevolg is van de wind boven een bepaald vak:

$$h(P) = h^I(P) + h^{II}(P) + h^{III}(P) + h^N(P) + h^K(P), \quad (73)$$

waarin de boven geplaatste indices weer aangeven op welk vak de bijdrage betrekking heeft.

Feitelijk kunnen we dus $h(P)$ splitsen in 16 bestanddelen:

$$\begin{aligned} h(P) &= h^I_\tau + h^{II}_\tau + h^{III}_\tau + 0 + h^N_\tau \\ &+ h^I_1 + h^{II}_1 + h^{III}_1 + 0 + h^N_1 \\ &+ h^I_2 + 0 + h^{III}_2 + 0 + h^N_2 \\ &+ h^I_3 + h^{II}_3 + h^{III}_3 + h^K_3 + h^N_3 = \\ &= h^I + h^{II} + h^{III} + h^K + h^N. \end{aligned} \quad (74)$$

Daar het echter de bedoeling is voor elk vak afzonderlijk een formule op te stellen die het verband geeft tussen het windveld boven dat vak en de bijdrage tot het windeffect in P, die door dat windveld veroorzaakt wordt, zullen we i.p.v. (74) in zijn geheel te gebruiken, de formule in delen beschouwen, te weten de delen h^i , die elk het windeffect geven dat door de wind boven één vak (i) wordt veroorzaakt:

$$h^i(P) = h^i_\tau(P) + h^i_1(P) + h^i_2(P) + h^i_3(P). \quad (i = I, II, III, K \text{ of } N) \quad (75)$$

Volgens 3.1.3.2 kunnen we de opwaaiing h^i_τ steeds schrijven in de gedaante:

$$h^i_\tau(P) = (a^i_\tau(P) \cos \alpha_i + b^i_\tau(P) \sin \alpha_i) \varphi_i, \quad (76)$$

waarin a^i_τ en b^i_τ coëfficiënten zijn, die zowel van de plaats afhangen waarvoor we het windeffect willen weten, als van het betrokken vak (i). Deze coëfficiënten zijn ons bekend voor elk vak en voor elke plaats langs de zuidkust van de Noordzee.

Ook de stromingseffecten kunnen op een dergelijke manier geschreven worden. Voor het rotatie-effect schrijven we:

$$h^i_1(P) = (a^i_1(P) \cos \alpha_i + b^i_1(P) \sin \alpha_i) \varphi^i. \quad (77)$$

De bodemhellingsstroombijdrage schrijven we in de gedaante:

$$h^i_2(P) = b^i_2(P) \varphi_i \sin \alpha_i. \quad (78)$$

Voor we de lekstroombijdrage kunnen opschrijven, dienen we h^i_d te kennen (zie formule (67)), d.w.z. het windeffect bij Calais (C) t.g.v. een homogene wind boven vak i bij afwezigheid van een lekstroom. Deze h^i_d is samengesteld uit de bijdragen die de opwaaiing, het rotatie-effect en het bodemhellings-effect leveren:

$$\begin{aligned} h^i_d &= \{ (a^i_\tau(C) + a^i_1(C)) \cos \alpha_i + (b^i_\tau(C) + b^i_1(C) + b^i_2(C)) \sin \alpha_i \} \varphi_i \\ &= (k^i(C) \cos \alpha_i + l^i(C) \sin \alpha_i) \varphi_i. \end{aligned} \quad (79)$$

De lekeffecten zijn dan te schrijven in de vorm:

$$h^i_3(P) = -L(P) h^i_d = -L(P) (k^i \cos \alpha_i + l^i \sin \alpha_i) \varphi_i. \quad (80)$$

In de formules (79) en (80) zijn k^i en l^i verkorte schrijfwijzen voor:

$$k^i = a^i_\tau(C) + a^i_1(C) \quad (81)$$

en

$$l^i = b^i_\tau(C) + b^i_1(C) + b^i_2(C). \quad (82)$$

Invullen van de formules (76), (77), (78) en (79) in (75) geeft ons de volgende algemene uitdrukking voor het windeffect in P t.g.v. een homogene wind boven vak i:

$$h^i(P) = \{ (a^i_\tau(P) + a^i_1(P) - L(P) k^i(C)) \cos \alpha_i + (b^i_\tau(P) + b^i_1(P) + b^i_2(P) - L(P) l^i(C)) \sin \alpha_i \} \varphi_i. \quad (83)$$

Met behulp van formule (83) kunnen de bij elk vak behorende windeffect-formules worden opgesteld. Voor het Zuidvak en de vakken I, II en III zijn de zo gevonden formules weergegeven in de Appendix (Ad 3.1.3.6). Voor Hoek van Holland luiden ze:

$$h^z = (0,50 \cos \alpha_z - 0,29 \sin \alpha_z) \varphi_z, \quad (84)$$

$$h^I = (0,33 \cos \alpha_I - 0,09 \sin \alpha_I) \varphi_I, \quad (85)$$

$$h^{II} = (0,13 \cos \alpha_{II} - 0,22 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \quad (86)$$

$$h^{III} = (0,04 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}. \quad (87)$$

Voor het Kanaalvak en het Noordvak gebruiken we een iets andere manier, welke erop neerkomt, dat we reeds in een vroeger stadium aan de empirische betrekkingen van SCHALKWIJK aansluiten.

Voor de windeffectformules voor het Kanaalvak voorkomen we hiermee dat we h_e , dus de opwaaiing en de stroming in het Kanaal, moeten berekenen uit het daar heersende windveld; zie 3.1.5.

De bijdrage van de door het Noordvak veroorzaakte opwaaiing tot het totale windeffect is vermeld in formule (32). De bijdrage die de rotatie van $\vec{\tau}$ langs de zuidgrens van het Noordvak levert tot het totale windeffect is evenredig met τ^N_x en kan uit het wervelstroomveld berekend worden, terwijl het bodemhellingseffect, eveneens evenredig met τ^N_x , uit het hellingsstroomveld berekend kan worden; deze twee bijdragen kunnen we in de volgende formule samenvatten:

$$h^N_{1,2}(P) = p(P) \sin \alpha_N \cdot \varphi_N, \quad (88)$$

waarin p een van de plaats P afhankelijke grootte is, die uit de genoemde berekeningen volgt.

Er moet echter nog vermeld worden dat deze effecten berekend zijn in de onderstelling dat de noordgrens van dit vak een stroomlijn is. Het effect van het niet-gesloten zijn aan de noordkant en van de dieptesprong op de noordgrens zullen we niet theoretisch berekenen (daarvoor zij verwezen naar VELTKAMP [10]), maar slechts evenredig stellen met de x -component van de schuifspanning in het Noordvak. Hoe groot de windsnelheid boven de oceaan is doet voor de windeffecten in de Noordzee niet ter zake; immers, het door een eventuele windsprong op de noordgrens veroorzaakte effect kan zich in de Noordzee alleen manifesteren door de met $\left(\text{rot} \frac{\vec{\tau}}{H}_0\right)$ evenredige stroomeffecten, als we met de index 0 de waarde van de betrokken grootte op de grenslijn zee - oceaan aanduiden. De door deze windsprong veroorzaakte stroomeffecten zijn derhalve evenredig met de sprong in de x -component van de vector $\frac{\vec{\tau}}{H}$ bij overschrijding van de grenslijn. Duiden we met τ_1 en τ_2 aan de x -componenten van de windschuifspanning respectievelijk aan de zee kant en aan de oceaankant van de grenslijn, en met H_1 en H_2 resp. de diepten van zee en oceaan bij de grenslijn, dan is de sprong in $\frac{\tau_x}{H}$ gelijk aan $\frac{\tau_1}{H_1} - \frac{\tau_2}{H_2}$. Onderstellen we nu, dat de diepte van de oceaan (H_2) oneindig groot is, dan wordt deze sprong gelijk aan $\frac{\tau_1}{H_1}$, tenzij ook τ_2 oneindig groot zou zijn, welk geval we buiten beschouwing laten. Voor de wind-effecten in de Noordzee speelt dus de wind boven de oceaan geen rol, aangezien de stroming slechts van de grootte $\frac{\tau_1}{H_1}$ afhangt en niet van de waarde van τ_2 .

VELTKAMP [10] heeft bewezen dat de invloed van de dieptesprong overal langs de zuidkust van de Noordzee vrijwel even groot is. Weliswaar heeft hij dit bewezen voor een rechthoekige zee met constante diepte, grenzend aan een veel diepere oceaan, maar het is aannemelijk dat we dit resultaat ook mogen gebruiken voor het geval dat de zee een vorm heeft als in figuur 3.1.1 is getekend en een diepte-verloop zoals beschreven is in 3.1.3.1. We kunnen op grond van deze onderstellingen het effect van de noordrand van het Noordvak derhalve schrijven in de vorm:

$$q \sin \alpha_N \cdot \frac{a\tau^N}{\rho g H_N} = q \sin \alpha_N \cdot \varphi_N, \quad (89)$$

waarin q een langs de zuidkust van de Noordzee constante grootte is.

Voor h_a^N , de verhoging ter plaatse van het gesloten gedachte Nauw van Calais t.g.v. de wind boven het Noordvak, kunnen we dan schrijven:

$$h_a^N = \{ 1,00 \cos \alpha_N + (p(C) + q) \sin \alpha_N \} \varphi_N. \quad (90)$$

Voor $h^N(P)$ verkrijgen we:

$$h^N(P) = \{ (1,00 - L(P)) \cos \alpha_N + (p(P) - L(P)p(C) + (1 - L(P))q) \sin \alpha_N \} \varphi_N, \quad (91)$$

waarin we voor φ_N kunnen schrijven:

$$\varphi_N = \psi \tau^N. \quad (92)$$

De grootheid ψ zou in de zuivere evenwichtstheorie op grond van (33) gelijk gesteld moeten worden aan $a/\rho g H_N$. Daar we echter de uitdrukking (91) voor Hoek van Holland gelijk zullen stellen aan SCHALKWIJK's formule voor het „evenwichtseffect” van het Noordvak, dat in werkelijkheid door de grote afstand wel nooit een evenwichtseffect op de Nederlandse kust zal geven, zullen we voor de praktijk rekening houden met een reductiefactor voor het effect van het Noordvak en derhalve ψ opvatten als een onbekende parameter.

3.1.4 De empirische vaststelling der onbekende parameters en de opstelling der windeffectformules voor het Zuidvak

3.1.4.1 *Inleiding.* In 3.1.3.6 hebben we de windeffectformules voor elk der vakken geheel op theoretische grondslag samengesteld. Teneinde de theorie niet al te gecompliceerd te maken hebben we enkele parameters ingevoerd, nl. c en Ψ . Deze parameters kunnen we bepalen door de theoretische windeffectformules te vergelijken met de empirische resultaten van SCHALKWIJK voor Hoek van Holland. Nu vonden we de theoretische windeffectformule voor het Zuidvak in de gedaante

$$h(P) = \{ A(P) \cos \alpha + B(P) \sin \alpha \} \frac{a\tau^2}{\rho g H_z}, \quad (93)$$

waarin $A(P)$ en $B(P)$ coëfficiënten zijn, die van de plaats P en van de onbekende parameter C , dus van L (HvH), afhangen. SCHALKWIJK daarentegen heeft zijn windeffectformule voor het Zuidvak, voor Hoek van Holland, gegeven in de volgende vorm:

$$h(P) = f(\alpha) \cdot V_s^2, \quad (94)$$

waarin α de windrichting is en V_s gedefinieerd is als $3/4$ maal de gradiëntwindsnelheid, welke in een nog nader te omschrijven verband staat met de werkelijke windsnelheid V op bijv. 10 meter hoogte boven het zeeoppervlak. Willen we nu (93) met (94) vergelijken, dan dienen we het verband te kennen, dat er tussen de windschuifspanning en de snelheid V_s bestaat. In de volgende subparagraaf zullen we dit verband opstellen. Daar verder a , g , ρ , H_z en $f(\alpha)$ bekende grootheden zijn, kunnen we de onbekende parameter m.b.v. de methode der kleinste kwadraten bepalen; zie 3.1.4.3. Opgemerkt dient nog te worden dat SCHALKWIJK's formule bij elke richting de verhoging als functie van V_s slechts geeft voor een gemiddelde toestand van het zeeoppervlak en een gemiddelde toestand van de thermische opbouw van de atmosfeer, optredend bij winden uit de betrokken richting; m.a.w.: $f(\alpha)$ is slechts een functie van α en niet meer expliciet van de thermische gelaagdheid en de ruwheid van het zeeoppervlak, welke mede-bepalend zijn voor de schuifspanning.

3.1.4.2 *Het verband tussen de effectieve windschuifspanning τ en snelheid V_s .* Hoewel het ons uiteindelijk te doen is om de relatie tussen τ en V_s , is het overzichtelijker om deze betrekking te splitsen in die zin, dat we eerst het verband bepalen tussen de ware windschuifspanning τ_s (zie 3.1.2.1) en de windsnelheid V op 10 meter hoogte en daarna deze windsnelheid koppelen met V_s ; tenslotte bepalen we dan nog het verband tussen τ_s en τ . Zowel dimensieoverwegingen als de theorieën van PRANDTL en VON KÁRMÁN maken voor turbulente stromingen het volgende verband tussen τ_s en V aannemelijk:

$$\tau_s = \vartheta \rho' V^2. \quad (95)$$

Hierin stelt ρ' de dichtheid van de lucht voor en ϑ een dimensieloze parameter, de z.g. weerstandsparameter van het oppervlak, terwijl V de ware gemiddelde windsnelheid voorstelt op een bepaalde

hoogte boven het zeeoppervlak (bijv. 10 m). De waarde van ϑ is afhankelijk van de hoogte waarop we de windsnelheid V betrekken. In het vervolg zullen we steeds met V de windsnelheid op 10 meter en met ϑ de bijbehorende weerstandsparameter aanduiden. De hoogteafhankelijkheid van ϑ voor een adiabatisch opgebouwde atmosfeer is volgens een gangbare theorie:

$$\vartheta = \left(\frac{\kappa}{\ln(1 + z/z_0)} \right)^2, \quad (96)$$

waarin κ een dimensieloze constante is, die de constante van VON KÁRMÁN wordt genoemd en ongeveer de waarde 0,40 heeft, terwijl z_0 een grootte is, die een maat is voor de ruwheid van het zeeoppervlak en die hoogstens enkele cm bedraagt. De coördinaat z geeft hier de verticale afstand boven het gemiddelde (gladgestreken) zeeoppervlak aan. Voor een niet-adiabatisch gelaagde atmosfeer zijn ook enkele theorieën ontwikkeld, o.a. door: DEACON [13], LETTAU [14], en BUSINGER [15]; in dit geval blijkt ϑ ook nog afhankelijk te zijn van de stabiliteit van de lucht, dus van de thermische gelaagdheid. Omtrent deze invloed is nog slechts weinig definitief bekend, hoewel de laatste tijd meer en meer waarschijnlijk wordt geacht (op empirische gronden), dat ϑ toeneemt met toenemende stabiliteit (ROLL [16], SIBUL [17]). Tenslotte blijkt ϑ nog van de windsnelheid zelf af te hangen. Het is reeds lang bekend dat, als we (95) op laminaire stromingen zouden toepassen, ϑ omgekeerd evenredig zou zijn met V (POISEUILLE). In de hydraulica wordt dikwijls gebruikt: $\vartheta \sim V^{-1/4}$. Uit metingen in windtunnels concludeert FRANCIS tot een evenredigheid tussen ϑ en V , terwijl KEULEGAN juist een afneming vindt van ϑ met toenemende V [18, 19]. Theoretisch heeft MUNK aannemelijk gemaakt dat ϑ volgens een hogere dan de tweede macht toeneemt, door te beredeneren, dat we τ_s opgebouwd kunnen denken uit twee bestanddelen: (1°) de „echte” schuifspanning en (2°) een „form drag”, welke de horizontale resultante van de drukkkrachten weergeeft, die afhankelijk is van het spectrum der hellingen [20]. Hij vindt dan:

$$\tau_s = k_1 V^2 + k_2 V^3, \quad (97)$$

waarin $k_1 V^2$ de „echte” schuifspanning voorstelt en $k_2 V^3$ de „form drag”. VAN DORN kon zijn waarnemingen in een vijver het beste beschrijven met een formule van de gedaante:

$$\tau_s = l_1 V^2 + l_2 (V - V_c)^2, \quad (98)$$

waarin $l_1 V^2$ weer de „echte” schuifspanning en $l_2 (V - V_c)^2$ de „form drag” voorstelt; V is hier een kritische snelheid beneden welke de „form drag” nul wordt [21].

Uit deze summiere opsomming van enkele resultaten betreffende het verband tussen τ_s en V blijkt wel dat er nog zeer veel onzekerheid in schuilt. Zolang er nog geen eenstemmigheid heerst over deze kwestie achten we het gebruik van de formule (95) gerechtvaardigd. Wel zal ϑ dan nog van de hoogte en van de stabiliteit afhangen. De hoogteafhankelijkheid behoeven we niet te kennen als we V en ϑ beide steeds op eenzelfde hoogte, bijv. 10 meter boven het zeeoppervlak betrekken.

De afhankelijkheid van de stabiliteit ontleen we aan HUNT [22]. Ten einde in de schuifspanning van de wind nog een onbekende parameter ter beschikking te hebben, nemen we van HUNT de windschuifspanning in afhankelijkheid van de stabiliteit over op een onbekende constante factor na.

Evenals SCHALKWIJK's formules voor het windeffect gebaseerd zijn op de gemiddelde stormsituatie bij elke windrichting, zullen wij aannemen dat bij elke windrichting voor niet te kleine windsnelheden gemiddeld slechts één ϑ behoort; we nemen dus ϑ als een functie van α alleen. Evenzo onderstellen we dat de luchtdichtheid ρ' gemiddeld een functie van de windrichting alleen zal zijn.

Tenslotte nog iets over V_s . Deze is gedefinieerd (overeenkomstig SCHALKWIJK) als $3/4$ van de gradiëntwindsnelheid V_g :

$$V_s \equiv 3/4 V_g. \quad (99)$$

Dus is het verband tussen V_s en V bekend, als we het verband kennen tussen V_g en V . De relatie tussen deze grootte hangt ook weer af van de thermische opbouw van de atmosfeer en dus, in het gemiddelde, weer van de windrichting. Voor warme massa bijv. zal de verhouding V/V_g kleiner zijn dan voor koude massa (zie bijv. SCHALKWIJK l.c., blz. 50). We kunnen derhalve schrijven: $V = k(\alpha) V_g$.

De functie $k(\alpha)$ leiden we af uit het verband tussen V/V_g en de stabiliteit, zoals dat door JOHNSON [23] is gegeven, en uit de afhankelijkheid der gemiddelde stabiliteit van de windrichting.

Het is duidelijk dat we thans ook het verband tussen τ_s en V_s kunnen schrijven in de gedaante:

$$\tau_s = l_s(\alpha) \cdot V_s^2. \quad (100)$$

De functie $l_s(\alpha)$ is dus bekend ondersteld op een constante factor na, waarvoor we bijv. $l_s(0)$ mogen kiezen.

Voor $l_s(\alpha)$ kunnen we dan schrijven:

$$l_s(\alpha) = l_s(0) \cdot \chi(\alpha), \quad (101)$$

waarin $\chi(\alpha)$ een bekende functie is.

Theoretisch geldt voor de (evenwichts)opwaaiing, die gedefinieerd is door het evenwicht tussen de drukgradiëntkracht, de windschuifspanning en die bodemwrijvingsschuifspanning, die aanwezig is als het volumetransport nul is:

$$h(Q) - h(P) = \frac{(\tau_s + \tau_r) \cdot \overline{PQ}}{\rho g H} = \frac{\tau \cdot \overline{PQ}}{\rho g H} = \frac{\lambda \tau_s \cdot \overline{PQ}}{\rho g H}, \quad (102)$$

waarin:

τ_s = windschuifspanning,

τ_r = bodemwrijvingsschuifspanning (bij nul zijnd volumetransport),

$\tau = \tau_s + \tau_r$ = effectieve schuifspanning,

$\lambda = 1 + \tau_r/\tau_s$,

en H de harmonisch gemiddelde diepte tussen P en Q langs hun rechte verbindinglijn is.

Uit (101) en (102) volgt:

$$\tau = \lambda \tau_s = \lambda l_s(\alpha) \cdot V_s^2 \quad (103)$$

In de literatuur zijn voor λ verschillende getalwaarden te vinden. In het geval van laminaire stroming is $\lambda = 1^{1/2}$, zoals theoretisch eenvoudig aangetoond kan worden. Zonder bodemwrijving is $\lambda = 1$. Dit zijn de beide uiterste waarden van λ . HELLSTRØM vond theoretisch, in de onderstelling dat de turbulentie beschreven wordt door de theorie van BOUSSINESQ, voor λ de grenzen 1,15 en 1,30 [24]. SCHALKWIJK neemt als meest waarschijnlijke waarde 1,1 aan voor het geval van de Noordzee (SCHALKWIJK l.c. blz. 22). Berekenen we λ aan de hand van een door SCHÖNFELD opgestelde theorie, dan vinden we dat de waarde van λ ligt tussen 1,01 en 1,06 [25]. Uit beschouwingen van BOWDEN volgt voor λ de waarde 1,125 [12]. Wij zullen hier voor λ de waarde 1,07 aannemen, afgeleid uit BOWDEN's resultaten door reductie tot diepten die gemiddeld in de Noordzee voorkomen.

3.1.4.3 *Methode ter bepaling van de parameters $l_s(0)$ en C en ter opstelling van windeffectformules voor het Zuidvak en de vakken I, II en III.* Als we (103) in (93) substitueren verkrijgen we een uitdrukking, die met gebruikmaking van (101) overgaat in de volgende uitdrukking, die het verband weergeeft tussen het windeffect te P en de wind boven het Zuidvak:

$$h^z(P) = \{A(P) \cos \alpha + B(P) \sin \alpha\} \frac{a\lambda}{\rho g H_z} l_s(0) \chi(\alpha) V_s^2, \quad (104)$$

waarin $A(P)$ en $B(P)$ uitdrukkingen zijn, die in (83) voorkomen als coëfficiënten van $\cos \alpha_i$ en $\sin \alpha_i$, als we hierin met de index i het Zuidvak aanduiden.

Passen we deze formule toe op Hoek van Holland en vergelijken we dan $h^z(\text{HvH})$ volgens (104) met (94), dan zouden we $L(\text{HvH})$ en $l_s(0)$ eenvoudig kunnen berekenen.

We hebben echter een iets andere methode gevolgd omdat de functie $f(\alpha)$ zoals die door SCHALKWIJK is gegeven ons niet geheel en al betrouwbaar voorkomt, vooral waar het om negatieve wind-effecten gaat. Dit deel van de kromme $f(\alpha)$ heeft SCHALKWIJK geheel gebaseerd op uit kustwaarnemingen

geschatte windsnelheden. Laten we van de punten waarop SCHALKWIJK het positieve deel van $f(\alpha)$ grotendeels heeft gebaseerd en die berusten op uit weerkaarten afgeleide windgegevens één uitbijter weg, dan verkrijgen we, na deling van de bijbehorende empirisch gevonden waarden van het windeffect door $a\lambda\chi(\alpha_i)/\rho g H_z$ waarin α_i de windrichting behorende bij het i de punt aanduidt, een tiental gereduceerde punten die volgens de hier gegeven theorie op een sinuskrumme moeten liggen. Met behulp van de methode van de kleinste kwadraten hebben we die waarden van L (HvH) en $l_s(0)$ bepaald die een maximale overeenstemming tussen de gereduceerde punten en de aldus gevonden theoretische sinuskrumme opleverden. Voor de parameters werd gevonden:

$$L \text{ (HvH)} = 0,45 \quad (105)$$

en

$$l_s(0) = 0,0040 \quad (106)$$

In figuur 3.1.14 is de met behulp van deze waarden berekende kromme volgens (12) voor een windsnelheid $V_s = 1$ m/sec weergegeven. Voor positieve windeffekten blijkt de overeenstemming met SCHALKWIJK's punten vrij goed te zijn, voor negatieve windeffekten echter treden er relatief vrij grote verschillen op, die o.i. toegeschreven moeten worden aan het gebruik van onbetrouwbare windgegevens door SCHALKWIJK.

De waarde van $l_s(0)$ blijkt slechts $2\frac{1}{2}\%$ te verschillen van de waarde die we hiervoor uit HUNT en JOHNSON kunnen afleiden. De waarde van C behoeven we niet te bepalen voor het samenstellen van de windeffectformules door volgens (64) de lekfactoren evenredig zijn met C , zodat met L (HvH) ook de andere lekfactoren vastliggen, en dus met $l_s(0)$ ook de windeffectformules voor de vakken Zuid, I, II en III.

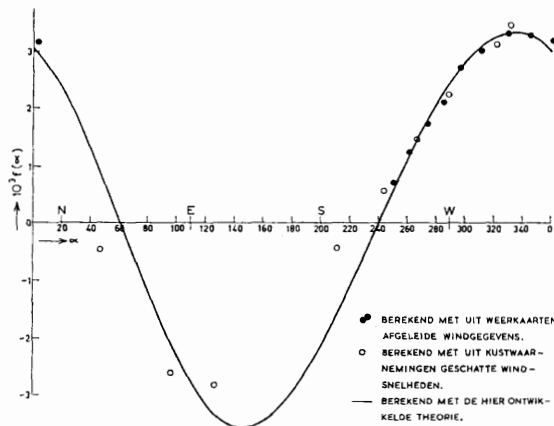


Fig. 3.1.14. Windeffect (in m) te Hoek van Holland t.g.v. een homogene wind van 1 m/sec boven het Zuidvak, in afhankelijkheid van de windrichting

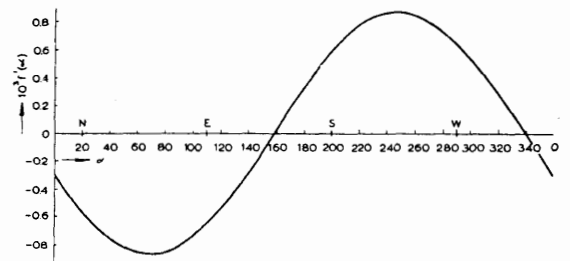


Fig. 3.1.15. Windeffect (in m) te Hoek van Holland t.g.v. een homogene wind van 1 m/sec boven het Kanaal, in afhankelijkheid van de windrichting

3.1.5 Uiteindelijke windeffectformules voor het Kanaalvak

In (66) is uitgedrukt dat het windeffect voor een plaats P langs de Nederlandse kust (en ook langs de Belgische, Duitse en Deense kusten), dat gevolg is van wind boven het Kanaal, evenredig is met de lekfactor voor die plaats. De evenredigheidsfactor (h_e) is voor alle plaatsen langs de Noordzee dezelfde. Door beide leden van deze vergelijking te delen door die van dezelfde vergelijking, geldend voor het geval P = Hoek van Holland, valt h_e weg, waardoor het is gelukt om het windeffect dat gevolg is van een wind boven het Kanaal in een willekeurig punt P aan de Noordzee uit te drukken in het overeenkomstige windeffect in Hoek van Holland. Deze uitdrukking luidt:

$$h^K(P) = \frac{L(P)}{L(\text{HvH})} \cdot h^K(\text{HvH}). \quad (107)$$

Hierin stellen $L(P)$ en $L(\text{HvH})$ de lekfactoren voor van P respectievelijk van Hoek van Holland.

De grootheid $h^K(\text{HvH})$ is het windeffect te Hoek van Holland t.g.v. een homogene wind boven het Kanaal. Het verband tussen de wind boven het Kanaal en het daardoor veroorzaakte windeffect te Hoek van Holland heeft SCHALKWIJK reeds empirisch bepaald. We kunnen dit verband als volgt schrijven:

$$h^K(\text{HvH}) = f^1(\alpha) \cdot V_s^2, \quad (108)$$

waarvan $f^1(\alpha)$ grafisch is weergegeven in figuur 3.1.15 (daar is h^K in cm en V in m/sec uitgedrukt); α stelt de windrichting en V_s de waarde van V_s boven het Kanaal voor.

3.1.6 Uiteindelijke windeffectformules voor het Noordvak

Reeds in 3.1.3.6 hebben we formules afgeleid voor het windeffect, dat veroorzaakt wordt door een homogene wind boven het Noordvak. In de eindformules (91) en (92) komen twee nog te bepalen parameters q en ψ voor. We zullen deze empirisch bepalen door de theoretische windeffectformule (91) voor het Noordvak te vergelijken met de door SCHALKWIJK opgestelde empirische formule voor dat vak. Laatstgenoemde formule kunnen we schrijven als:

$$h^N(\text{HvH}) = f^{11}(\alpha) V_s^2 = (a_N \cos \alpha_N + b_N \sin \alpha_N) \cdot V_s^2, \quad (109)$$

waarvan $f^{11}(\alpha)$ in fig. 3.1.16 grafisch is weergegeven; V_s geldt voor vak N.

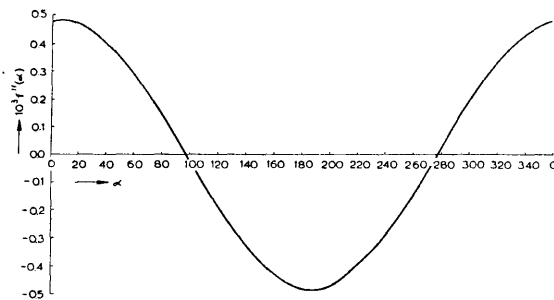


Fig. 3.1.16. Windeffect (in m) te Hoek van Holland t.g.v. een homogene wind van 1 m/sec boven het Noordvak, in afhankelijkheid van de windrichting

De theoretische formule voor Hoek van Holland luidt, volgens (91) en (92):

$$h^N(\text{HvH}) = [(1,00 - L(\text{HvH})) \cos \alpha_N + \{p(\text{HvH}) - L(\text{HvH})p(\text{C}) + (1 - L(\text{HvH}))q\} \sin \alpha_N] \psi \tau^N. \quad (110)$$

Uit (107), (108) en (103) volgt, dat voor elke α_N moet gelden:

$$(a_N \cos \alpha_N + b_N \sin \alpha_N) = [(1,00 - L(\text{HvH})) \cos \alpha_N + \{p^N(\text{HvH}) - L(\text{HvH})p(\text{C}) + (1 - L(\text{HvH}))q\} \sin \alpha_N] \psi l(\alpha). \quad (111)$$

Dit geeft twee vergelijkingen voor q en ψ . De uit deze twee vergelijkingen bepaalde q en ψ geven, ingevuld in (91), de formule voor het windeffect in een punt P t.g.v. wind boven het Noordvak.

Literatuur:

1. *W. F. Schalkwijk* A contribution to the study of storm surges on the Dutch coast. K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel I, No. 7, 1947.
2. *R. H. Corkan* Storm surges in the North Sea. Hydrographic Office, Misc. 15072, 1948.
3. *J. and M. Darbyshire* Storm surges in the North Sea during the winter 1953-4. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 235, 260 - 274, 1956.
4. *G. Tomczak* Der Einfluss der Küstengestalt und des vorgelagerten Meeresbodens auf dem windbedingten Anstau des Wassers an der deutschen Nordseeküste zwischen Ems und Elbe. Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Band 5, 277 - 284, 1952.

5. *G. Tomczak* Der einfluss der Küstengestalt und des vorgelagerten Meeresbodens auf den windbedingten Anstau des Wassers, betrachtet am Beispiel der Westküste Schleswig-Holsteins. Deutsche Hydrogr. Zeitschrift, Band 5, 114 – 131, 1952.
6. *K. F. Bowden* Note on wind drift in a channel in the presence of tidal currents. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 219, 426 – 446, 1953.
7. *G. W. Veltkamp* De invloed van stationaire windvelden op een zee van op delen constante diepte. Mathem. Centrum, Rapport TW 24, Amsterdam, 1954.
8. *R. V. Southwell* Relaxation methods in theoretical physics. Oxford, 1946.
9. *H. Thorade* Probleme der Wasserwellen. Hamburg, 1931.
10. *G. W. Veltkamp* Ontwikkelingen in Fourier-reeksen met voorgeschreven fasen. Mathem. Centrum, Rapport TW 34, Amsterdam, 1955.
11. *H. A. Lauwerier* The motion of a sea under influence of a non-stationary wind-field. Mathem. Centrum, Rapport, 1956.
12. *K. F. Bowden* The flow of water through the Straits of Dover related to wind and differences in sea level. Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 248, 517 – 551, 1956.
13. *E. L. Deacon* Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., Vol. 75, 89 – 103, 1949.
14. *H. Lettau* Isotropic and non-isotropic turbulence in the atmospheric surface layer. Geophys. Res. Pap. No. 1, Base Dir. Geophys. Res. Air Force, Cambridge Res. Lab., 1949.
15. *J. A. Businger* Some aspects of the influence of the earth's surface on the atmosphere. K.N.M.I., Med. en Verh. No. 61, 1954.
16. *H. U. Roll* Beaufortaequivalente auf See bei verschiedenen thermischen Schichtungen, angewendet auf die Bestimmung der Windschubspannung an der Meeresoberfläche. Annalen der Meteorologie, Band 6, 193 – 201, 1953 – 1954.
17. *O. Sibul* Water surface roughness and wind shear stress in a laboratory wind-wave channel. Beach Erosion Board, Techn. Mem. No. 74, 1955.
18. *J. R. D. Francis* Wind stress on a water surface. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., Vol. 80, 438 – 444, 1955.
19. *G. H. Keulegan* Wind tides in small closed channels. Journ. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 46, 358 – 381, 1951.
20. *W. H. Munk* Wind stress on water: an hypothesis. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., Vol. 81, 320 – 332, 1955.
21. *W. van Dorn* Wind tides on an artificial pond. Journ. Mar. Res., Vol. 12, 249 – 277, 1953.
22. *M. Hunt* Effects du vent sur les nappes liquides. La Houille Blanche; Revue de l'ingénieur hydraulicien, Vol. 11, 575 – 607, 1956.
23. *P. W. Johnson* The ratio of the sea-surface wind to the gradient wind. Proc. First Confer. Ships and Waves, Hoboken, Council Wave Res. and Soc. Naval Architects and Marine Engineers, 104 – 110, 1955.
24. *B. Hellström* Wind effect on lakes and rivers. Handlingar Ingen. Vetensk. Akad., No. 158, Stockholm, 1941.
25. *J. C. Schönfeld* Vergelijkingen van een lange golfbeweging in twee dimensies. Colloquium-verslag, Rijkswaterstaat, 's-Gravenhage, 1954.
26. *M. P. H. Weenink and P. Groen* A semi-theoretical, semi-empirical approach to the problem of finding wind effects on water levels in a shallow partly-enclosed sea. Proc. Kon. Ned. Akademie v. Wetenschappen, B Vol. 61, 198 – 213, 1958.
29. *M. P. H. Weenink* A theory and method of calculation of wind effects on sea levels in a partly-enclosed sea, with special application to the southern coast of the North Sea. K.N.M.I., Med. en Verh., No. 73, 1958.

APPENDIX

Ad 3.1.3.1 Tabel van plaatscoördinaten (zie fig. 3.1.1)

Plaats	x/a	y/a
M	0,00	0,00
G	0,00	1,00
C = Calais	0,50	2,00
V = Vlissingen	0,26	2,00
HH = Hoek van Holland	0,14	1,93
H = Den Helder	0,02	1,77
F = Eierlandse Gat	0,00	1,71
B = Borkum	-0,23	1,71
Cu = Cuxhaven	-0,47	1,71

Ad 3.1.3.2 b Opwaaiing Zuidvak

$$\begin{aligned}
 h^z_{\tau}(\text{C}) &= (1,13 \cos \alpha_z + 0,74 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_{\tau}(\text{V}) &= (1,13 \cos \alpha_z + 0,38 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_{\tau}(\text{HH}) &= (1,03 \cos \alpha_z + 0,21 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_{\tau}(\text{H}) &= (0,79 \cos \alpha_z + 0,03 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_{\tau}(\text{F}) &= (0,70 \cos \alpha_z + 0,00 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_{\tau}(\text{B}) &= (0,70 \cos \alpha_z - 0,34 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_{\tau}(\text{Cu}) &= (0,70 \cos \alpha_z - 0,70 \sin \alpha_z) \varphi_z,
 \end{aligned}$$

Ad 3.1.3.2 d Opwaaiing vak II

$$\begin{aligned}
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{C}) &= (0,43 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,74 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{V}) &= (0,43 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,38 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{HH}) &= (0,33 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,21 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{H}) &= (0,09 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,03 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{F}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{B}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h^{\text{II}}_{\tau}(\text{Cu}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{II}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}},
 \end{aligned}$$

Ad 3.1.3.2 e Opwaaiing vak III

$$\begin{aligned}
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{C}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{V}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{HH}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{H}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{F}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{B}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,34 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h^{\text{III}}_{\tau}(\text{Cu}) &= (0,35 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,70 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}},
 \end{aligned}$$

Ad 3.1.3.3 Wervelstroomeffecten

Zuidvak

$$\begin{aligned}
 h^z_1(\text{C}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,13 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_1(\text{V}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,13 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_1(\text{HH}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,12 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_1(\text{H}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,11 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_1(\text{F}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,11 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_1(\text{B}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,07 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
 h^z_1(\text{Cu}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,05 \sin \alpha_z) \varphi_z,
 \end{aligned}$$

Vak I

$$\begin{aligned}
h_1^I(\text{C}) &= (0,29 \cos \alpha_I + 0,20 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_1^I(\text{V}) &= (0,29 \cos \alpha_I + 0,17 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_1^I(\text{HH}) &= (0,28 \cos \alpha_I + 0,10 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_1^I(\text{H}) &= (0,23 \cos \alpha_I - 0,03 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_1^I(\text{F}) &= (0,20 \cos \alpha_I - 0,05 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_1^I(\text{B}) &= (0,02 \cos \alpha_I - 0,06 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_1^I(\text{Cu}) &= (-0,05 \cos \alpha_I - 0,05 \sin \alpha_I) \varphi_I,
\end{aligned}$$

Vak II

$$\begin{aligned}
h_1^{II}(\text{C}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,34 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h_1^{II}(\text{V}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,31 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h_1^{II}(\text{HH}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,24 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h_1^{II}(\text{H}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,10 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h_1^{II}(\text{F}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,08 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h_1^{II}(\text{B}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,05 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h_1^{II}(\text{Cu}) &= (0,00 \cos \alpha_{II} - 0,05 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II},
\end{aligned}$$

Vak III

$$\begin{aligned}
h_1^{III}(\text{C}) &= (-0,29 \cos \alpha_{III} + 0,01 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h_1^{III}(\text{V}) &= (-0,29 \cos \alpha_{III} + 0,01 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h_1^{III}(\text{HH}) &= (-0,28 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h_1^{III}(\text{H}) &= (-0,23 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h_1^{III}(\text{F}) &= (-0,20 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h_1^{III}(\text{B}) &= (-0,02 \cos \alpha_{III} + 0,04 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h_1^{III}(\text{Cu}) &= (-0,05 \cos \alpha_{III} + 0,05 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III},
\end{aligned}$$

Ad 3.1.3.4 Bodemhellingsstroomeffecten

Zuidvak

$$\begin{aligned}
h_2^z(\text{C}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,21 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h_2^z(\text{V}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,20 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h_2^z(\text{HH}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,19 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h_2^z(\text{H}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,14 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h_2^z(\text{F}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,11 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h_2^z(\text{B}) &= (0,00 \cos \alpha_z - 0,00 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h_2^z(\text{Cu}) &= (0,00 \cos \alpha_z + 0,09 \sin \alpha_z) \varphi_z,
\end{aligned}$$

Vak I

$$\begin{aligned}
h_2^I(\text{C}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,21 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_2^I(\text{V}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,20 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_2^I(\text{HH}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,19 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_2^I(\text{H}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,14 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_2^I(\text{F}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,12 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_2^I(\text{B}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,07 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h_2^I(\text{Cu}) &= (0,00 \cos \alpha_I - 0,05 \sin \alpha_I) \varphi_I,
\end{aligned}$$

Vak II

$$h_2^{II}(\text{P}) = (0,00 \cos \alpha_{II} + 0,00 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II},$$

voor elke P

Vak III

$$\begin{aligned}
 h_{2}^{\text{III}}(\text{C}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{2}^{\text{III}}(\text{V}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{2}^{\text{III}}(\text{HH}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{2}^{\text{III}}(\text{H}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{2}^{\text{III}}(\text{F}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,01 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{2}^{\text{III}}(\text{B}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,07 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{2}^{\text{III}}(\text{Cu}) &= (0,00 \cos \alpha_{\text{III}} + 0,14 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}},
 \end{aligned}$$

Ad 3.1.3.5 Lekstroomeffecten

Zuidvak

$$\begin{aligned}
 h_{3}^{\text{z}}(\text{C}) &= (-0,56 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,20 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}}, \\
 h_{3}^{\text{z}}(\text{V}) &= (-0,60 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,21 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}}, \\
 h_{3}^{\text{z}}(\text{HH}) &= (-0,53 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,19 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}}, \\
 h_{3}^{\text{z}}(\text{H}) &= (-0,41 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,14 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}}, \\
 h_{3}^{\text{z}}(\text{F}) &= (-0,38 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,14 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}}, \\
 h_{3}^{\text{z}}(\text{B}) &= (-0,28 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,10 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}}, \\
 h_{3}^{\text{z}}(\text{Cu}) &= (-0,26 \cos \alpha_{\text{z}} - 0,09 \sin \alpha_{\text{z}}) \varphi_{\text{z}},
 \end{aligned}$$

Vak I

$$\begin{aligned}
 h_{3}^{\text{I}}(\text{C}) &= (-0,32 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}}, \\
 h_{3}^{\text{I}}(\text{V}) &= (-0,34 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,01 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}}, \\
 h_{3}^{\text{I}}(\text{HH}) &= (-0,30 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}}, \\
 h_{3}^{\text{I}}(\text{H}) &= (-0,23 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}}, \\
 h_{3}^{\text{I}}(\text{F}) &= (-0,22 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}}, \\
 h_{3}^{\text{I}}(\text{B}) &= (-0,16 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}}, \\
 h_{3}^{\text{I}}(\text{Cu}) &= (-0,15 \cos \alpha_{\text{I}} + 0,00 \sin \alpha_{\text{I}}) \varphi_{\text{I}},
 \end{aligned}$$

Vak II

$$\begin{aligned}
 h_{3}^{\text{II}}(\text{C}) &= (-0,22 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,20 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h_{3}^{\text{II}}(\text{V}) &= (-0,23 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,21 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h_{3}^{\text{II}}(\text{HH}) &= (-0,20 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,19 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h_{3}^{\text{II}}(\text{H}) &= (-0,16 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,14 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h_{3}^{\text{II}}(\text{F}) &= (-0,14 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,14 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h_{3}^{\text{II}}(\text{B}) &= (-0,11 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,10 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}}, \\
 h_{3}^{\text{II}}(\text{Cu}) &= (-0,10 \cos \alpha_{\text{II}} - 0,09 \sin \alpha_{\text{II}}) \varphi_{\text{II}},
 \end{aligned}$$

Vak III

$$\begin{aligned}
 h_{3}^{\text{III}}(\text{C}) &= (-0,03 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,01 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{3}^{\text{III}}(\text{V}) &= (-0,03 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,01 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{3}^{\text{III}}(\text{HH}) &= (-0,03 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{3}^{\text{III}}(\text{H}) &= (-0,02 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{3}^{\text{III}}(\text{F}) &= (-0,02 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{3}^{\text{III}}(\text{B}) &= (-0,01 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}}, \\
 h_{3}^{\text{III}}(\text{Cu}) &= (-0,01 \cos \alpha_{\text{III}} - 0,00 \sin \alpha_{\text{III}}) \varphi_{\text{III}},
 \end{aligned}$$

Ad 3.1.3.6 Totale windeffecten

Zuidvak

$$\begin{aligned}
h^z (\text{C}) &= (0,57 \cos \alpha_z + 0,20 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h^z (\text{V}) &= (0,53 \cos \alpha_z - 0,16 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h^z (\text{HH}) &= (0,50 \cos \alpha_z - 0,29 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h^z (\text{H}) &= (0,38 \cos \alpha_z - 0,36 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h^z (\text{F}) &= (0,32 \cos \alpha_z - 0,36 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h^z (\text{B}) &= (0,42 \cos \alpha_z - 0,51 \sin \alpha_z) \varphi_z, \\
h^z (\text{Cu}) &= (0,44 \cos \alpha_z - 0,75 \sin \alpha_z) \varphi_z,
\end{aligned}$$

Vak I

$$\begin{aligned}
h^I (\text{C}) &= (0,32 \cos \alpha_I + 0,00 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h^I (\text{V}) &= (0,30 \cos \alpha_I - 0,02 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h^I (\text{HH}) &= (0,33 \cos \alpha_I - 0,09 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h^I (\text{H}) &= (0,35 \cos \alpha_I - 0,17 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h^I (\text{F}) &= (0,33 \cos \alpha_I - 0,17 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h^I (\text{B}) &= (0,21 \cos \alpha_I - 0,13 \sin \alpha_I) \varphi_I, \\
h^I (\text{Cu}) &= (0,15 \cos \alpha_I - 0,10 \sin \alpha_I) \varphi_I,
\end{aligned}$$

Vak II

$$\begin{aligned}
h^{II} (\text{C}) &= (0,22 \cos \alpha_{II} + 0,20 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h^{II} (\text{V}) &= (0,20 \cos \alpha_{II} - 0,14 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h^{II} (\text{HH}) &= (0,13 \cos \alpha_{II} - 0,22 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h^{II} (\text{H}) &= (-0,07 \cos \alpha_{II} - 0,21 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h^{II} (\text{F}) &= (-0,14 \cos \alpha_{II} - 0,22 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h^{II} (\text{B}) &= (-0,11 \cos \alpha_{II} - 0,15 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II}, \\
h^{II} (\text{Cu}) &= (-0,10 \cos \alpha_{II} - 0,14 \sin \alpha_{II}) \varphi_{II},
\end{aligned}$$

Vak III

$$\begin{aligned}
h^{III} (\text{C}) &= (0,03 \cos \alpha_{III} + 0,00 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h^{III} (\text{V}) &= (0,03 \cos \alpha_{III} + 0,00 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h^{III} (\text{HH}) &= (0,04 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h^{III} (\text{H}) &= (0,10 \cos \alpha_{III} + 0,02 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h^{III} (\text{F}) &= (0,13 \cos \alpha_{III} + 0,03 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h^{III} (\text{B}) &= (0,32 \cos \alpha_{III} - 0,23 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III}, \\
h^{III} (\text{Cu}) &= (0,39 \cos \alpha_{III} - 0,51 \sin \alpha_{III}) \varphi_{III},
\end{aligned}$$

3.2 De stormvloeden van 21—24 december 1954. Een geval van resonantie

Summary

The storm surges of 21 - 24 December 1954 — a case of resonance

This paragraph contains an analysis of sea level disturbance heights at Hook of Holland caused by the twin storm of December 21 - 24 1954 on the North Sea. The disturbance curve, which has the character of a forced oscillation, can be quantitatively „explained” with the simple model of a damped harmonic oscillator, satisfying the equation:

$$\frac{d^2h}{dt^2} + r \frac{dh}{dt} + ah = ah_0(t),$$

where h = disturbance height, r and a are constants (for the case considered) and $h_0(t)$ represents the equilibrium height. The constants a and r proved to have the values $a = 0.041$ (hour)⁻² and $r = 0.12$ (hour)⁻¹. The phase lag amounted to about 6 hours.

It is shown that the period between the maxima of the two storms (about 36 hours) was such as to cause almost complete resonance under the prevailing circumstances. The disturbance height oscillated around a medium value of + 11.6 dm. The first maximum (+21.7 dm) was 10.1 dm above that level, the second one (+24.6 dm) was 13.0 dm above that level, whereas the „equilibrium disturbance” had an amplitude of 7.6 dm.

The second maximum was already practically equal to the resonance maximum, i.e. a third similar storm (having the same force and time interval) would have given practically the same maximum.

This study has been published in English by WEENINK, *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, 9 (5), 240 - 249, 1956 [2].

Résumé

Les marées de tempête du 21 - 24 décembre 1954 — un cas de résonance

Ce paragraphe contient une analyse des marées excessives causées, à Hoek van Holland, par la „tempête jumelle” du 21 - 24 décembre 1954. La courbe de la perturbation, qui a le caractère d’une oscillation forcée, peut être expliquée quantitativement comme une simple oscillation harmonique amortie répondant à l’équation:

$$\frac{d^2h}{dt^2} + r \frac{dh}{dt} + ah = ah_0(t),$$

dans laquelle h = niveau de la marée de tempête, r et a sont des constantes (dans le cas considéré) et $h_0(t)$ représente la hauteur d’équilibre. Les constantes r et a se sont trouvés avoir les valeurs $a = 0,041$ (heure)⁻² et $r = 0,12$ (heure)⁻¹. Le retard de phase était de 6 heures environ.

On a constaté que la période comprise entre le maximum des deux tempêtes (environ 36 heures) a été telle qu’elle causait une résonance presque complète sous les circonstances du moment. Le niveau de la marée de tempête oscillait autour d’une valeur moyenne de + 11,6 dm. Le premier maximum (+ 21,7 dm) dépassait ce niveau de 10,1 dm, le second (+ 24,6 dm) le dépassait de 13,0 dm, tandis que la perturbation d’équilibre avait une amplitude de 7,6 dm.

Le second maximum était déjà à peu près égal au maximum de résonance, c’est à dire qu’une troisième tempête semblable (ayant la même force et le même intervalle) aurait donné à peu près le même maximum.

Cette étude a été publiée en anglais par WEENINK, *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, 9 (5), 240 - 249, 1956 [2].

3.2.1 Inleiding

Gedurende de periode van 21—24 december 1954 werd ons land geteisterd door een tweetal stormvloeden, veroorzaakt door twee noordwesterstormen met een tussentijd van ongeveer anderhalf etmaal. We hebben hier te doen met een typisch voorbeeld van een niet-stationair gebeuren. De opgetreden maximale windeffecten ten gevolge van beide stormen waren aanmerkelijk groter dan met krachtenevenwicht overeen zou komen. We zullen nu aan deze beide stormvloeden enkele beschouwingen wijden. Aan de hand van een zeer eenvoudig model zullen we trachten het verloop van het windeffect te Hoek van Holland kwantitatief te „verklaren”. Dat wil zeggen, dat we de parameters die in de voor het genoemde model geldende formule, die het verband tussen het windveld en het windeffect geeft, zo proberen te kiezen, dat de overeenstemming tussen het theoretisch berekende en het opgetreden windeffect zo groot mogelijk is.

Behalve dat we in staat zijn met behulp van een zeer eenvoudig model het opgetreden windeffect in bovenomschreven zin te verklaren, blijkt het bovendien nog mogelijk om enkele uitspraken te doen over de mogelijkheid tot resonantie bij waterschommelingen in het Noordzeebekken. Tot slot blijkt

het mogelijk om een verwachting te maken voor het maximale windeffect voor het geval er nog een derde storm met dezelfde kracht en periode op de tweelingstormen was gevolgd.

3.2.2 *De stormen*

Gedurende de 21ste december 1954 begon midden op de dag boven de Noordzee een wester- tot noordwesterstorm op te steken, die 's avonds tijdens de koufrontpassage de windsnelheid voor de Nederlandse kust tot circa 25 meter per seconde deed toenemen. Na een tijdelijke afneming van de wind tot circa 20 meter per seconde nam hier gedurende de nacht tijdens de trogpassage de windsnelheid weer toe tot ongeveer 25 meter per seconde, terwijl de wind tot ongeveer NW ruimde. In de ochtend en het begin van de middag van 22 december nam de storm geleidelijk in hevigheid af tot de wind, geleidelijk krimpend, omstreeks 15.00 G.M.T. 's middags tot onder de stormgrens (17 meter per seconde) zakte en zelfs afnam tot circa 10 meter per seconde.

's Avonds begon de wind echter opnieuw aan te wakkeren en te ruimen en omstreeks middernacht werd de stormgrens wederom bereikt. Deze tweede storm bereikte zijn maximum in de middag van 23 december met windsnelheden van ongeveer 25 meter per seconde. In de namiddag nam de storm weer in betekenis af, totdat op 24 december 's ochtends de wind weer tot onder de stormgrens zakte.

Gedurende beide stormen werd de grens voor „zeer zware storm” (24 meter per seconde) dus overschreden.

Voor een uitvoerige beschrijving van de meteorologische situatie en de ontwikkeling van deze beide stormen zij verwezen naar 2.6. Aldaar is echter alleen het verloop van de windsnelheid langs onze kust en op de Nederlandse lichtschepen grafisch uitgezet, terwijl we voor ons doel dienen te beschikken over de middelbare wind over de zuidelijke en de noordelijke helft van de Noordzee, alsmede over de middelbare wind boven het Kanaal.

Daarom werd de wind boven het Zuidvak, het Noordvak en het Kanaalvak (zie 3.1.3) uit de weerkaarten opgemeten. Uit de gemiddelde isobarenafstand werd voor elk der drie vakken de wind op 10 meter hoogte boven zeeniveau afgeleid onder verwaarlozing van de kromming der isobaren, die in dit geval inderdaad zeer klein is geweest, terwijl door de treksnelheid van het druksysteem de kromming der luchtbanen (waar het eigenlijk op aankomt) nog geringer was. Op deze manier krijgen we voor ieder vak de gemiddelde „grondwind”, in plaats van de middelbare, die we feitelijk moesten gebruiken (onder de middelbare wind in een zeker vak verstaan we een vector met een *richting* gelijk aan de richting van het gemiddelde van de vectoren, die een lengte gelijk aan het kwadraat van de windsnelheid hebben en een *richting* gelijk aan de windrichting, en een *snelheid* gelijk aan de wortel uit de lengte van de genoemde gemiddelde vector). Voor een homogeen windveld echter zijn beide gelijk. Nu hebben we tijdens beide stormen met vrij homogene windvelden boven het Zuidvak van de Noordzee te doen gehad, aangezien de kernen der beide depressies een baan gevolgd hebben die ver noordelijk lag. Aangezien het windeffect langs onze kust in hoofdzaak door het windveld boven het zuidelijke deel der Noordzee wordt bepaald, mogen we dus voor deze beide stormen wel aannemen dat het windeffect, berekend met behulp van de gemiddelde wind, ongeveer gelijk zal zijn aan het windeffect, berekend met behulp van de middelbare wind.

In figuur 3.2.1 zijn de uit de isobarenkaarten afgeleide windsnelheden (in meters per seconde) boven het Noordvak, het Zuidvak en het Kanaalvak tegen de tijd uitgezet. De maximale windsnelheden zijn hier iets kleiner dan die in 2.6. Dit behoeft ons echter niet te bevreemden, aangezien de maximaal over een groot vak gemiddelde wind in geval van inhomogeniteit allicht kleiner is dan de maximale wind op een bepaalde plaats in dit gebied. Vergelijken we de windopgaven van de lichtschepen (zie 2.6) met die uit figuur 3.2.1, dan blijkt, dat er slechts een geringe tijdvertraging is geweest tussen isobarenpatroon en plaatselijke wind.

Als maximale over het Zuidvak gemiddelde windsnelheid vinden we voor beide stormen 23 meter per seconde. Het tijdsverschil tussen de maxima der beide stormen bedroeg circa anderhalf etmaal.

In figuur 3.2.2 hebben we de gemiddelde isobarenrichting voor de drie vakken grafisch tegen de tijd uitgezet. Tijdens de maxima van beide stormen was de isobarenrichting in het Zuidvak 300° à 320° .

3.2.3 Vergelijking tussen de evenwichtswindeffecten en de opgetreden windeffecten

Voor een uitvoerig verslag over de door deze stormen veroorzaakte waterstanden zij verwezen naar de desbetreffende stormvloedrapporten van de Directie Waterhuishouding en Waterbeweging van de Rijkswaterstaat. Wij zullen echter geen gebruik maken van de opgetreden waterstanden zelf doch van de verhogingen. De kromme der verhogingen te Hoek van Holland tijdens deze stormvloeden heeft de Directie Waterhuishouding en Waterbeweging van de Rijkswaterstaat welwillend ter beschikking gesteld. Zij wordt korthedshalve windeffectkromme genoemd¹⁾.

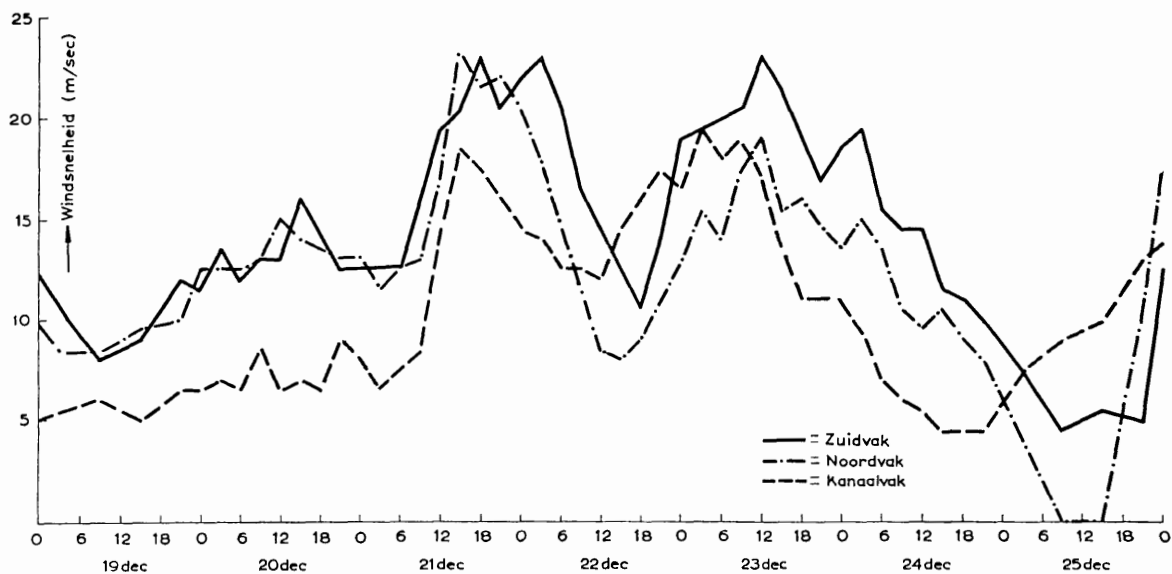


Fig. 3.2.1. Windsnelheden

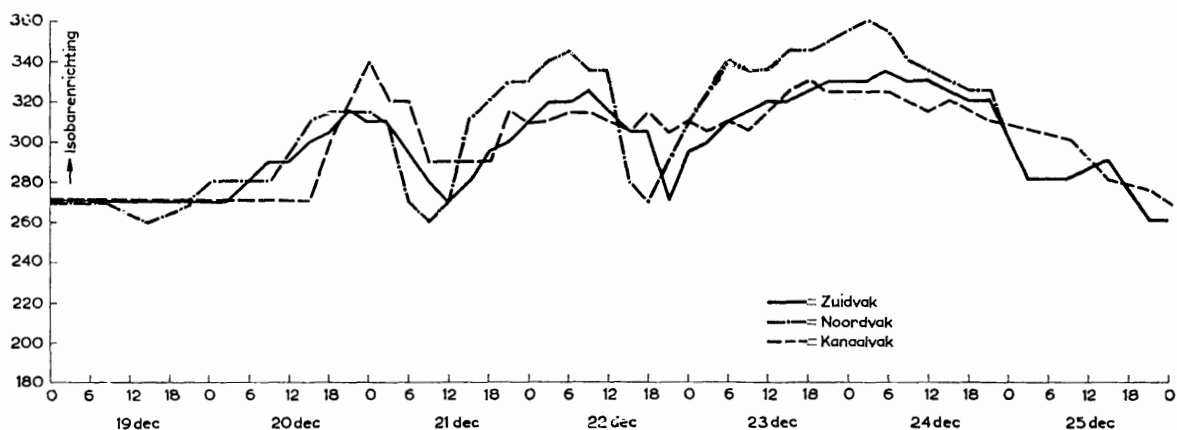


Fig. 3.2.2. Isobarenrichtingen

Aan de hand van de in de figuren 3.2.1 en 3.2.2 gegeven gemiddelde winden over de drie vakken, te weten de zuidelijke en de noordelijke helft van de Noordzee alsmede het Kanaalvak zijn met behulp van WEENINK's grafieken [3] de bijdragen van elk vak tot het totaal te verwachten evenwichtswindeffect te Hoek van Holland vastgesteld (met evenwichtswindeffect bedoelen we het windeffect dat optreedt in geval van krachteenwicht zoals bijv. in een stationaire toestand). Deze te verwachten bijdragen zijn in figuur 3.2.3 grafisch weergegeven. Hierbij is géén tijderschuiving in rekening gebracht. In werkelijkheid zal het windeffect enkele uren op het windveld achterblijven.

¹⁾ Volgens het woordgebruik van de Rijkswaterstaat wordt zij stormeffectkromme genoemd. Zie ook bijdrage III.1 van het Rapport Deltacommissie (deel 4).

SCHALKWIJK geeft voor deze vertraging een tijd van 2 à 3 uur op. Bij deze beide stormvloeden hebben we met een aanzienlijk grotere vertraging te maken gehad. Dit blijkt bijvoorbeeld duidelijk uit figuur 3.2.4, waarin zowel het totaal verwachte evenwichtseffect als het opgetreden windeffect is uitgezet. De gemiddelde vertraging tussen oorzaak en gevolg blijkt hier circa 6 uur te bedragen. In 3.2.5 zullen we zien hoe deze vertraging werd vastgesteld.

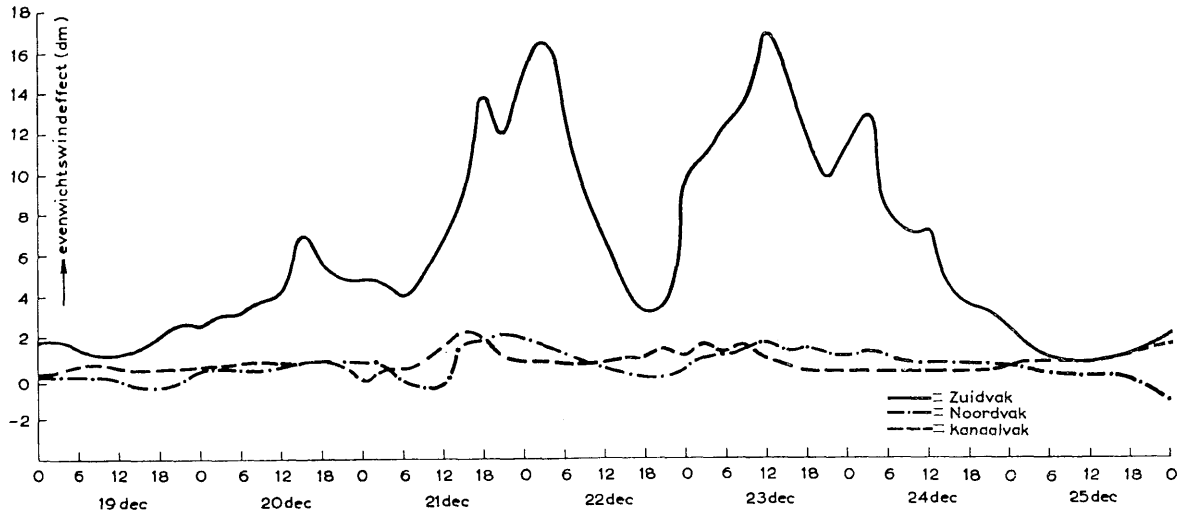


Fig. 3.2.3. Partiële evenwichts-windeffectkrommen

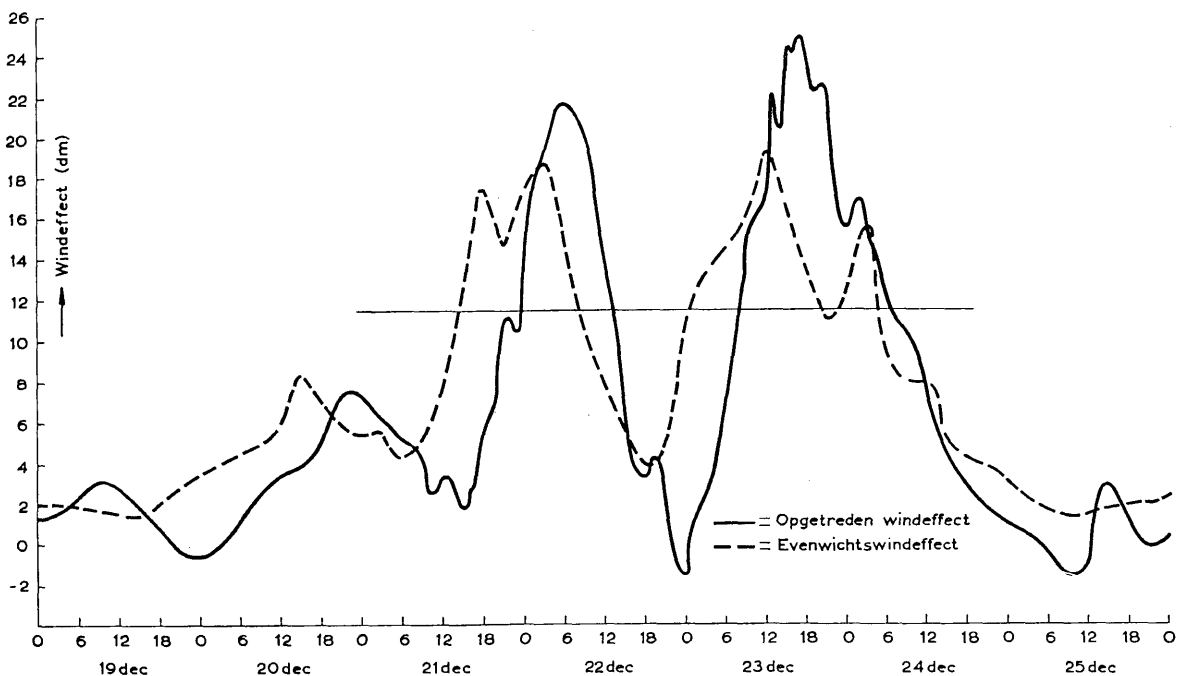


Fig. 3.2.4. Krommen van het totale berekende evenwichtswindeffect en van de opgetreden windeffecten

In het verwachte evenwichtswindeffect liggen beide toppen vrijwel even hoog (ongeveer 19 dm). Door het feit, dat deze evenwichts-windeffectkromme berust op windgegevens verricht om de drie uur, schuilt er in de juiste plaats van de maxima en minima een onzekerheid van circa 1,5 uur wat de tijd betreft. Uiteraard kan daardoor ook de waarde van het maximum (resp. minimum) iets anders zijn

dan in figuur 3.2.4. Ook de beide minima in de evenwichtseffectkromme (21 december 06.00 G.M.T. en 22 december 18.00 G.M.T.) liggen op gelijk niveau, te weten 4 dm. De amplitudo van de evenwichtseffectkromme bedraagt dus voor deze stormen ongeveer $7\frac{1}{2}$ dm.

Bekijken we nu de opgetreden windeffectkromme, dan zien we dat het maximale windeffect te Hoek van Holland tijdens de eerste stormvloed bijna 22 dm bedroeg, dit is dus ongeveer 3 dm meer dan we in het geval van evenwicht zouden verwachten. Voor de tweede stormvloed was dit verschil tussen het maximale opgetreden effect en maximale evenwichtseffect nog groter, namelijk bijna 6 dm (het max. windeffect tijdens de tweede stormvloed was 25 dm).

Terloops zij opgemerkt, dat SCHALKWIJK's [1] rekenrecept voor het „opzwiep” effect (d.w.z. het verschil tussen het maximum van het windeffect met inachtneming van de traagheid van het systeem en het maximum van het windeffect in geval van evenwicht) voor deze beide stormen vrij goede resultaten geeft. Dit rekenrecept luidt: Het opzwiepeffect is gelijk aan 2,2 maal de maximale stijging per uur in het aan de top voorafgaande deel van de verwachte windeffectkromme. Voor de eerste en de tweede stormvloed geeft dit resp. 3,7 dm en 4,4 dm, terwijl de opgetreden opzwiepeffecten blijken te zijn: 3 dm resp. 5,5 dm.

Aan de eerste stormvloed ging reeds een verhoging van ongeveer 8 dm vooraf (maximum op 20 december 22.00 G.M.T.). Ook dit topje komt duidelijk uit het windveld te voorschijn (zie figuur 3.2.4).

De gevonden windeffectkromme heeft een minimum van ca. 2 dm op 21 december 15.00 G.M.T. en een minimum van $-1,5$ dm op 23 december 00.00 G.M.T. Het eerste minimum (2 dm) ligt 2 dm en het tweede minimum ($-1,5$ dm) ligt 5,5 dm lager dan het bijbehorende evenwichtsminimum.

3.2.4 Eendimensionale theorie van windeffecten in het geval van niet-stationaire windvelden. Resonantie

Als eenvoudigste onderstelling kunnen we aannemen, dat de Noordzee zich bij een schommeling als een harmonische oscillator gedraagt en dat de afwijking h van het zeeniveau op een bepaalde plaats t.o.v. de „nulstand” (d.i. de stand bij afwezigheid van wind) voldoet aan de differentiaalvergelijking voor een gedempte harmonische oscillator. In dit geval voldoet het windeffect h aan de differentiaalvergelijking:

$$\ddot{h} + r\dot{h} + ah = P(t), \quad (1)$$

waarin r een dempingsfactor en a de versnelling van de teruggedrijvende inwendige kracht per eenheid van uitwijking voorstelt, terwijl $P(t)$ de werking van de wind representeert; \dot{h} en \ddot{h} duiden resp. de stijgsnelheid en de stijgsversnelling van het windeffect aan; t is de tijd.

Het is te bewijzen, dat voor een geheel willekeurig windveld het windeffect niet precies door de differentiaalvergelijking (1) kan worden beschreven. Windeffecten die echter worden opgewekt door aan zekere eisen voldoende windvelden kunnen wel door een vergelijking van de gedaante (1) worden weergegeven, zoals uit de bewegingsvergelijkingen en de continuïteitsvergelijking kan worden afgeleid. Uit die afleiding zou tevens volgen, dat de demping, beschreven door de parameter r , wordt veroorzaakt door de bodemwrijving en de Corioliskracht. We onderstellen nu in het vervolg, dat het windveld een zodanige ruimtelijke gedaante heeft, dat we de vergelijking (1) mogen toepassen ter berekening van het windeffect.

Als beginvoorwaarden nemen we aan, dat zowel het windeffect zelf als de stijgsnelheid hiervan op een willekeurig, als $t = 0$ te kiezen tijdstip, gegeven constanten zijn:

$$\text{en} \quad \left. \begin{aligned} h(t=0) &= h_0 \\ \dot{h}(t=0) &= k_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

De oplossing van (1) met de beginvoorwaarden (2) luidt dan:

$$h(t) = \int_{t'=0}^{t'=t} \frac{P(t')}{w_f} e^{-\frac{r}{2}(t-t')} \cdot \sin w_f(t-t') dt' + (h_0 \cos w_f t + \frac{\frac{r}{2}h_0 + k_0}{w_f} \sin w_f t) e^{-\frac{r}{2}t}. \quad (3)$$

waarin w_f gedefinieerd is door: $w_f^2 = a - \frac{r^2}{4}$. (4)

We zijn nu in principe in staat om met behulp van (3) voor elke functie $P(t)$ het bijbehorende windeffect $h(t)$ te berekenen.

Van bijzonder belang is het om voor $P(t)$ een periodieke functie te nemen bijv. van de gedaante:

$$P(t) = k + l \sin wt, \quad (5)$$

waarin k , l en w constanten zijn. Substitutie van (5) in (3) geeft ons, na enig rekenwerk, de volgende uitdrukking voor het windeffect:

$$h(t) = \frac{k}{a} + \frac{(a-w^2) l \sin wt - rw l \cos wt}{(a-w^2)^2 + r^2 w^2} + \frac{rw l \cos w_f t + \frac{w}{w_f} l (w^2 - w_f^2) \sin w_f t}{(a-w^2)^2 + r^2 w^2} e^{-\frac{r}{2}t} + \left\{ \frac{r}{2} \left(h_0 - \frac{k}{a} \right) + k_0 \right. \\ \left. + \left(h_0 - \frac{k}{a} \right) \cos w_f t \right\} e^{-\frac{r}{2}t}. \quad (6)$$

Hierin betekent w_r^2 :

$$w_r^2 = a - \frac{1}{2} r^2 \quad (7)$$

Voor grote waarden van t nadert (6) tot:

$$h(t) = \frac{k}{a} + \frac{(a-w^2) l \sin wt - rw l \cos wt}{(a-w^2)^2 + r^2 w^2} = \frac{k}{a} + \frac{A}{a} \sin (wt - \varphi), \quad (8)$$

waarin

$$\frac{A}{a} = \frac{l}{\sqrt{(a-w^2)^2 + r^2 w^2}} \quad (9)$$

de amplitudo is van de schommeling van het windeffect voor grote waarden van t , ondersteld dat het windveld nog wordt beschreven door (5). De phaseverschuiving φ wordt gegeven door:

$$\varphi = \text{arctg} \frac{rw}{a-w^2}. \quad (10)$$

Uit (9) blijkt, dat $\frac{A}{a}$ maximaal wordt voor $w = w_r = \sqrt{a - \frac{r^2}{2}}$ en om deze reden wordt w_r de *resonantiefrequentie* genoemd. De maximumwaarde van $\frac{A}{a}$ bedraagt, bij gegeven a en r :

$$\left(\frac{A}{a} \right)_{\max} = \frac{l}{w_f r}. \quad (11)$$

De phaseverschuiving bedraagt, in het geval van resonantie:

$$\varphi_r = \text{arctg} \frac{2w_r}{r}. \quad (12)$$

3.2.5 Toepassing op de tweelingstormvloed

Met behulp van (3) zijn we in staat om bij elk gegeven windveld het windeffect te berekenen, gesteld, dat de beginvoorwaarden h_0 en k_0 , alsmede de constanten a en r gegeven zijn. In figuur 3.2.4 zien we, dat, als we het tijdstip $t = 0$ op 21 december 14.00 G.M.T. kiezen, h_0 en k_0 respectievelijk zijn:

$$\left. \begin{aligned} h_0 &= 2 \text{ dm} \\ k_0 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

We beschouwen in het vervolg slechts tijdstippen $t > 0$.

Het evenwichtswindeffect s volgens (1) gelijk aan:

$$h^* = \frac{P(t)}{a}, \quad (14)$$

aangezien in het geval van krachtenevenwicht \ddot{h} en \dot{h} nul zijn. Het evenwichtswindeffect, dat voor de tweelingstormvloed van 21—24 december 1954 geldt, is in figuur 3.2.4 als gestippelde kromme weergegeven. Uit deze figuur blijkt, dat we met een redelijke graad van nauwkeurigheid van 21 december 14.00 G.M.T. tot 23 december 21.00 G.M.T. het verloop van deze gestippelde kromme kunnen voorstellen door de volgende formule:

$$h^* = \frac{k}{a} + \frac{l}{a} \sin wt = 11,6 + 7,6 \sin 0,174 t, \quad (15)$$

waarin h^* in dm is uitgedrukt en t in uren. In het volgende zullen we steeds lengtematen in decimeters uitdrukken en tijdsintervallen in uren. De tijd t rekenen we vanaf 21 december 1954 14.00 G.M.T. In figuur 3.2.5 is zowel het aan het werkelijke windveld beantwoordende evenwichtswindeffect, als het volgens (15) berekende evenwichtswindeffect weergegeven. Hierbij is aan w , de hoekfrequentie van het windveld, de waarde 0,174 gegeven. Dit komt overeen met een trillingstijd van $\frac{2\pi}{w} \approx 36$ (uren).

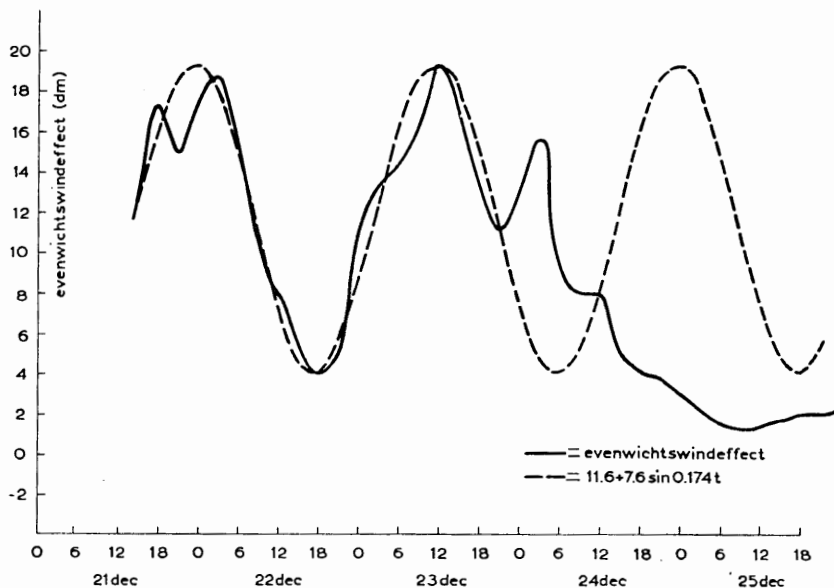


Fig. 3.2.5. Het evenwichtswindeffect en zijn sinus-benadering

Invullen van de beginvoorwaarden (13) en de waarden van $\frac{k}{a}$, $\frac{l}{a}$ en w volgens (15) in de oplossing (6) geeft:

$$\begin{aligned} h(t) = & 11,6 + 7,6 a \cdot \frac{(a-0,0303) \sin 0,174 t - 0,174 r \cos 0,174 t}{(a-0,0303)^2 + 0,0303 r^2} \\ & + 7,6 a \cdot \frac{0,174 r \cos w_f t + \frac{0,174}{w_f} (0,0303 - w_f^2) \sin w_f t}{(a-0,0303)^2 + 0,0303 r^2} e^{-\frac{r}{2} t} \\ & - 9,6 \left(\frac{r}{2w_f} \sin w_f t + \cos w_f t \right) e^{-\frac{r}{2} t}. \end{aligned} \quad (16)$$

We dienen nu de waarden van a en r zo te kiezen, dat het volgens (16) met deze waarden van a en r berekende windeffect zo goed mogelijk in overeenstemming is met het opgetreden windeffect. Daarbij denken we in het bijzonder aan de beide maxima van de tweelingstormvloed en aan de fase-

verschuiving. Het is duidelijk, dat het met twee vrijheidsgraden (a en r) in het algemeen niet mogelijk zal zijn zowel de beide maxima als de faseverschuiving te doen kloppen. We zullen ons daarom in hoofdzaak richten naar de tweede top en de faseverschuiving.

Om snel een idee te krijgen van de orde van grootte van a en r nemen we eens even aan dat de amplitudo van de tweede schommeling reeds wordt weergegeven door de uitdrukking (9), die strikt genomen pas geldt voor de oneindigste schommeling. Bovendien nemen we eens aan, dat de fasehoek voor deze beide stormen gelijk is aan de fasehoek voor de oneindigste storm, die gegeven wordt door (10). We kunnen nu a en r oplossen uit de vergelijkingen (9) en (10) en vinden:

$$\left. \begin{aligned} a &= 0,041 \text{ uur}^{-2} \\ r &= 0,12 \text{ uur}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Teneinde een overzicht te verkrijgen van de afhankelijkheid van de hoogte der eerste en tweede top, alsmede van de grootte der fasehoek van de waarde van a en r , werden voor een aantal combinaties van a - en r -waarden deze drie grootheden berekend en in een (a, r) -diagram uitgezet. Vervolgens zijn in dit diagram lijnen getrokken van gelijke hoogte van de eerste top en van de tweede top en lijnen van gelijke faseverschuiving. In figuur 3.2.6 is dit (a, r) -diagram weergegeven. Uit dit diagram zien we, dat het in dit geval inderdaad onmogelijk is om zowel de eerste en tweede top als de faseverschuiving met de werkelijk opgetreden waarden te doen overeenstemmen.

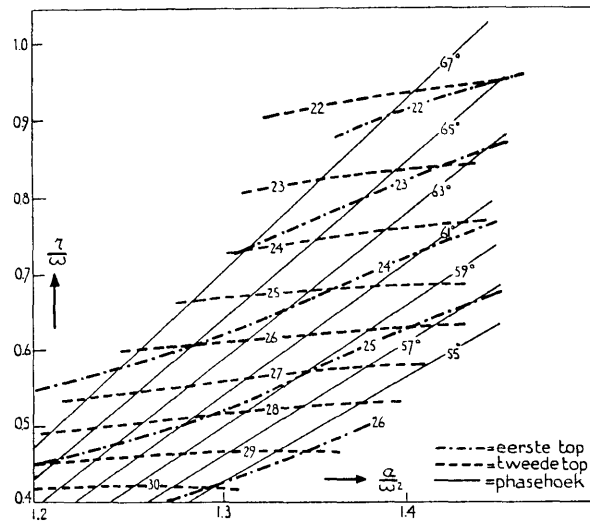


Fig. 3.2.6. (a, r) -diagram

De hoogte van de eerste en die van de tweede top in de opgetreden windeffectkromme bedragen (zie figuur 3.2.4) resp. 21,7 en 24,6 dm, terwijl de faseverschuiving gemiddeld ruim 6 uur blijkt te bedragen. Deze faseverschuiving werd als volgt bepaald. Allereerst werd de amplitudo van het opgetreden windeffect zo goed mogelijk gereduceerd tot de amplitudo van het evenwichtswindeffect en vervolgens werd deze gereduceerde kromme in de tijd zodanig verschoven, dat de verschoven curve zo goed mogelijk met de andere curve samenviel. Op deze manier is de tijdverschuiving tot op een kwartier nauwkeurig te bepalen, hetgeen neerkomt op een onzekerheidsmarge in de faseverschuiving van circa 1° .

Uit figuur 3.2.6 lezen we af, dat we voor $\frac{a}{w^2}$ resp. $\frac{r}{w}$ het best de waarden $1,34 \pm 0,02$ en $0,70 \pm 0,02$ kunnen kiezen. Dan heeft namelijk de tweede top de vereiste hoogte en bedraagt de faseverschuiving $64^\circ \pm 1^\circ$ (dit komt overeen met ruim 6 uur tijdsverschil in ons geval). Deze waarden van $\frac{a}{w^2}$ en $\frac{r}{w}$ geven voor a en r de waarden:

$$\left. \begin{aligned} a &= 0,041 \pm 0,002 \text{ uur}^{-2} \\ r &= 0,122 \pm 0,007 \text{ uur}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Met behulp van deze waarden van a en r vinden we tenslotte voor het windeffect volgens (15):

$$h(t) = 11,6 + 13,0 \sin(9,97 t - 64)^\circ + \{2,1 \cos(11,0 t)^\circ - 4,5 \sin(11,0 t)^\circ\} e^{-0,061 t}. \quad (19)$$

In figuur 3.2.7 zijn zowel de volgens deze formule berekende windeffecten als de opgetreden windeffecten weergegeven. Vergelijken we nu de beide krommen, dan zien we dat de tweede stormvloed door (19) goed wordt beschreven; zowel het berekende minimum als het berekende maximum zijn in overeenstemming met de opgetreden waarden (althans binnen de onzekerheidsmarge). Op 24 december begint de berekende kromme belangrijk af te wijken van de opgetreden kromme. Dit ligt ook voor de hand, omdat de berekende kromme berust op een verloop van de wind volgens (15) en deze vorm van de windkromme is slechts met de werkelijke windkromme in overeenstemming gedurende de periode van 21 december 14.00 G.M.T. tot 23 december 21.00 G.M.T.

Beschouwen we de eerste stormvloed, dan blijkt uit figuur 3.2.7, dat het opgetreden maximum ongeveer 2 dm lager ligt dan het berekende maximum. Dit behoeft ons echter niet te verwonderen, aangezien er in werkelijkheid in de windkromme een „deuk” zit (21 december 1954, 18.00 G.M.T.), die we niet in ons geschematiseerd windveld vinden (zie figuur 3.2.5). Deze inzinking in de windsnelheidskromme kan althans ten dele het verschil in maximum windeffect gedurende de eerste stormvloed verklaren. Dit achterblijven in hoogte van het werkelijke windeffect tijdens de eerste storm ten opzichte van het volgens (19) berekende windeffect heeft tevens tot gevolg en verklaart derhalve ook de tijdsverschuiving van de berekende kromme ten opzichte van de opgetreden kromme in de dalende tak van de eerste stormvloed.

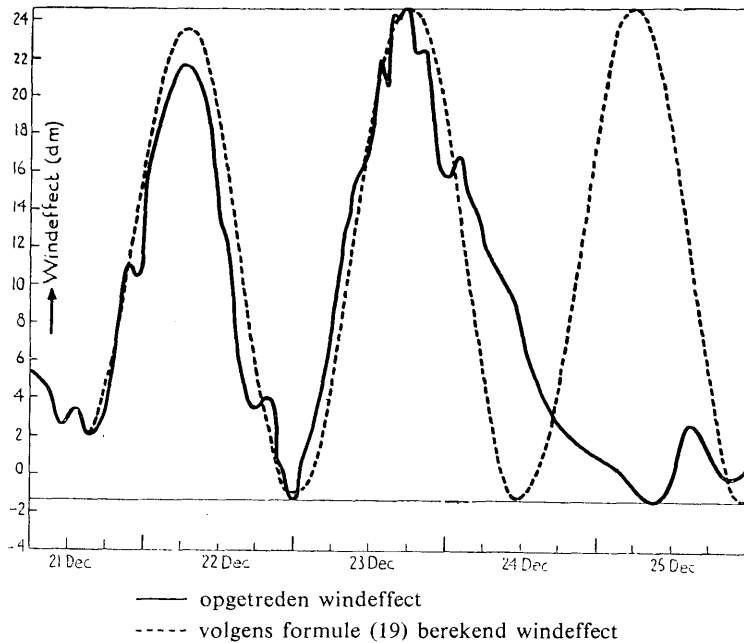


Fig. 3.2.7. Opgetreden en berekende windeffectkromme

We kunnen dus concluderen dat het redelijk goed mogelijk blijkt de tweelingstormvloed van december 1954 te beschrijven aan de hand van het hierboven beschreven eenvoudige model. Deze analyse geeft ons tevens een idee van de grootteorde van de in het spel zijnde grootheden en parameters.

Allereerst wordt de waarde van de dempingsconstante r uit de windeffectkromme afgeleid. Volgens (18) bedraagt deze voor dit geval $0,122 \text{ uur}^{-1}$. Ook SCHALKWIJK (l.c. blz. 52 e.v.) heeft empirisch dempingsconstanten berekend. Hoewel zijn waarden voor de verschillende stormen een sterke spreiding vertonen, stelt hij toch een gemiddeld verband op tussen de dempingsfactor en de windsnelheid, dat, vertaald in onze notatie, luidt:

$$r = (1,44 + 0,27 V) 10^{-2} \text{ uur}^{-1}, \quad (20)$$

waarin V de windsnelheid in meters per seconde voorstelt. Willen we de volgens onze manier berekende waarde van r vergelijken met de volgens (20) berekende r , dan moeten we de gemiddeld opgetreden windsnelheden (circa 16 meter per seconde) gebruiken; (20) geeft dan de waarde: $r = 0,058$.

Deze waarde van r is ongeveer tweemaal zo klein als de door ons berekende waarde. Dit verschil behoeft ons echter niet te verontrusten, enerzijds doordat de volgens (20) berekende r slechts een zeer ruwe schatting geeft van r , gezien de grote spreiding in de waarnemingen waarop (20) berust en anderzijds doordat we kunnen verwachten, dat voor deze tweelingstormvloed r groter geweest zal zijn dan in het normale geval, daar de tweelingstorm met een opvallend sterke buigigheid gepaard ging, die de turbulentiegraad van het water aanzienlijk vergroot kan hebben.

Verder kunnen we uit (18) ook de schommelingsperiode van de Noordzee voor dit geval afleiden. Uit (3) volgt, door $P(t) = 0$ te stellen, dat de hoekfrequentie van de vrije schommeling van de Noordzee

$w_f = \sqrt{a - \frac{r^2}{4}}$ bedraagt. De waarden van a en r uit (18) geven ons derhalve: $w_f = 0,192$ uur⁻¹. De

hiermee corresponderende eigen slingertijd bedraagt dan:

$$T_f = \frac{2\pi}{w_f} = 32,7 \text{ uur.} \quad (21)$$

Voor het geval er geen bodemwrijving zou zijn, zou de hoekfrequentie der eigen schommeling bedragen: $w_0 = \sqrt{a} = 0,202$ uur⁻¹, wat overeenkomt met een periode van:

$$T_0 = \frac{2\pi}{w_0} = 31,1 \text{ uur.} \quad (22)$$

Vergelijken we de waarde van T_f volgens (21) met de door SCHALKWIJK empirisch bepaalde gemiddelde waarde van de eigen periode voor een schommeling in de lengterichting (41 uur), dan zien we, dat de door ons berekende waarde veel kleiner is. Mogelijk kan dit erop wijzen, dat in het geval van de tweelingstormvloed de Noordzee niet zuiver in de lengterichting heeft geschommeld, maar met een andere trillingsvorm.

Tenslotte willen we nog nagaan in hoeverre er sprake is geweest van resonantie. De resonantieperiode van de Noordzee zou bij de hier opgetreden slingerwijze zijn, volgens formule (7):

$$T_r = \frac{2\pi}{w_r} = \frac{2\pi}{\sqrt{a - \frac{r^2}{2}}} = 34,5 \text{ uur.} \quad (23)$$

De opgetreden slingering had dus een periode die 1,5 uur groter was dan de resonantieperiode. We zullen nog berekenen welke maximale windeffecten een sinusvormig windveld zouden veroorzaken als de periode van het windveld gelijk zou zijn geweest aan T_r . Daartoe werd de frequentiearakteristiek volgens (9) berekend, dat wil zeggen: voor een aantal waarden van w werd de bijbehorende waarde van $\frac{A}{a}$ bepaald. De karakteristiek is grafisch weergegeven in figuur 3.2.8. Hieruit lezen we af, dat de verhouding $\frac{A}{a}$ maximaal 13,0 dm had kunnen bedragen (bij gelijke amplitudo van het windveld wel te verstaan). De bij de opgetreden periode van de beide stormen behorende amplitudo was 12,9 dm, zodat we bij deze tweelingstormvloed practisch met volledige resonantie te doen hebben gehad. Uit de figuur blijkt bovendien, dat voor een opgedrongen periode tussen 31 en 40 uur de amplitudo $\frac{A}{a}$ minder dan 5 cm van de resonantie-amplitudo zou verschillen. Er dient nog aan herinnerd te worden, dat figuur 3.2.8 slechts betrekking heeft op de amplitudo van de schommeling voor voldoende grote waarden van de tijd.

Uit figuur 3.2.7 blijkt echter dat tijdens de tweede storm al practisch de maximale amplitudo is bereikt. We kunnen hieruit concluderen, dat in het geval dat de beide stormen nog gevolgd waren

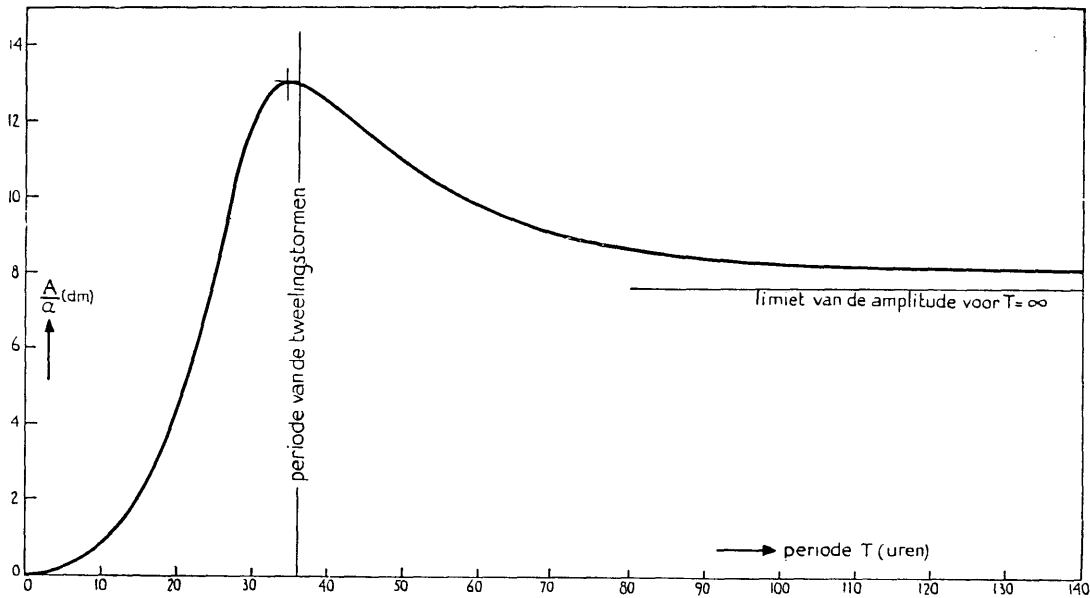


Fig. 3.2.8. Amplitude-karakteristiek

door andere stormen van dezelfde kracht en met dezelfde periode deze latere stormen geen hogere windeffecten tot gevolg zouden hebben gehad. Dus zou in het bijzonder een drielingstorm van dezelfde kracht niet gevaarlijker zijn geweest.

Literatuur:

1. *W. F. Schalkwijk* A contribution to the study of storm surges on the Dutch coast. K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel I, No. 7, 1947.
2. *M. P. H. Weenink* The „twin” storm surges during 21st – 24th December, 1954. A case of resonance. Deutsche Hydrographische Zeitschrift, 9 (5), 1956, 240 – 249.
3. *M. P. H. Weenink* A theory and method of calculation of wind effects on sea levels in a partly-enclosed sea, with special application to the southern coast of the North Sea. K.N.M.I., Med. en Verh., No. 73, 1958.

3.3 De uitwerking van de wind over de Groningse Waddenzee op de hoogwaterstanden van Delfzijl

Summary

The effect of the wind over the eastern part of the Dutch Wadden Sea on the height of high water at Delfzijl (Ems estuary)

The wind effect on the height of high water (H.W.) at a place on the continental coast on the Dutch Wadden Sea may be thought of as being composed of a „North Sea effect” and an additional „Wadden Sea effect”. For Delfzijl, on the Ems estuary, the Wadden Sea effects during periods of sufficiently high winds of the years 1947 to 1951 inclusive, have been determined by subtracting the wind effect on the height of H.W. as observed at Borkum from the wind effect on the height of H.W. as observed at Delfzijl. The differences ΔO , thus found, have been correlated with the direction d and the velocity V of the wind during the preceding two hours, as measured at Rottum or Schiermonnikoog. The dependence of ΔO on the wind may be fairly well described by the formula: $\Delta O = C(d) V^{2.4}$. Probable values of C for various wind directions have been determined and the form of the function $C(d)$ has been discussed briefly.

Résumé

L'effet du vent au-dessus de la partie est du Waddenzée hollandais sur le niveau de la pleine mer à Delfzijl (estuaire de l'Ems)

L'effet du vent sur le niveau de la pleine mer à un endroit quelconque de la côte continentale du Waddenzée hollandais peut être considéré comme étant composé d'un „effet de la mer du Nord” et d'un „effet du Waddenzée”. Pour Delfzijl, sur l'estuaire de l'Ems, l'effet du Waddenzée a été déterminé, pendant les périodes de vent suffisamment fort des années 1947 à 1951, en soustrayant de l'effet du vent sur le niveau de pleine mer enregistré à Delfzijl l'effet du vent sur le niveau de pleine mer enregistré à Borkum. Les différences ΔO , ainsi trouvées, ont été mises en rapport avec la direction d et la vitesse V du vent enregistrées pendant les deux heures précédentes à Rottum ou à Schiermonnikoog. Le rapport entre ΔO et le vent est assez bien exprimé par la formule $\Delta O = C(d) V^{2.4}$. Des valeurs probables de C pour diverses directions du vent ont été déterminées et la forme de la fonction $C(d)$ a été discutée brièvement.

3.3.1 Inleiding

Verwachtingen van waterhoogten langs de Nederlandse kust worden voor het gebied van de Waddenzee gegeven voor de twee referentiestations Harlingen en Delfzijl. De verwachtingsmethodiek berust op een berekening van de waterhoogten op een paar plaatsen aan de buitenkant van de Waddenzee (het z.g. Noordzee-effect), op basis van het verwachte windveld op de Noordzee, en daarnaast een berekening van de additionele opzet in de westelijke Waddenzee en in het mondingsgebied van de Eems, op basis van de „locale” windinvloed, om zodoende uit de som van deze twee effecten, het Noordzee-effect en het locale effect, tot een te verwachten waterhoogte in de genoemde stations te komen.

In het volgende wordt een verslag gegeven van het onderzoek naar het locale effect in het gebied tussen Borkum en Delfzijl.

3.3.2 In het oostelijke Waddengebied loopt de hoofdgeul van het Eems-estuarium in WNW-lijke richting tussen de eilanden Borkum en Rottumeroog door. Aan de oostzijde van deze geul worden regelmatig de waterhoogten aan een peilschaal, welke in de haven van Borkum is opgesteld, gemeten. Gewoonlijk wordt aangenomen dat de waterstanden langs de Waddeneilanden wat betreft het atmosferisch effect uitsluitend bepaald worden door de windverdeling op de Noordzee; de correcties, die op dit ietwat vereenvoudigde beeld moeten worden toegepast om tot de werkelijke toestand te komen, zijn bij de meest voorkomende gevallen van een orde van grootte, die binnen de nauwkeurigheidsgrenzen van de verwachtingsmethodiek van het „Noordzee-effect” liggen.

Anders evenwel staat het met het atmosferisch effect op de waterstanden in Delfzijl. Het Eems-estuarium heeft dusdanige afmetingen, dat bij een verwachting van een waterhoogte in Delfzijl wel degelijk rekening moet worden gehouden met de „locale” windinvloed op dit watergebied. In de praktijk is men vooral gebaat bij een verwachting van de extrema der waterstanden en wel in de eerste plaats van het komende hoogwater (H.W.). Derhalve is bij dit onderzoek alleen de aandacht op het laatste gericht geweest, waarbij in eerste instantie eventuele tijdsverschillen tussen het H.W. volgens de getijtafel en het werkelijk optredende H.W. buiten beschouwing zijn gelaten.

Als maat voor het locale windeffect tussen Borkum en Delfzijl op de verticale waterbeweging is het verschil in opzet, ΔO genoemd, van de overeenkomstige hoogwaters van beide genoemde plaatsen

enom en. Onder de opzet wordt verstaan het verschil tussen de hoogte van het opgetreden H.W. en de overeenkomstige berekende H.W.-stand volgens de getijtafel.

Volgens de z.g. „Zuiderzee“-formule, opgesteld door de Staatscommissie-Lorentz [1] en gebaseerd op een onderzoek van het windeffect op de voormalige Zuiderzee, bleek de opstuwing door de wind aldaar o.a. evenredig te zijn met V^2 (V = windsnelheid) en omgekeerd evenredig met de diepte van het bekken.

Het lag voor de hand om voor het Eemsgebied voor elke windrichting eenzelfde relatie te bepalen tussen het bovengenoemde verschil in opzet ΔO en V^2 . De diepte van de hoofdgeul tussen Borkum en Delfzijl bedraagt gemiddeld 10 – 11 m; daar de veranderingen hierin door het optreden van hoge en lage hoogwaters en ten gevolge van de plaatselijke verhoging of verlaging van de waterstand onder invloed van de wind in de regel geen groot percentage van de diepte uitmaken (in zeer extreme gevallen kan de verhoging te Delfzijl echter 25 % worden), leek het met het oog op de te bereiken nauwkeurigheid, of m.a.w. gezien de grote spreiding in het waarnemingsmateriaal, gerechtvaardigd om in eerste instantie de diepte als een constante grootte te laten fungeren, zodat volstaan werd met het bepalen van een relatie tussen ΔO en V^2 , bij gegeven windrichting.

3.3.3 Als maat voor de locale wind over het Eems-estuarium konden de registraties van de Dines-anemograaf op Rottumeroog dienen. De anemometer stond midden op het eilandje boven op een schuur, ongeveer 500 m van de zee verwijderd. De windvaan bevond zich 12,5 m boven zeeniveau.

In januari 1950 is deze windmeter naar Schiermonnikoog overgebracht, alwaar hij op de vuurtoren op een hoogte van 40 m boven zeeniveau werd opgesteld. De vuurtoren staat op het duin langs de noordwestelijke kust van het eiland.

Nu is het waarnemingsmateriaal voor het grootste deel over de jaren 1947 tot en met 1951 genomen. De tussentijdse verplaatsing van de anemometer van Rottumeroog naar Schiermonnikoog gaf daarbij aan het materiaal een ongewenst heterogene samenstelling. In de puntenwolk op een ($\Delta O, V^2$)-diagram bleken echter bij vele windrichtingen de punten, die op de wind op Schiermonnikoog betrekking hadden, geheel temidden van de punten te liggen, die de wind op Rottumeroog representeerden en die het grote merendeel van de verzameling uitmaakten. Een systematisch verschil tussen de windmetingen op beide eilanden, zo dit mocht bestaan, bleek derhalve in orde van grootte binnen de spreiding van de afzonderlijke punten t.o.v. een gemiddelde betrekkinglijn te liggen.

Op grond van dit resultaat van indirecte vergelijking zijn in de gevallen dat voor een bepaalde windrichting het aantal waarnemingen, betrekking hebbend op Rottumeroog, te gering was, de registraties van Schiermonnikoog mede gebruikt.

3.3.4 De waarnemingsreeks, die zoals gezegd over de jaren 1947 tot en met 1951 is genomen en met enkele vroegere en latere stormperiodes is uitgebreid, heeft alleen betrekking op die situaties, waarbij de windsnelheid gedurende enige tijd minstens 10 m/sec was. Voor de uitvoering van deze selectie zijn de registraties van Vlieland gebruikt en wel omdat het onderzoek van de westelijke Waddenzee reeds eerder was aangepakt. Perioden waarin de windsnelheid gedurende slechts enkele uren een hoge waarde bereikte werden buiten beschouwing gelaten; zoveel mogelijk werd ernaar gestreefd die situaties uit te zoeken, waarbij de wind enkele uren vóór en ook tijdens het tijdstip van H.W. te Harlingen zowel in richting als in sterkte constant was of anders een gering en gelijkmatig gemiddeld verloop had. Daar het H.W. in Delfzijl slechts twee uur na dat in Harlingen optreedt is gemakshalve, behoudens enkele uitzonderingen, aangenomen dat deze keuze ook voor Delfzijl kan gelden.

Voor elk H.W., waarbij de omstandigheden aan de gestelde eisen voldeden, werden genoteerd:

Tijdstip en waterstand van het opgetreden H.W. te Borkum,

Tijdstip en waterstand van het opgetreden H.W. te Delfzijl,

Tijdstip en waterstand van het H.W. te Borkum volgens de getijtafel van het Deutsche Hydrografische Institut,

Tijdstip en waterstand van het H.W. te Delfzijl volgens de getijtafel van de Rijkswaterstaat

en de gemiddelde windsnelheid en -richting op Rottumeroog (c.q. Schiermonnikoog) over een periode van twee uren vóór het optreden van H.W. te Delfzijl.

Uit deze gegevens werd vervolgens de opzet in Borkum en die in Delfzijl berekend, alsmede voor beide plaatsen het tijdsverschil tussen het in de getijtafel voorspelde en het werkelijk opgetreden H.W.

Het locale windeffect op de waterbeweging is uiteindelijk vastgelegd met de twee volgende grootheden:

- (a) „de additionele opzet” ΔO = het verschil in opzet tussen Delfzijl en Borkum; ΔO wordt positief gerekend als de opzet in Delfzijl de grootste van de twee is;
- (b) de verandering van het tijdsverschil tussen de hoogwaters t.o.v. het volgens de getijtafel optreden tijdsverschil tussen de beide stations; Δt is positief indien sprake is van een vertraging. Van deze twee grootheden is dus hier alleen de additionele opzet verder onderzocht.

3.3.5 Voor de windrichtingen N, NNW en NW, die verwacht konden worden een positieve additionele opzet in Delfzijl te geven, werden de bij elkaar behorende waarden van ΔO en V in een tabel naast elkander gezet. Het merkwaardige verschijnsel deed zich toen voor, dat bij dezelfde windsnelheden uit een bepaalde richting zowel vrij grote positieve als vrij grote negatieve waarden van ΔO optraden. Een nadere analyse der gebruikte gegevens heeft uitgewezen dat de oorzaak van dit onwaarschijnlijke resultaat in de gebruikte getijtafels moet zitten. Er bestaat nl. een nagenoeg rechtlijnig verband tussen de overeenkomstige *waargenomen* H.W.-standen van beide plaatsen, als er weinig wind is over het Eemsgebied. De spreiding van de punten ten opzichte van de „betrekkingslijn”, die opgesteld was voor de werkelijk opgetreden hoogwaters, bleek voor enige zomermaanden, wanneer over het algemeen slechts zwakke winden heersen, zeer klein te zijn; de grootste afwijkingen zijn van de orde van 5 à 10 cm. In het diagram, waarin de overeenkomstige in de *getijtafels* voorspelde standen tegen elkaar werden uitgezet, bleek de spreiding ten opzichte van de gemiddelde betrekkingslijn veel groter te zijn, soms tot 20 en in een enkel geval tot 30 cm. Bij nader onderzoek bleek dit toe te schrijven te zijn aan het feit dat de twee getijtafels onafhankelijk van elkaar en volgens verschillende methoden worden samengesteld. Daar de onzekerheid in de getijvoorspelling de orde van grootte van een dm heeft, kunnen verschillen van 2 dm en in enkele gevallen van 3 dm voorkomen.

De moeilijkheid kon worden geëlimineerd door met behulp van de gevonden betrekkingslijn uit de getijtafelstanden van het ene station de bijbehorende standen van het andere af te leiden. Er is aangenomen dat de getijtafels voor Delfzijl correct zijn en de bijbehorende standen van Borkum werden uit de getijtafelstanden van Delfzijl berekend. De verschillen tussen de beide getijtafels werden op deze wijze uit de te berekenen opzetverschillen praktisch geëlimineerd.

Het ging er dus om, zo nauwkeurig mogelijk een betrekkingslijn tussen de opgetreden H.W.'s te bepalen, waarbij zo goed mogelijk de locale windinvloed moest worden uitgeschakeld.

Voor elf zomermaanden in de jaren 1947 tot en met 1950 werden in een diagram de overeenkomstige hoogwaterstanden uitgezet. Voor elke maand werd zo goed mogelijk door het 60-tal punten een rechte lijn getrokken en uit deze elf rechten een gemiddelde betrekkingslijn bepaald. Bij deze methode is de windgesteldheid niet in beschouwing genomen; het zou kunnen zijn, dat de aldus berekende gemiddelde lijn niet algemeen geldt, bijv. omdat gedurende de zomer de wind in overwegende mate uit een bepaalde hoek waait. Om dit te testen zijn voor het jaar 1950 de windregistraties nog eens bekeken en de dagen uitgezocht, waarop de windsnelheid gedurende minstens een etmaal niet boven de 5 m/sec uitkwam. De desbetreffende hoogwaters, waarbij die van de zomermaanden nu werden uitgesloten, leverden een 80-tal punten in het diagram op, tussen welke een betrekkingslijn gevonden werd, die geheel samen bleek te vallen met de reeds eerder bepaalde gemiddelde lijn; d.w.z. het mogelijke verschil tussen de beide rechten was statistisch gezien niet van enige betekenis.

De gevonden betrekking luidt:

$$B = (0,93 D - 13,3) \text{ cm,}$$

waarin: B = hoogwaterstand in Borkum, betrokken op Normal Null.

en D = hoogwaterstand in Delfzijl, betrokken op N.A.P.

Na een herberekening van ΔO m.b.v. de herziene getallen van Borkum bleken de waarden nu een bevredigend resultaat op te leveren; negatieve ΔO -waarden traden bij de genoemde windrichtingen niet meer op.

3.3.6 Het materiaal werd tenslotte naar de windrichting gesorteerd en per richting werden in een grafiek de waarden van ΔO tegen V^2 uitgezet. Zowel bij dit materiaal als bij het onderzoek naar de additionele opzet in Harlingen werden echter aanwijzingen gevonden, dat althans voor de Waddenzee de kwadratische windwet niet de beste weergave van het verband tussen wind en water is.

Beter leek een hogere macht van V te voldoen. Wegens de aanwezigheid van zovele onberekenbare factoren, die op ΔO invloed hebben, zoals de niet-stationaire effecten en de verwaarlozing van de variaties in de diepte, welke laatste grootte op de keper beschouwd zelf weer een functie van ΔO is, kon op grond van dit materiaal alleen niet zonder meer besloten worden de kwadratische windwet te verlaten en een andere er voor in de plaats te stellen.

Er zijn inmiddels, op grond van Amerikaanse onderzoeken betreffende de waarde van de schuifspanning als functie van de windsnelheid, aanwijzingen dat een samenstelling van een kwadratische en een derde-machts-windwet meer waarschijnlijk moet worden geacht. In een materiaal, waarin de windsnelheden van laag naar hoog variëren, zou dan gemiddeld een betrekking moeten gelden, waarin de exponent van V tussen 2 en 3 ligt.

Derhalve werd voor vier windrichtingen met de grootste aantallen waarnemingen ΔO op dubbel-logaritmisch papier tegen V uitgezet en op dit diagram de regressierechte van $\log \Delta O$ op $\log V$ getrokken. Daar ΔO de afhankelijke variabele van de twee is, geeft deze rechte het gezochte verband. De gevonden exponenten van V lagen bij deze richtingen tussen 2,3 en 2,5. Aangenomen werd een exponent van 2,4, een waarde, die ook reeds eerder in de literatuur vermeld staat [2]. We nemen dus aan:

$$\Delta O = C \cdot V^{2,4}$$

Derhalve werd nu in een grafiek voor elke windrichting ΔO tegen $V^{2,4}$ uitgezet. Op elke grafiek werden voor enige klassen van ΔO de zwaartepunten berekend en het bleek dan dat door het puntenmateriaal een rechte door de oorsprong getrokken kon worden, die binnen de statistische spreiding aansluit aan de zwaartepunten. De aldus afgeleide waarden van C zijn in bijgaande figuur grafisch tegen de windrichting uitgezet. Voor de richtingen NO, OZO, ZO en ZZO was het aantal waarnemingen met een behoorlijk opzetverschil te gering om C met voldoende nauwkeurigheid te bepalen; voor deze richtingen zijn de waarden van C door kringetjes aangeduid, voor de andere als stippen. De gevonden waarden zijn als volgt:

Windrichting:	N	NNO	NO	ONO	O	OZO	ZO	ZZO	
$C \times 10^3$:	+28	+24	(+15)	+16	-13	(-40)	(-22)	(-27)	cm(m/sec) ^{-2,4}
Windrichting:	Z	ZZW	ZW	WZW	W	WNW	NW	NNW	
$C \times 10^3$:	-21	-22	-15	-2	+9	+13	+18	+30	cm(m/sec) ^{-2,4}

Om een indruk te geven van de spreiding van de punten rond de getrokken rechten, is voor de twee richtingen NNW en Z, waarbij een variatie van windrichting geen grote verandering in de coëfficiënt C (dus in de additionele opzet) teweegbrengt, de standaardafwijking σ berekend van alle in het waarnemingsmateriaal opgetreden ΔO -waarden ten opzichte van de voor de bijbehorende windsnelheden berekende waarden.

Deze waren:

$$\begin{aligned} \text{NNW: } \sigma &= 3,9 \text{ cm} \\ \text{Z: } \sigma &= 3,8 \text{ cm.} \end{aligned}$$

In de grafische voorstelling van C (zie figuur) is het mogelijk langs de verkregen punten een enigszins gladgestreken kromme te trekken, die het waarschijnlijke verloop van C met de richting weergeeft. Uitbijters zijn vooral de empirische punten voor de richtingen OZO en ZO, die echter, zoals wij zagen, op slechts weinig waarnemingen berusten.

Uit de getrokken kromme zijn voor de verschillende windrichtingen de bijbehorende waarden van C afgelezen en de aldus gevonden waarden van C zijn gebruikt om een tabel samen te stellen van de bij gegeven windrichtingen en snelheden te verwachten waarden van ΔO ; zie tabel 3.3.1.

De gegevens van deze tabel zijn tevens in een diagram verwerkt, dat door de Afdeling Weerdienst van het K.N.M.I. wordt gebruikt.

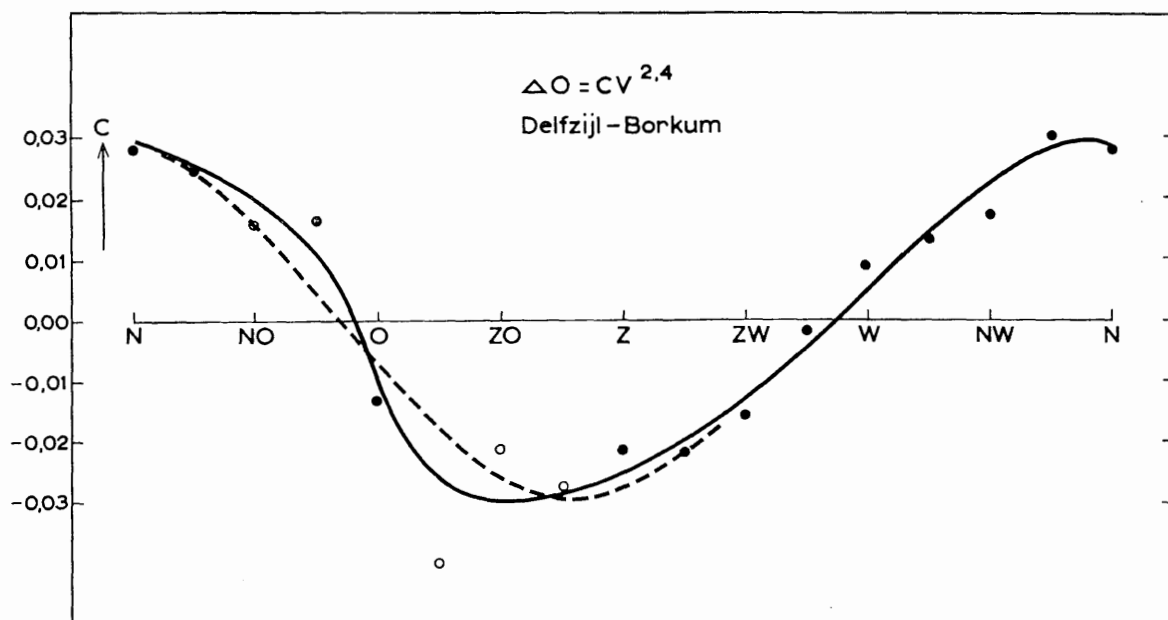


Fig. 3.3.1. Het opzetverschil tussen Borkum en Delfzijl als functie van de windrichting

3.3.7 Discussie

Opvallend is ook bij de gladgestreken kromme een zekere asymmetrie. De nulrichtingen liggen wel tegengesteld (WtZ en OtN) en de maximumrichting maakt wel een hoek van ongeveer 90° hiermede, doch tussen ZZO en N is een duidelijke anomalie te zien t.o.v. een min of meer sinusoidaal verloop, zoals door de stippellijn is aangeduid. De oorzaak van deze afwijking moet wel gezocht worden in het vrij uitgestrekte ondiepe waddegebied ten oosten van de hoofdgeul. Bij een wind uit noord-oostelijke richtingen geeft dit gebied door zijn geringere diepte een vergroting van de additionele opwaaiing bij Delfzijl, terwijl het bij winden uit oostzuid-oostelijke richtingen een vergroting van het negatieve verschil tussen Delfzijl en Borkum geeft. Weliswaar zou men bij zuidwestelijke en westnoordwestelijke winden het omgekeerde kunnen verwachten, doch bij eerstgenoemde windrichting is de wind hier aflandig, dus minder ontwikkeld dan de anemometer op de eilanden aangeeft, en in het tweede geval is het algemene waterpeil in deze hoek van de Noordzee verhoogd, het bedoelde waddegebied dus minder ondiep, het effect dus geringer. Op soortgelijke wijze als in het laatste geval is het wellicht ook te verklaren dat de maximale verlaging en de maximale verhoging ongeveer even groot zijn, ondanks het feit dat bij verlaging de wind aflandig is, dus over een deel van het betrokken watergebied minder sterk ontwikkeld zal zijn dan met de anemometeraanwijzing overeenkomt, terwijl bovendien de ruwheid van het zeeoppervlak geringer zal zijn; deze invloeden kunnen gecompenseerd worden door de geringere gemiddelde waterdiepte bij aflandige wind, die een vergrotende uitwerking op het locale windeffect heeft.

Stellen wij het verloop van de C -kromme, afgezien van de genoemde anomalie, door een sinusoidale voor en stellen we het effect bovendien op de gebruikelijke wijze evenredig met de strijk lengte L en omgekeerd evenredig met een harmonisch gemiddelde (effectieve) diepte D tussen de beide betrokken punten, dan kunnen we dus schrijven:

$$C(d) = \frac{bL}{D} \cos(d - d_0),$$

waarin d de windrichting en d_0 de richting van het maximale effect, t.o.v. de noordrichting, aanduidt.

Door een harmonische analyse vinden we:

$$C(d) = 0,029 \cos(d - 346^\circ) \text{ cm (m/sec)}^{-2,4}.$$

De richting $d_0 = 346^\circ$ komt ongeveer overeen met de gemiddelde richting van de hoofdgeul van de Eems, die vanaf Delfzijl tussen Borkum en Rottumeroog door loopt. Stellen we volgens de kaart $L = 35 \text{ km}$ en $D = 12\frac{1}{2} \text{ m}$, dan vinden we, uit het empirische verloop van C , voor b een waarde:

$$b = 1,0 \cdot 10^{-5} \text{ cm (m/sec)}^{-2,4}.$$

Dit betekent onder meer dat, als de schuifspanning van de wind door $a V^{2,4}$ voorgesteld wordt, de coëfficiënt a de waarde $a = b \rho g = 0,010 \text{ gcm}^{-1}\text{sec}^{-2} \text{ (m/sec)}^{-2,4}$ zou hebben. De eerdergenoemde „Zuiderzeeformule” beruiste op een schuifspanning αV^2 . Nemen we voor α , als een gemiddelde der in de literatuur opgegeven waarden, $\alpha = 0,030 \text{ gcm}^{-1}\text{sec}^{-2} \text{ (m/sec)}^{-2}$, dan wordt de uitkomst van beide formules dezelfde voor $V = 16 \text{ m/sec}$.

De snijding van de twee schuifspanningscurven bij deze vrij grote windsnelheid duidt op een goede overeenstemming van de hier gevonden empirische waarden met vroegere resultaten, daar de bepaling van α in het algemeen betrekking heeft gehad op situaties met niet te kleine windsnelheden, evenals onze bepaling van a .

Tabel 3.3.1

Additionele opzet (cm) tussen Borkum en Delfzijl bij winden gemeten op Rottumeroog (c.q. Schiermonnikoog)

1000C =	+28,5	25	19,5	10,5	-10,5	-26,5	-30	-28,5	-25	-19,5	-13	-4	+5	14,5	22,5	28,5
Wind (m/sec)	N	NNO	NO	ONO	O	OZO	ZO	ZZO	Z	ZZW	ZW	WZW	W	WNW	NW	NNW
7,5	+ 4	3	2	1	- 1	- 3	- 4	- 4	- 3	- 2	- 2	- 1	+ 1	2	3	4
10	+ 7	6	5	3	- 3	- 7	- 8	- 7	- 6	- 5	- 3	- 1	+ 1	4	6	7
12,5	+ 12	11	8	5	- 5	-11	- 13	- 12	-11	- 8	- 6	- 2	+ 2	6	10	12
15	+ 19	17	13	7	- 7	-18	- 20	- 19	-17	-13	- 9	- 3	+ 3	10	15	19
17,5	+ 27	24	19	10	-10	-26	- 29	- 27	-24	-19	-13	- 4	+ 5	14	22	27
20	+ 38	33	26	14	-14	-35	- 40	- 38	-33	-26	-17	- 5	+ 7	19	30	38
22,5	+ 50	44	34	18	-18	-47	- 53	- 50	-44	-34	-23	- 7	+ 9	26	40	50
25	+ 65	57	44	24	-24	-60	- 68	- 65	-57	-44	-29	- 9	+11	33	51	65
27,5	+ 81	71	55	30	-30	-75	- 85	- 81	-71	-55	-37	-11	+14	41	64	81
30	+100	88	68	37	-37	-93	-105	-100	-88	-68	-46	-14	+18	51	79	100

Literatuur:

1. *W. F. Schalkwijk* A contribution to the study of storm surges on the Dutch coast K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel I, No. 7, 1947.
2. *Staatscommissie-Zuiderzee* Verslag 1918 - 1926. 's-Gravenhage, 1926.

3.4 Berekening van de windeffecten veroorzaakt door de verplaatst gedachte storm van 31 januari/ 1 februari 1953

Summary

Computation of the wind effects caused by the „fictitious” shifted gale of January 31 and February 1, 1953

In section 2.4 it has been shown that the pressure field that occurred off the Scottish coast on January 31 at 12.00 G.M.T. had the largest pressure gradients ever observed in the region that was investigated.

In the present section this pressure field has been shifted southwards in such a way that the strongest winds occur in the most dangerous position with respect to the Dutch coast.

Taking account of all possible effects a total wind effect of 65 dm might be possible. This result is improbable, however, but a wind effect of 50 dm could certainly occur.

Shifting the storm field in another, more probable, way would lead to a wind effect of 42 dm or even 56 dm in more unfavourable circumstances.

Résumé

Calcul des effets de vent que causerait la tempête du 31 janvier au 1er février 1953, fictivement déplacée

En section 2.4 il a été montré que le champ de pression, se présentant sur la côte de l'Ecosse le 31 janvier, à 12.00 T.M.G., présentait les gradients de pression les plus forts qu'on ait observés jusqu'à présent dans la région considérée.

Dans cette section-ci le champ de pression est déplacé vers le sud de manière que sa position est la plus dangereuse par rapport à la côte hollandaise.

Compte tenu de tous les effets possibles, un effet de vent total de 65 dm est possible. Un effet pareil est improbable, mais un effet de vent de 50 dm pourrait certainement arriver.

Le déplacement du champ de tempête dans une autre direction plus probable mènerait à un effet de vent de 42 dm ou même de 56 dm dans des circonstances plus défavorables.

3.4.1 In 2.4 is een statistiek gegeven van stormdepressies. Volgens deze statistiek blijkt de depressie van 31 januari – 1 februari 1953 het sterkste stormveld te hebben bezeten, dat ooit in het in 2.4 omschreven gebied is waargenomen. Dit sterkste stormveld is volgens de meteorologische waarnemingen opgetreden op 31 januari 1953, 12.00 G.M.T. nabij de Schotse oostkust. In tabel 2.4.2 is de windsnelheid gegeven die er gemiddeld boven het zuidwestelijke deel van de Noordzee geheerst zou hebben indien de depressie in de toestand van 12.00 G.M.T. onveranderd naar het zuidelijke deel van de Noordzee verplaatst zou zijn in een zo ongunstig mogelijke stand wat betreft de door het stormveld veroorzaakte verhogingen van de zeespiegel te Hoek van Holland.

In de onderhavige paragraaf worden de resultaten gegeven van berekeningen van de waterstandsverhogingen behorende bij de op bovengenoemde wijze verplaatst gedachte storm.

Vanwege het zeer inhomogene karakter van het betrokken stormveld boven de zuidelijke helft van de Noordzee kan in eerste instantie geen gebruik gemaakt worden van het empirische diagram, dat SCHALKWIJK [1] heeft samengesteld ter berekening van evenwichtswindeffecten die het gevolg zijn van een homogene gedachte wind boven de zuidelijke helft van de Noordzee.

Ook de door WEENINK [2] aangegeven verfijnde methode ter berekening van windeffecten, volgens welke in principe wel de bij een inhomogeen windveld behorende evenwichtswindeffecten berekend kunnen worden, is hier niet gebruikt, daar bij deze methode de effectieve waarde van de bodemwrijvingsparameter vrij nauwkeurig bekend moet zijn, aangezien bij de in bovengenoemde verplaatste storm-situatie optredende zeer grote windsnelheden een geringe wijziging in de waarde van deze parameter een relatief vrij grote wijziging in de berekende windeffecten ten gevolge zou hebben. Bedenkt men hierbij dat de bodemwrijvingsparameter geen natuurconstante is, doch op een ingewikkelde wijze afhangt van de diepte, de getijstroomsnelheid (dus de maanfase) en de driftstroom, welke factoren elk weer afhankelijk zijn van, of in ieder geval beïnvloed worden door de windsnelheid, dan is het evident, dat men in het bijzonder bij de betrokken extreem hoge windsnelheden, gepaard met een zéér sterke inhomogeniteit, liever niet de in 3.1 uiteengezette methode moet gebruiken met toepassing van een gemiddelde effectieve waarde van de bodemwrijvingsparameter. De beste methode zou zijn de

onderhavige parameter voor dit speciale geval te bepalen door de formules van 3.1 waarin de parameter nog voorkomt, toe te passen op de storm van 1 februari 1953 zoals hij werkelijk is opgetreden, dus zonder de hierboven genoemde verplaatsing, en vervolgens de parameter die waarde te geven welke de waargenomen windeffecten te Hoek van Holland in overeenstemming doet zijn met de volgens de methode 3.1 berekende windeffecten.

Vervolgens zou men met de aldus bepaalde parameter de voor de onderhavige storm geldende windeffectformules kunnen vaststellen en deze daarna toepassen op het verplaatst gedachte stormveld. Deze werkwijze zou echter zeer tijdrovend zijn.

Veel sneller tot het gewenste doel voert de volgende methode, waarvoor geen expliciete kennis van de bodemwrijvingsparameter vereist is. Hierbij denke men de zuidelijke helft van de Noordzee verdeeld in twee vakken, een oostvak en een westvak, zodanig, dat het westvak bestaat uit de in 3.1 gedefinieerde vakken I en II tezamen en het oostvak gelijk is aan vak III (zie figuur 3.1.1). Empirisch is nu afgeleid welk homogeen windveld boven het gehele zuidvak te Hoek van Holland hetzelfde windeffect geeft als het gegeven inhomogene windveld boven dat zuidvak. Dit wil zeggen dat er voor een inhomogeen windveld, bestaande uit een homogene wind boven het westvak en een homogene wind boven het oostvak, een windvector wordt geconstrueerd welke een gewogen gemiddelde is van de windvectoren van elk der beide vakken. De te gebruiken gewichten zijn ontleend aan de 1-februaristorm zelf, zonder verplaatsing. Hieruit is gebleken, dat de wind boven het oostvak voor Hoek van Holland praktisch van geen betekenis is. Dit resultaat is in overeenstemming met de ervaringen welke de Afdeling Weerdienst bij zijn waterstandsverwachtingen heeft opgedaan. Voor de berekening van windeffecten te Hoek van Holland uit het windveld op het zuidvak van de Noordzee behoeft dus, als we dit zuidelijke deel van de Noordzee in de genoemde twee vakken verdelen, in eerste instantie slechts rekening gehouden te worden met de wind boven het westvak. Deze eigenschap geldt slechts voor Hoek van Holland en naaste omgeving. Hij berust op een toevallige gelijkheid in absolute grootte van een tweetal elkaar tegenwerkende effecten, het Corioliseffect en het stromingsverval-effect. Zo zal er bijvoorbeeld bij afwezigheid van wind boven het oostvak en een noordwestenwind boven het westvak een rotatiestroom ontstaan (zie 3.1), die enerzijds een stromingsverval in de stroomrichting – en bijgevolg te Hoek van Holland een verlagend effect – en anderzijds door de Corioliskracht een dwarsverval – dat wil hier zeggen een verhogend effect langs de gehele kust – teweegbrengt, welke effecten elkaar te Hoek van Holland juist compenseren. Met de wind boven het westvak wordt nu het evenwichts-windeffect voor Hoek van Holland bepaald door middel van de grafiek van SCHALKWIJK. Als het windveld boven het westvak zelf ook inhomogeen is, wordt dit windveld vervangen door een homogeen veld met een windvector welke een volgens de oppervlakten gewogen gemiddelde van de verschillende in het westvak optredende windvectoren is.

Hieronder is deze methode nu toegepast op het stormveld van 31 januari 1953, 12.00 G.M.T., na verplaatsing in de voor de windeffecten te Hoek van Holland zo ongunstig mogelijke situatie (fig. 3.4.1). In tabel 3.4.1 zijn de hierbij behorende windsnelheden en isobarenrichtingen weergegeven, alsmede de bijbehorende windeffectbijdragen in geval van evenwicht.

Tabel 3.4.1

Vak	$\frac{3}{4} V_{\text{grad}}$ (m/sec)	Isobarenrichting (°)	Evenwichts-windeffect (dm)
Noord	26,5	355	3
Zuid	37	335	46
Kanaal	—	330	0
			Totaal 49 dm

De windsnelheid boven het Kanaal is niet opgemeten omdat de wind daar een zodanige richting heeft, dat er geen bijdrage tot het windeffect voor Hoek van Holland uit zou resulteren. Met V_{grad} is

de gradiëntwindsnelheid bedoeld. Er is hier $\frac{3}{4}$ van de gradiëntwindsnelheid genomen, omdat dit de grootte is die in de diagrammen van SCHALKWIJK ter bepaling van windeffectbijdragen optreedt.

De isobarenrichtingen zijn rechtwijzend gegeven in graden, gerekend vanuit de noordrichting, in wijzerzin.

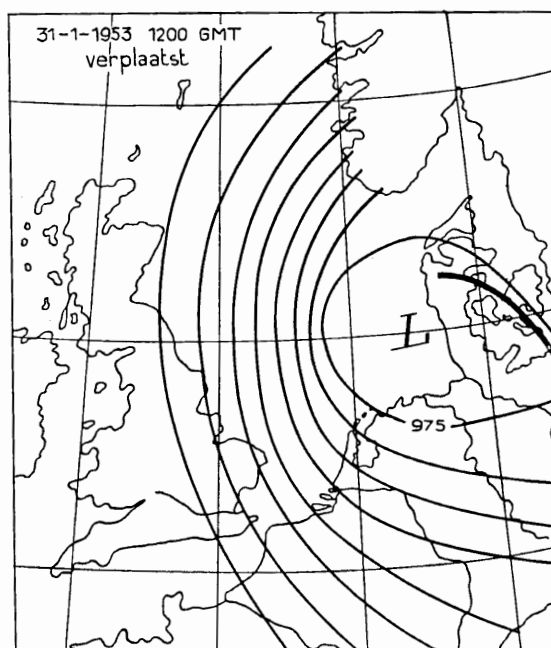


Fig. 3.4.1. Verplaatste en gedraaide januari-depressie

Teneinde een indruk te krijgen van de grootte van het effect van de non-stationariteit is ook de situatie van 31 januari 1953, 06.00 G.M.T. verplaatst en wel zodanig dat de opgetreden situaties van 06.00 en 12.00 G.M.T. als het ware star met elkaar verbonden zijn gebleven. De windgegevens behorende bij deze verplaatste situatie van 06.00 G.M.T. zijn weergegeven in tabel 3.4.2, tezamen met de bijbehorende evenwichtswindeffecten.

Tabel 3.4.2

Vak	$\frac{3}{4} V_{\text{grad}}$ (m/sec)	Isobarenrichting ($^{\circ}$)	Evenwichtswindeffect (dm)
Noord	—	—	0
Zuid	26	305	20
Kanaal	—	330	0
			Totaal 20 dm

De winden boven het Noordvak en boven het Kanaal kwamen uit zodanige richtingen en waren van een zo geringe sterkte dat er geen verhoging voor Hoek van Holland uit resulteren zou.

Ter berekening van het opzwiepeffect, d.i. het verschil tussen het maximale werkelijke windeffect en het maximale evenwichtswindeffect van een stormvloed, heeft SCHALKWIJK de volgende empirische regel opgesteld: Het opzwiepeffect is gelijk aan 2,2 maal de maximale stijging per uur in de evenwichtswindeffectkromme.

Om dus het opzwiepeffect te kunnen berekenen, dienen we de evenwichtskromme tot onze beschikking te hebben. In werkelijkheid is dit nooit het geval en hebben we slechts de evenwichtswind-

effecten behorende bij kaarttijdstoppen die 3 of 6 uur uit elkaar liggen. Als meest eenvoudige schatting van de maximale stijging per uur kunnen we dan nemen het derde resp. het zesde deel van het maximale positieve verschil in evenwichtswindeffect behorende bij een tweetal opeenvolgende kaarttijdstoppen die 3 of 6 uur uiteenliggen. De schatting van het opzwiepeffect die uit de evenwichtseffecten is berekend welke behoren bij windsituaties die 3 uur uit elkaar liggen zal in het algemeen nauwkeuriger zijn dan die berustend op de 6 uur uit elkaar liggende situaties. Aangezien we in het hierboven beschreven geval slechts de beschikking hebben over weerkaarten van tijdstoppen die 6 uur uit elkaar liggen, zullen we voor dit geval het opzwiepeffect berekenen volgens de regel: Opzwiepeffect is 2,2 maal het zesde deel van het verschil in evenwichtseffect behorend bij de „gevaarlijkste” windsituatie en de situatie 6 uur daaraan voorafgaande. Deze regel geeft voor het opzwiepeffect 11 dm. Nemen we in aanmerking dat het luchtdrukeffect te verwaarlozen is in deze situatie, dan verkrijgen we als maximale verhoging $49 + 11 = 60$ dm.

Hierbij moeten nog enkele opmerkingen gemaakt worden:

1. Bij deze berekening is ondersteld, dat de storm in zijn hevigste vorm voldoende lang heerst om het water de tijd te laten deze stand te bereiken. Als schatting van de vereiste duur van deze „optimale” situatie zouden we 5 à 6 uur willen noemen. Duurt het korter, dan wordt het totale effect kleiner. Het zou zelfs zo kort kunnen duren, dat niet eens de maximale evenwichtsstand bereikt wordt.
2. Zoals uit tabel 3.4.1 blijkt, is ondersteld dat het windeffect evenredig is met het kwadraat van de windsnelheid. Er zijn evenwel aanwijzingen, die duiden in de richting van een sterkere afhankelijkheid van schuifspanningen, dus ook van het windeffect, van de windsnelheid, bijv. volgens een 2,2- à 2,5-macht. Het betreft hier zowel theoretische als empirische aanwijzingen. Zouden we met een hogere macht van de windsnelheid rekenen, dan zou het eindresultaat hoger uitvallen.
3. De hier berekende windeffecten gelden voor het geval het gemiddelde verschil tussen lucht- en zeetemperatuur gelijk is aan het klimatologische verschil behorende bij de beschouwde windrichting (voor stormsituaties). Naar gelang het verschil tussen lucht- en zeetemperatuur meer of minder negatief is dan het klimatologische verschil wordt het bijbehorende windeffect groter resp. kleiner.
4. Een effect, dat ook rechtstreeks met de mate van stabiliteit van de lucht samenhangt is het verschijnsel der z.g. bui-oscillaties, dit zijn verhogingen en verlagingen van de waterspiegel met een tijdsduur van de orde van grootte van een kwartier à een half uur.
5. Een eventuele, bijv. door een voorafgaande storm, veroorzaakte schommeling van de Noordzee zou het maximaal genoemde windeffect met nog enkele dm kunnen verhogen.
6. Er geldt dat het windeffect in eerste instantie omgekeerd evenredig is met de effectieve diepte van de zee in kwestie. Bij normale windsnelheden en een niet zeer ondiepe zee is de vergroting van de diepte door de verhoging van de waterspiegel t.g.v. de windwerking zo klein t.o.v. de diepte zelf, dat wij bij de windeffectberekening wel kunnen afzien van deze diepte-invloed.

Bij extreme windsnelheden wordt de diepte van de zee door opwaaiing dermate vergroot, dat vanwege de genoemde omgekeerde evenredigheid een niet meer te verwaarlozen reductie op het windeffect, berekend met de normale zeediepte, moet worden toegepast. In de empirische grafieken van SCHALKWIJK zit dit effect reeds verdisconteerd voor windsnelheden tot ca. 23 m/sec. Daar voor hogere windsnelheden echter de windeffectberekening berust op een kwadratische extrapolatie, i.p.v. een extrapolatie volgens een lagere macht (waarop de reductie feitelijk neerkomt), geeft een extrapolatie van SCHALKWIJK's diagrammen volgens een kwadratische wet voor zeer hoge windsnelheden op grond van de in dit punt beschreven reductie-oorzaak een te grote waarde van het windeffect.

Resumerend kunnen we zeggen dat de opmerkingen 1 en 6 een verlaging, 2, 4 en 5 een verhoging en 3 een verhoging of verlaging (al naar gelang van de omstandigheden) kunnen betekenen t.o.v. de hier berekende windeffecten. Teneinde een indruk te krijgen van de grootte-orde van deze verschillende correcties is ondersteld, dat bij hetzelfde stormveld de instabiliteit van de lucht iets groter is geworden en dat de storm is voorafgegaan door een andere storm, eveneens uit de gevaarlijke hoek komend. Als

mogelijke correcties t.o.v. de evenwichtswaarde van het maximum (in dm) krijgen we dan, volgens een ruwe schatting, voor de achtereenvolgende punten (bij punt 2 is de macht 2,2 aangenomen):

$$-6, +5, +2, +5, +2, -7.$$

De totale verdiscontering van deze effecten levert derhalve voor dit fictieve geval nog 1 dm extra op, zodat in geval de fictieve storm even snel in kracht afnam als de werkelijk opgetreden storm, er een maximaal windeffect van $49 + 1 = 50$ dm zou optreden.

Zou echter deze fictieve storm na de genoemde ontwikkeling lange tijd onveranderd blijven dan zou er i.p.v. met het negatieve traagheidseffect met het positieve opzwiepeffect moeten worden gerekend. Dit wel zeer onwaarschijnlijke geval zou dan als maximale verhoging opleveren:

$$49 + 11 + 5 + 5 + 2 - 7 = 65 \text{ dm. (Het resonantie-effect komt hierbij te vervallen.)}$$

3.4.2 Gezien de meteorologische bezwaren tegen een ontwikkeling als met de verplaatste (gedraaide) storm is geconstrueerd, is een meer waarschijnlijke verplaatsing van hetzelfde stormveld ook nog doorgerekend. Hierbij is de depressie van 31 januari 1953 12.00 G.M.T. verplaatst in zijn eigen depressiebaan naar een positie die de depressiekern in werkelijkheid pas 6 uur later innam.

In tabel 3.4.3 zijn de windsnelheden ($\frac{3}{4} V_{\text{grad}}$) en isobarenrichtingen alsmede de bijbehorende bijdragen tot de totale evenwichtsverhoging in dm opgegeven voor elk der vakken en voor de verplaatste 06.00, 09.00, 12.00 en 15.00 G.M.T. weerkaarten van 31 januari 1953 (fig. 3.4.2).

Tabel 3.4.3

	06.00 G.M.T.			09.00 G.M.T.			12.00 G.M.T.			15.00 G.M.T.		
	windsnelheid m/sec	isobarenrichting	evenwichtswind-effectbijdrage	windsnelheid m/sec	isobarenrichting	evenwichtswind-effectbijdrage	windsnelheid m/sec	isobarenrichting	evenwichtswind-effectbijdrage	windsnelheid m/sec	isobarenrichting	evenwichtswind-effectbijdrage
31 januari 1953												
Noord	16	350	1	15	025	1	25	015	3	25	360	3
Zuid	25	325	21	26	335	23	33	350	35	26	355	21
Kanaal	20	330	0	25	325	1	24	330	1	18	330	0
Totaal			22			25			39			24

Ter berekening van het opzwiepeffect passen we in dit geval de reeds eerder genoemde benadering van de regel van SCHALKWIJK toe voor het geval van 3 uur uit elkaar liggende kaarttijdstoppen. De berekening volgens deze methode geeft een opzwiepeffect ter grootte van circa 10 dm.

Het maximale windeffect voor deze hypothetische storm zou dus $39 + 10 = 49$ dm bedragen. De windsnelheid neemt echter volgens tabel 3.4.3 dermate snel toe in het westvak (nl. van 26 tot 33 m/sec in 3 uur tijd), om daarna weer even snel te zakken (van 33 tot 26 m/sec), dat het water geen tijd genoeg heeft om deze 49 dm te bereiken.

Onderstellen we dat de Noordzee zich als een harmonische oscillator gedraagt en beschrijven we het evenwichtswindeffect tussen 09.00 G.M.T. en 15.00 G.M.T. met de formule (waarbij t in uren is uitgedrukt)

$$h(t) = \{ 25 + 14 \sin(0,5 t \text{ rad}) \} \text{ dm,}$$

dan wordt de uitdrukking voor het windeffect, als we voor de eigen slingertijd van de Noordzee nemen 33 uur en de resonantieslingertijd 34,5 uur (zie 3.2):

$$h(t) = 24,5 - (2,6 \sin 0,5 t + 0,77 \cos 0,5 t) + (0,77 \cos 0,192 t + 12,7 \sin 0,192 t) \cdot \exp(-0,061 t),$$

als we aannemen dat de stijgsnelheid omstreeks 09.00 G.M.T. ongeveer 1 dm/uur bedraagt.

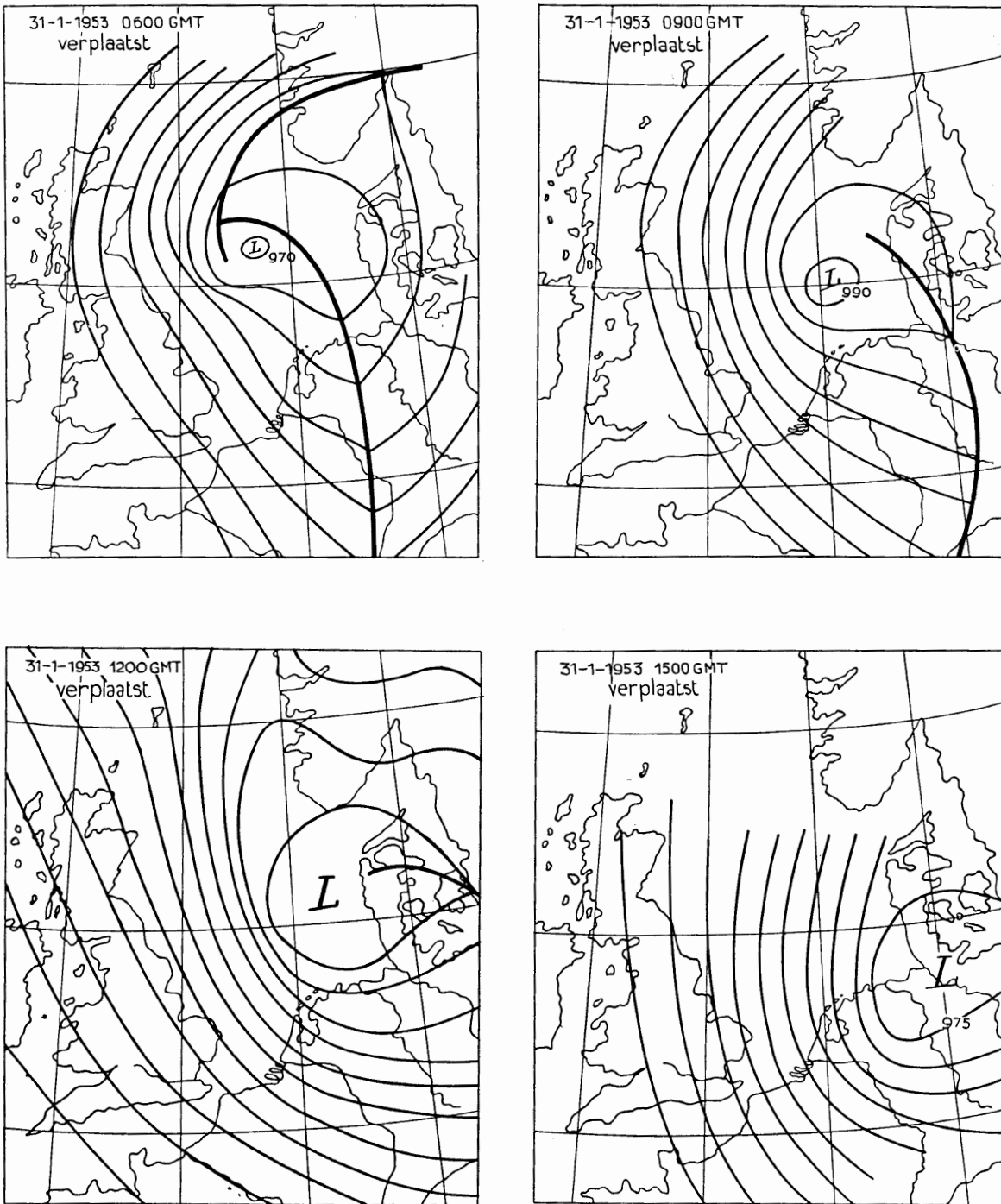


Fig. 3.4.2. Verplaatste januari-depressie

Het maximum van deze functie wordt bereikt te omstreeks 17.00 G.M.T. en heeft een waarde van circa 35 dm. Deze berekening leert ons dus dat het windveld dermate snel is veranderd, dat er in plaats van een positief opzwepeffect van 10 dm een negatief traagheidseffect ten bedrage van -4 dm optreedt; (dit is dus de bijdrage van punt 1) m.a.w. het maximale evenwichtseffect wordt niet eens bereikt. Nemen we aan dat de bij de eerste beschouwing genoemde factoren 2 t/m 6 ook nu maximaal

7 dm extra verhoging geven, dan wordt als waarschijnlijke maximum waarde van het windeffect voor dit geval een bedrag van 42 dm gevonden.

Zou echter de storm zo lang hebben aangehouden, dat er i.p.v. het negatieve traagheidseffect van -4 dm het genoemde positieve opzwepeffect van $+10$ dm zou zijn opgetreden, dan zou als mogelijke maximale verhoging te verwachten zijn $42 + 4 + 10 = 56$ dm.

Literatuur:

1. *W. F. Schalkwijk* A contribution to the study of storm surges on the Dutch coast. K.N.M.I., Med. en Verh., Serie B, deel I, No. 7, 1947.
2. *M. P. H. Weenink* A theory and method of calculation of wind effects on sea levels in a partly-enclosed sea, with special application to the southern coast of the North Sea. K.N.M.I., Med. en Verh., No. 73, 1958.