



Weerstandproblemen bij cumuliforme wolken

<https://hdl.handle.net/1874/363400>

WEERSTANDSPROBLEMEN
BIJ CUMULIFORME WOLKEN

s.
cht

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3861 3521

Diss. Utrecht 9u 1943

WEERSTANDSPROBLEMEN BIJ CUMULIFORME WOLKEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR MAGNIFICUS L. VAN VUUREN, HOOGLEE-
RAAR IN DE FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJS-
BEGEERTE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT
DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE
VERDEDIGEN OP MAANDAG 5 APRIL 1943, DES
NAMIDDAGS TE DRIE UUR DOOR

FRANZ HEINRICH SCHMIDT

geboren te Amsterdam.

+++



WETENSCAPEN EN HET ONDERZOEK

PROEFSCHRIFT

TER VERVOLGING VAN HET GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE WILHELM-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GRAAD VAN HET
PROF. WILHELMUS J. VAN NELLE, BOEKER-
NAAR IN DE FACULTEIT DER LETTEREN EN WIS-
WETENSCHAPEN VOLGENDE ORDEUT VAN HET
DER UNIVERSITEIT TEGEN DE HEREN VAN
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE
UTRECHT, OP MAANDAG 2 APRIL 1944, DER
HETZELVE TE DIT TEGEN

WILHELMUS J. VAN NELLE

geboren te Amsterdam



Aan mijn Ouders

Aan mijn Vrouw

Aan het einde van mijn studietijd gekomen, is het mij een behoefte een woord van erkentelijkheid uit te spreken jegens allen, die tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen.

De wijze waarop Gij, mijn Ouders, mijn studie hebt mogelijk gemaakt, vervult mij met diepe dankbaarheid en zal mij in de toekomst tot lichtend voorbeeld blijven.

Ik beschouw het als een voorrecht, dat ik mijn fysische opleiding heb mogen genieten aan de Gemeentelijke Universiteit van Amsterdam.

Voorals U, Hooggeleerde VAN DER WAALS ben ik dankbaar voor den steun, dien ik zoowel in als buiten de studie van U mocht ontvangen.

Speciaal denk ik hierbij aan het feit, dat het mede aan Uw invloed te danken is geweest, dat ik een werkkring op het Meteorologisch Instituut heb mogen vinden.

Hooggeleerde VAN EVERDINGEN, Hooggeschatte Promotor, Uw groote kennis en Uw levendige belangstelling in het probleem, dat ik heb behandeld, hebben in hooge mate tot de samenstelling van dit proefschrift bijgedragen. Ook de vele moeiten, die Gij U hebt gegeven om een spoedige promotie mogelijk te maken stemmen mij tot groote dankbaarheid.

Den Heeren Hoogleraren van de Faculteit der Wis- en Natuurkunde aan de Rijksuniversiteit te Utrecht ben ik erkentelijk voor de medewerking, die ik van hen heb ondervonden.

Zeergelserde BLEEKER, het door mij zoo gewaardeerde dagelijksche contact, dat wij sedert de Mei-dagen van 1940 hebben gehad, is van grooten invloed geweest op mijn ontwikkeling. Niet alleen op meteorologisch gebied, doch ook op menig terrein van het praktische leven, hebben je zooveel grootere kennis en ervaring mij richtlijnen gegeven, die ik in de toekomst hoop te kunnen volgen.

Grooten dank ben ik verschuldigd aan mijn collega's op het Meteorologisch Instituut, zonder wier hulp dit proefschrift niet op tijd was gereed gekomen. Speciaal geldt dit mijn beide paranimphen Dr. HEIJERMAN en drs. POSTMA, die me vee werk uit handen hebben genomen.

De dames ENGELFRIET en HOPPENER verzorgden een groot gedeelte van het type-werk, terwijl de Heer VAN ZUTPHEN de figuren teekende. Ik ben hen daarvoor zeer erkentelijk.

Het meest van allen komt mijn dankbaarheid echter toe aan jou, mijn Vrouw. Dat jij, ondanks de moeilijkheden die zich op onzen levensweg hebben voorgedaan, steeds de kracht hebt gehad om ons kleine gezin zoodanig te bestieren, dat ik de noodzakelijke gemoedsrust en concentratie heb kunnen vinden, maakt dit proefschrift tot jouw werk evenzeer als tot het mijne. Het feit, dat je bij de plechtigheid niet aanwezig kunt zijn, werpt voor mij een diepe schaduw over dezen dag.

aan het einde van mijn studietijd gekomen, is dat mij een bepaalde een woord
van sympathie bij te spreken jegens allen, die tot mijn wetenschappelijke
vorming hebben bijgedragen.

De wijze waarop Gij, mijn Ouders, mijn studie hebt mogelijk gemaakt, vooral
mij met diepe dankbaarheid en zal ik in de toekomst tot lichtend voorbeeld zijn
van.

Ik beschouw het als een voorrecht, dat ik mijn fysieke opleiding heb mogen
ontvangen aan de Gemeentelijke Universiteit van Amsterdam.

Vooral U, Hooggeleerde VAN DER WAADE, die ik dankbaar voor het staven, dien ik
zoowel in mijn studies als studie van U mocht ontvangen.

Speciaal dank ik hierbij aan het feit, dat het mede aan uw invloed te danken
is geweest, dat ik een werking op het meteorologisch Instituut heb mogen vinden.

Hooggeleerde VAN EVERDINGEN, Hooggeachte Promotor, uw groote kennis en uw
levendige belangstelling in het probleem, dat ik heb behandeld, hebben in hooge
mate tot de samenstelling van dit proefschrift bijgedragen. Ook de vele moeiten,
die Gij U hebt gegeven om een spoedige promotie mogelijk te maken stemmen mij tot
groote dankbaarheid.

Den Hoeren Hoogleraren van de Faculteit der Wis- en Natuurkunde aan de Nijka-
universiteit te Utrecht die ik erkentelijk voor de medewerking, die ik van hen
heb ontvangen.

Geachte de BILDER, het door mij toegevoerde belangrijke contact, dat
mij sedert de Mei-dagen van 1940 hebben gehad, is van grooten invloed geweest op
mijn ontwikkeling. Niet alleen op meteorologisch gebied, doch ook op menig ter-
rein van het praktische leven, hebben de zooveel grotere kennis en ervaring mij
richtlijnen gegeven, die ik in de toekomst hoop te kunnen volgen.

Grooten dank den ik verschuldigd aan mijn collega's op het Meteorologisch
Instituut, zonder wier hulp dit proefschrift niet op tijd was gereed gekomen.

Speciaal geldt dit mijn beide paranimfen Dr. HEIJMANN en Dr. FORTMA, die me voor
werk uit handen hebben genomen.

In dames KWONKWIET en HORTNER verzorgden een groot gedeelte van het type-
werk, terwijl de heer VAN ZUREN de figuren tekende. Ik dan hen daarvoor zeer
erkentelijk.

Het meest van allen komt mijn dankbaarheid echter toe aan Jou, mijn Vrouw.
Dat zij, ondanks de moeilijkheden die zich op onze levensweg hebben voorgedaan,
steeds de kracht heeft gehad om ons kleine gezin goedertieren te bestieren, dat ik de
noodelijke gewoonten en concentratie heb kunnen vinden, maakt dit proefschrift
tot Jouw werk evenveel als tot het mijne. Het feit, dat je dit de plechtigheid
niet aanwezig kunt zijn, werpt voor mij een diepe schaduw over dezen dag.

Inhoud

	pag.
Hoofdstuk I Inleiding.	1
Hoofdstuk II Overzicht over Deeltjes- en Laagmethode.	11
Hoofdstuk III De vormweerstand van cumuliforme wolken (kolom- methode).	20
Hoofdstuk IV De hoeveelheid cumuliforme wolken.	36
Hoofdstuk V Turbulente wrijving in vloeistoffen en het voort- planten van vloeistofstralen.	51
Hoofdstuk VI De oppervlakte-weerstand van cumuliforme wolken in een homogene atmosfeer.	59
Hoofdstuk VII Eenige conclusies met betrekking tot den vorm van cumuliforme wolken.	72

Hoofdstuk I.

Inleiding.

1. Vormweerstand en oppervlakteweerstand.

Wanneer een lichaam door een vloeistof beweegt, treedt een weerstand op, die uit twee gedeelten bestaat:

1^o een vormweerstand.

2^o een oppervlakteweerstand.

De vormweerstand is het gedeelte van den totalen weerstand, dat zijn oorzaak vindt in het verdringen van vloeistof aan de voorzijde van het bewegende lichaam eenerzijds en het toevloeien van vloeistof aan de achterzijde van het lichaam anderzijds. Het gevolg hiervan is, dat vloeistof van de voorzijde naar de achterzijde van het lichaam zal gaan stroomen. De hierbij optredende kinetische energie wordt door het lichaam geleverd.

De oppervlakteweerstand is dat gedeelte van den totalen weerstand, dat veroorzaakt wordt door het zich vasthechten van een vloeistofhuidje aan het lichaam. De snelheid van het bewegende lichaam wordt dan door de viscositeit van de vloeistof voor een gedeelte overgedragen op de omringende vloeistof. Hierdoor gaat een gedeelte van de kinetische energie van het bewegende lichaam verloren.

Het bewegende lichaam kan vast, vloeibaar of gasvormig zijn. De beweging van vaste lichamen in een vloeibaar of gasvormig medium wordt bestudeerd in de hydrodynamica. De waarde van den vormweerstand is o.a. afhankelijk van het profiel van het bewegende lichaam. Lichamen, die een zoogenaamd stroomlijnmodel bezitten, vertoonen bij een bepaalde doorsnede en snelheid een minimalen vormweerstand. De oppervlakteweerstand van dergelijke vaste lichamen blijkt o.a. afhankelijk te zijn van de ruwheid van het oppervlak van het bewegende lichaam. Beide weerstanden hangen bovendien samen met de viscositeit van de vloeistof, terwijl turbulentie de grootte#orde van de verschijnselen geheel kan veranderen.

Een bijzonder geval van oppervlakteweerstand doet zich voor, wanneer een vloeistofstraal in een met vloeistof gevulde ruimte spuit. Er wordt dan kinetische energie van den straal op de aanvankelijk rustende omgeving overgedragen.

In de praktijk is het echter gewoonlijk onmogelijk om de twee weerstanden te scheiden.

2. De weerstand op lichamen in de atmosfeer.

In de meteorologie werd de weerstand op in de lucht bewegende lichamen voor twee gevallen nagegaan:

Hoofdstuk I.

Inleiding.

1. Vormtoestand en oppervlakteweerstand.

Wanneer een lichaam door een vloeistof beweegt, treedt een weerstand op die uit twee gedeeltes bestaat:

- 1° een vormtoestand.
- 2° een oppervlakteweerstand.

De vormtoestand is het gedeelte van den totaal weerstand, dat zijn oorsprong vindt in het verdringen van vloeistof aan de voorkant van het bewegende lichaam enerzijds en het toevoelen van vloeistof aan de achterzijde van het lichaam anderzijds. Het gevolg hiervan is, dat vloeistof van de voorkant naar de achterzijde van het lichaam zal gaan stroomen. De kinetische energie wordt door het lichaam geleverd.

De oppervlakteweerstand is het gedeelte van den totaal weerstand, dat veroorzaakt wordt door het zich vasthechten van een vloeistoflaag aan het lichaam. De aanwezigheid van het bewegende lichaam wordt dan door de viscositeit van de vloeistof voor een gedeelte overgedragen op de omringende vloeistof. Hierdoor gaat een gedeelte van de kinetische energie van het bewegende lichaam verloren.

Het bewegende lichaam kan vast, vloeibaar of gasvormig zijn. De beweging van vaste lichamen in een vloeistof of gasvormig medium wordt bestudeerd in de hydrodynamica. De waarde van den vormtoestand en de oppervlakteweerstand van het profiel van het bewegende lichaam, die een bepaalde doornede en aanwezigheid van lijnmodel bezitten, verpoenen bij een bepaalde doornede en aanwezigheid van lijnmodel van vormtoestand. De oppervlakteweerstand van dergelijke vaste lichamen nagaan van vormtoestand. Het is van de ruwheid van het oppervlak van het bewegende lichaam e.a. afhankelijk te zijn van de ruwheid van het oppervlak van het bewegende lichaam. Beide weerstanden hangen bovendien samen met de viscositeit van de vloeistof, terwijl turbulentie de grootte-orde van de verschijnselen geheel kan veranderen.

Een bijzonder geval van oppervlakteweerstand doet zich voor, wanneer een vloeistofstraal in een met vloeistof gevulde ruimte spuit. Er wordt dan kinetische energie van den straal op de aanvaankelijk rustende omgeving overgedragen.

In de praktijk is het echter gewoonlijk onmogelijk om de twee weerstanden te scheiden.

2. De weerstand op lichamen in de atmosfeer.

In de meteorologie wordt de weerstand op in de lucht bewegende lichamen voor twee gevallen nagegaan:

1° Wolkenelementen of neerslagdeeltjes.

Dit zijn vaste of vloeibare lichaampjes die zich in een gasvormig medium bewegen. De ^{Na} eenigen tijd ontstaat een evenwichtstoestand, waarbij de versneling van het deeltje tengevolge van de aantrekkende werking van de aarde gelijk en tegengesteld is aan de vertraging tengevolge van den weerstand van de lucht. Bij wolkenelementen en kleine regendruppels is deze weerstand in hoofdzaak een kwestie van oppervlakteweerstand. Bij laminaire stroomingen en kleine bolvormige deeltjes kan bij de dan heerschende snelheid u de weerstand, dien het lichaam ondervindt, weergegeven worden door de formule van Stokes:

$$W = 6\pi \mu r u \quad (2.1)$$

waarbij W de weerstand, μ de viscositeits-coëfficiënt en r de straal van het bolletje is. Wanneer de doorsnede van de vallende deeltjes grooter wordt zonder dat ze de eigenschappen van een vast lichaam verliezen, dient de formule van Stokes te worden uitgebreid, zooals door Oseen werd aangegeven.

Een moeilijkheid treedt op bij regendruppels, die zich bij kleine doorsneden gedragen als vaste lichamen, doch bij groote doorsneden als vloeistoflichamen, zooals het eerst door Lenard (1904) werd aangetoond. Boven een bepaalde kritische snelheid splitst de druppel zich in een aantal kleinere druppels.

2° Loodsballons.

Bij grootere lichamen wordt de waarde van de wrijving weergegeven door de uitdrukking van Newton:

$$W = c F \rho u^2 \quad (2.2)$$

waarbij F de doorsnede van het lichaam is loodrecht op de bewegingsrichting, c een getallenfactor, ρ de dichtheid van de lucht en u de snelheid van het lichaam. Hier moet W in hoofdzaak worden toegeschreven aan vormweerstand.

De waarde van c kan worden bepaald, zoodra de ballon een ongeveer constante stijgsnelheid heeft verkregen, hetgeen in de practijk snel gebeurt. Het blijkt dan, dat de waarden van c uit verschillende metingen verkregen, sterk uit elkaar loopen. Dit hangt samen met het feit, dat de turbulentie-elementen in de atmosfeer meestal aanzienlijk grooter zijn dan de loodsballon zelf, zoodat deze in zijn geheel door de

Dit zijn vaste of vloeibare lichamen die zich in een gewoont medium bewegen. De eenigen zijn ontlast een evenwichtstoestand, waarbij de verandering van het deeltje tengevoelge van de aantrekkende werking van de aarde gelijk en tegengesteld is aan de vertragende tengevoelge van den weerstand van de lucht. Bij wolvenvaten en kleine regenwuppels is deze weerstand in hoedanig een kwestie van oppervlakteweerstand. Bij laatste stroomingen en kleine bolvormige deeltjes kan bij de dan heerschende omstandigheden de weerstand, dien het lichaam ondervindt, weergegeven worden door de formule van Stokes:

$$W = 6 \pi \eta r v$$

(2.1)

waarbij W de weerstand, η de viscositeits-coëfficiënt en r de straal van het deeltje is. Wanneer de doorsnede van de vallende deeltjes grooter wordt dan die van de eigenaardigheden van een vast lichaam verliezen, dient de formule van Stokes te worden uitgebreid, zooals door Caen werd aangegeven. Een weerstand treedt op bij regenwuppels, die zich bij kleine doorsneden gedragen als vaste lichamen, doch bij groote doorsneden als vloeistoflichamen, zooals het eerst door Lanard (1904) werd aangegeven. Bovendien bepaalde kritische omstandigheden oplijst de groepen die in een aantal kleinere groepen.

2° Toedelingen.

Bij grotere lichamen wordt de waarde van de wrijving weergegeven door de uitdrukking van Newton:

$$W = F v^2$$

(2.2)

waarbij F de doorsnede van het lichaam in loodrecht op de bewegingsrichting, v een getallenfactor, ρ de dichtheid van de lucht en η de omstandigheden van het lichaam. Hier moet W in hoedanig worden toegeschreven aan vormweerstand. De waarde van ρ kan worden bepaald, zooals de ballen een ongeveer constante stijghoogte heeft vertoegen, hetgeen in de praktijk analoog gebeurt. Het blijkt dan, dat de waarden van ρ uit verschillende metingen vertoegen, sterk met elkaar loopen. Dit heeft samen met het feit, dat de turbulente-omstandigheden in de atmoosfer meestal aanzienlijk grooter zijn dan de leedebalies zelf, omdat deze in zijn geheel door de

turbulentie-elementen omhoog of omlaag wordt gevoerd (zie Lettau, 1939)

Het blijkt uit deze voorbeelden, dat de invoering van den vorm- en oppervlakteweerstand in de meteorologie op groote moeilijkheden stuit.

3. Vormweerstand en oppervlakteweerstand bij wolken.

Ook bij een zich in de atmosfeer verplaatsende gasmassa, zooals een cumuliforme wolk er een is, treedt een weerstand op. Door dezen weerstand gaat kinetische energie voor de wolk verloren en wel door twee processen:

1° Aan den top van de wolk ontstaat een drukvermeerdering, doordat de wolk hier de buitenlucht zal trachten te verdringen. Tengevolge van deze drukvermeerdering, zal de lucht boven de wolk wegstromen. Wanneer horizontale convergeerende en divergeerende stroomingen ontbreken en de dichtheid boven de wolk niet verandert, zal deze verdrongen lucht zich naar beneden bewegen en wel zoodanig, dat door iedere horizontale doorsnede per tijds-eenheid gemiddeld een even groote massa omhoog als omlaag stroomt.

De voorwaarde, dat geen plaatselijke dichtheidsveranderingen boven den top van de wolk plaats vinden, beteekent strikt genomen, dat de atmosfeer als een onsamendrukbare vloeistof moet worden beschouwd. Deze onderstelling is niet juist aangezien immers de dichtheid van de lucht afneemt met toeneemende hoogte. In de hydrodynamica is echter aangetoond, dat de atmosfeer als onsamendruikbaar mag worden beschouwd, ten aanzien van de beweging van een lichaam, wanneer de snelheid van dat lichaam klein is vergeleken met de voortplantingssnelheid van het geluid in de atmosfeer. Prandtl (1929) berekende dat de fout, die men maakt wanneer men de continuïteitsvergelijking gebruikt als ware de atmosfeer onsamendruikbaar, 1% bedraagt wanneer de snelheid van het lichaam 48 m per sec. bedraagt. Aangezien de snelheden in cumuliforme wolken beneden deze waarde liggen, mag de atmosfeer voor ons probleem als onsamendruikbaar worden beschouwd.

De omlaag stroomende lucht vormt de tegenstrooming. De energie van de tegenstrooming wordt geput uit dezelfde bron als de kinetische energie van de wolk, d.w.z. door de tegenstrooming vermindert de kinetische energie van de wolk. De tegenstrooming kan dus worden opgevat als de oorzaak van den vormweerstand van de wolk.

2° Door de turbulentie verwisselen deeltjes uit de wolk van plaats met deeltjes buiten de wolk. Hierdoor wordt een zekere hoeveelheid van beweging door de wolk aan haar omgeving afgestaan. Dit gedeelte van den weerstand kan de oppervlakteweerstand van de wolk worden genoemd. De analogie met den reeds

genoemden vloeistofstraal is duidelijk. Voor dezen laatsten zijn in de hydrodynamica betrekkingen afgeleid, die de snelheidsverdeeling in dergelijke stralen uitstekend weergeven. Er zal in het volgende worden ondersteld, dat deze betrek.

- 4 -

kingen ook gelden voor verticale stromingen in de atmosfeer, speciaal voor de stromingen in cumuliforme wolken. Hieruit zullen dan conclusies worden getrokken omtrent de energie-dissipatie in deze wolken.

4. Het dichtheidsverschil tusschen de wolk en haar omgeving.

Het is onmiddellijk in te zien, dat de analogie tusschen cumuliforme wolken in de atmosfeer en den vloeistofstraal, die in de met vloeistof gevulde ruimte spuit, niet volkomen is. In de eerste plaats bestaat bij den straal een vaste uitstroomopening, die bij de wolk in de atmosfeer ontbreekt. Een tweede verschil tusschen den vloeistofstraal en de wolk is, dat de dichtheid van den straal gelijk is aan die der omgeving, terwijl bij de cumuliforme wolk in het algemeen een dichtheidsverschil tusschen de wolk en haar omgeving aanwezig is. Volgens de tegenwoordig geldende opvattingen speelt dit temperatuurverschil zelfs de belangrijkste rol bij het ontstaan van groote, bestendige cumuliforme wolken. Tenslotte wijkt ook de vorm van de wolk van dien van den vloeistofstraal af.

Het belang van het dichtheidsverschil tusschen de wolk en haar omgeving kan gemakkelijk worden aangetoond. De verticale beweging van een deeltje in de atmosfeer moet voldoen aan de vergelijking:

$$\ddot{z} = K + W \quad (4.1)$$

waarbij K de kracht is, die op het deeltje werkt en W de totale wrijvingskracht. Voor K geldt nu $K = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$, waarbij ρ de dichtheid van het deeltje is en p de druk. Indien we in ieder niveau $p = \bar{p}$ stellen, waarbij \bar{p} de druk van de lucht in de onmiddellijke omgeving van het deeltje is, en we de statische grondvergelijking $g\bar{\rho} = \# \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z}$ invoeren, waarbij $\bar{\rho}$ de dichtheid van de omgeving is, kunnen we schrijven:

$$K = -g + g \frac{\bar{p}}{\rho} = \frac{\bar{p} - p}{\rho} g \quad (4.2)$$

Dit beteekent, dat het dichtheidsverschil verantwoordelijk is voor de verticale versnelling van het beschouwde deeltje.

Een voor het ontstaan van een groote cumuliforme wolk gunstig dichtheidsverschil beteekent, dat de temperatuur van de wolk hoger moet zijn dan die van de omgeving.

energie-differentie in deze velden.

4. Het dichtheidsverschil tussen de wolk en haar omgeving.

Het is onmiddellijk in te zien, dat de analogie tussen cumuliiforme wolven in de atmosfeer en den vloeistofstraal, die in de wet vloeistofgevoelende vloeistof speelt, niet volkomen is. In de eerste plaats bestaat bij den vloeistof een vaste nitrocombinatie, die bij de wolk in de atmosfeer ontbreekt. Een tweede verschil tusschen den vloeistofstraal en de wolk is, dat de dichtheid van den vloeistof gelijk is aan die der omgeving, terwijl bij de cumuliiforme wolk in het algemeen een dichtheidsverschil tusschen de wolk en haar omgeving aanwezig is. Volgens de tegenwoordig geïnde opvattingen speelt dit verschil tusschen de wolk en haar omgeving een belangrijke rol bij het ontstaan van groote, bestendige cumuliiforme wolven. Ten slotte wijkt ook de vorm van de wolk van dien van den vloeistofstraal af.

Het belang van het dichtheidsverschil tusschen de wolk en haar omgeving kan gemakkelijk worden aangetoond. De verticale beweging van een deeltje in de atmosfeer moet voldoen aan de vergelijking:

$$W + K = \ddot{z}$$

(1.4)

waarbij K de kracht is, die op het deeltje werkt en die totale wrijving tusschen de wolk en haar omgeving is, W de kracht is, die op het deeltje werkt en die totale wrijving tusschen de wolk en haar omgeving is, \ddot{z} de versnelling is, die het deeltje ondergaat. Indien we in ieder niveau $h = \bar{h}$ stellen, waarbij \bar{h} de druk van de lucht in de onmiddellijke omgeving van het deeltje is, en we de statische grondvergelijking $\rho \bar{h} = \rho_0 \bar{h}_0 - \rho_0 g \bar{h}$ gebruiken, waarbij ρ_0 de dichtheid van de omgeving is, kunnen we schrijven:

$$K = -\rho + \rho_0 = \rho_0 \frac{\bar{h} - \bar{h}_0}{\bar{h}_0} = \rho_0 \frac{\bar{h} - \bar{h}_0}{\bar{h}_0}$$

(2.4)

Dit betekent, dat het dichtheidsverschil verantwoordelijk is voor de verticale versnelling van het beschouwde deeltje.

Men voor het ontstaan van een groote cumuliiforme wolk gunstig dichtheidsverschil betekent, dat de temperatuur van de wolk hooger moet zijn dan die van de omgeving.

Het essentieele van deze voorwaarde is onmiddellijk in te zien. Blijft de wolk n.l. kouder dan haar omgeving, dus ook zwaarder, dan zal de zwaartekracht een verdere stijging van de wolk t.o.v. haar omgeving tegenwerken. Afgezien van den arbeid door uitwendige krachten (wrijving) verricht, zal de stijging van de wolk voortgaan tot de potentieele energie, die bij het omhoog bewegen van de koudere wolk wordt gewonnen, gelijk is aan de kinetische energie, die de wolk oorspronkelijk bezat. In het niveau waar dit het geval is, is de verticale snelheid tot nul gereduceerd. Wanneer beneden dit niveau de verticale strooming bijv. tengevolge van convergentie aanhoudt, zal de wolk zich gaan uitspreiden. Ook wanneer door convergentie boven dit niveau lucht tot opstijging wordt gedwongen, zal het meestal de lichtste (potentieel warmste) lucht zijn, die naar hogere niveau's wordt verdrongen, dat is dus in het hier beschreven geval niet de verzadigde lucht uit de oorspronkelijke wolk. Weliswaar wordt soms in een oude, opvullende depressie een groote hoeveelheid relatief koude lucht door convergentie opgetild. In zoo'n oude depressie is de lucht die tot opstijgen wordt gedwongen echter gewoonlijk veel homogener dan de lucht in een systeem van cumuliforme wolken en wolkenloze tusschenruimten.

Desondanks heeft er eenigentijd twijfel bestaan aan de juistheid van de onderstelling, dat de temperaturen in bestendige cumuliforme wolken hoger zijn dan die in hun omgeving. W.Kopp (1930, 1933) leidde n.l. uit zijn metingen in cumuliforme wolken af, dat in het algemeen de temperatuur in deze wolken lager was dan in de omgeving. Hij trok hieruit de conclusie, dat oververzadigingen tot 600% in deze wolken moesten voorkomen, een physisch moeilijk aanvaardbare veronderstelling, die door later onderzoek onhoudbaar is gebleken. De metingen van Kopp werden daarom meestal als niet representatief voor cumuliforme wolken in hun allereerste ontwikkelingsstadium beschouwd, vooral nadat Refsdal (1930) het begrip "vochtiglabiliteit" had ingevoerd. Later zijn enkele nieuwe afmetingen gedaan door W.Wenzel (1933) en R.Renner (1939) en deze gaven inderdaad, dat de temperatuur in cumuliforme wolken hoger was dan de temperatuur der omgeving.

5. Het condensatieniveau.

Het condensatieniveau kan op drie wijzen worden bereikt:

1° Lucht wordt door convergentie opgetild tot het niveau waarop ze verzadigd raakt. Wordt boven dit niveau de lucht plaatselijk verder opgetild en wordt ze daarbij warmer dan haar omgeving, dan zal potentieele energie vrijkomen. Boven het condensatieniveau zullen dan plaatselijke protuberan-

... het aspect van deze voorwaarde is cruciaal in te zien. Licht de
... van de koude wordt gewonnen, gelijk is aan de kinetische energie, die
... de werk coördinaatlijk heeft. In het niveau waar dit geval is, is de ver-
... tische omhield tot mi geraduceerd. Wanneer beneden dit niveau de verticale
... strooming ditv. tengevoige van convergente aanhoudt, zal de wolk zich gaag
... nitepreiden. Ook wanneer door convergentie boven dit niveau lucht tot opstij-
... ging wordt gedwongen, zal het meestal de lichtste (potentiaal warmste) lucht
... zijn, die naar hogere niveau's wordt verdrongen, dat is dus in het hier be-
... schreven geval niet de vertaalkende lucht die de coördinaatlijke wolk, welke
... waar wordt soms in een oude, opvallende depressie een grote hoeveelheid re-
... later koude lucht door convergente opgetild. In een oude depressie is de
... lucht die tot opstijgen wordt gedwongen echter gewoonlijk veel homogener dan
... de lucht in een systeem van cumuloforme wolken en volkomenoos transcharakter
... . Pasontanks heeft er eenige tijd twijfel bestaan aan de juistheid van de
... onderstelling, dat de temperaturen in bestaende cumuloforme wolken hooger
... zijn dan die in hun omgeving. W. Köpp (1930, 1933) jaide hi. uit zijn befin-
... den in cumuloforme wolken al, dat in het algemeen de temperatuur in deze wol-
... ken lager was dan in de omgeving. Hij trok hieruit de conclusie, dat overver-
... wadigen tot 6000 in deze wolken moeten voorkomen, een fysisch moeilijk
... aanvaardbare veronderstelling, die door later onderzoek onbehouder in gade-
... ken. De metingen van Köpp werden daarom geheel als niet representatief voor
... cumuloforme wolken in hun afzonderse ontwikkelingsstadium beschouwd, vooral
... nadat Reibel (1930) het begrip "vechtigheid" had ingevoerd. Later zijn
... enkele nieuwe metingen gedaan door W. Wenzel (1933) en R. Bannert (1939) en
... deze geven inderdaad, dat de temperatuur in cumuloforme wolken hooger was
... dan de temperatuur der omgeving.

2. Het condensatieniveau.

Het condensatieniveau kan op drie wijzen worden bereikt:
1° Lucht wordt door opvergentie opgetild tot het niveau waarop de ver-
... zacht reekt. Wordt boven dit niveau de lucht plaatselijk verder opgetild
... en wordt ze daarbij warmer dan haar omgeving, dan zal potentieele energie
... vrijkomen. Boven het condensatieniveau zullen dan plaatselijke convectie-

ties opschieten (cumuli congesti of cumulonimbi). Indien bij het binnenstroomen van de lucht in het convergentiegebied reeds een opwaartsche beweging bestond, zal deze worden versterkt. De cumuliforme wolken in een convergentiegebied zijn vaak, door de groote vrijkomende potentieele en inwendige energie zoo sterk ontwikkeld, dat hun tegenstrooming alle opwaartsche beweging in hun omgeving onderdrukt. In het convergentiegebied vindt men dan afzonderlijke cumuliforme wolken. Het kan echter ook voorkomen (wanneer de convergentie sterk is en de vrijkomende energie gering), dat in het convergentiegebied een gesloten nimbostratus- of altostratusdek wordt aangetroffen, waaruit dan de cumuliforme wolken plaatselijk opschieten. Komt bij de optilling van de lucht boven het condensatieniveau geen potentieele energie vrij, d.w.z. blijft de temperatuur van de opgetilde lucht lager dan of gelijk aan de temperatuur van haar omgeving, dan zullen geen protuberanties voorkomen en er is dan in een homogeen convergentiegebied alleen een nimbostratus- of altostratusbewolking. Convergentie werkt echter steeds labiliseerend (Brunt, 1939), zoodat meestal in een convergentiegebied cumuliforme wolken zullen voorkomen.

2° Lucht wordt door het opstroomen tegen een koudere luchtsoort of een orografische storing tot haar condensatieniveau opgetild. Het al of niet optreden van cumuliforme protuberanties hangt ook hier af van het al of niet vrijkomen van potentieele en inwendige energie bij het doorstijgen van luchthoeveelheden tot boven het condensatieniveau. Hier zal de tegenstrooming echter in het algemeen niet in staat zijn om de opwaartsche strooming te onderdrukken. De bewolking bestaat dan uit een gesloten nimbostratus- of altostratusdek, waaruit plaatselijk cumuliforme protuberanties opschieten.

De beide gevallen 1° en 2° hebben gemeen, dat de oorspronkelijke oorzaak, die de wolk tot haar condensatieniveau doet stijgen, ook na het passeeren van dit condensatieniveau blijft doorwerken. Eventueel komt hier dan als extra oorzaak voor het doorstijgen van sommige wolkenmassa's nog de omgezette potentieele energie bij. De convectieve stroomingen, die ontstaan bij deze twee gevallen zijn meestal van zeer groote afmetingen. Voorbeelden zijn: 1°. Frontlooze lage-drukgebieden. (trog aan de achterzijde van een depressie) 2°. Frontbewolking, Föhnmuur.

3° Convectieve stroomingen kunnen ook ontstaan zonder dat convergentie of een hindernis (front, orografische storing) aanwezig zijn. Deze convectieve stroomingen ontstaan dan ten gevolge van de aanwezigheid van een droog-adiabatischen of over-adiabatischen temperatuurgradiënt tusschen het oppervlak en het condensatieniveau. Ze zijn dan in het algemeen van veel kleiner afme-

(1) Convergentie of divergentie. Indien bij het binnenvallen van een lichtstraal op een oppervlakte de hoek van inval groter is dan de hoek van reflectie, wordt de lichtstraal gebroken naar de normaal. Dit is het geval bij een convergente lens. De convergentie wordt veroorzaakt door de sferische vorm van de lens. De divergentie wordt veroorzaakt door de sferische vorm van de lens.

(2) Refractie. Het is de afwijking van een lichtstraal bij het overgaan van een medium met een hogere brekingsindex naar een medium met een lagere brekingsindex. De refractie wordt veroorzaakt door de verandering in de voortplantingssnelheid van het licht.

(3) Interferentie. Het is het optreden van een maximaal of minimaal effect bij de overlapping van twee of meer lichtstralen. De interferentie wordt veroorzaakt door de superpositie van de elektrische velden van de lichtstralen.

(4) Diffractie. Het is de afwijking van een lichtstraal bij het overgaan van een medium met een hogere brekingsindex naar een medium met een lagere brekingsindex. De diffractie wordt veroorzaakt door de interactie van het licht met de openingen of randen van een medium.

(5) Polarisatie. Het is de eigenschap van een lichtstraal om te oscilleren in één vlak. De polarisatie wordt veroorzaakt door de reflectie of de diffractie van het licht.

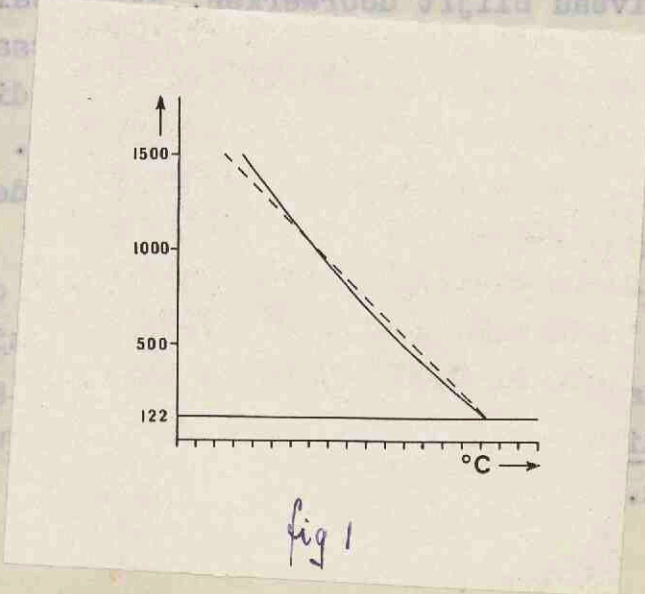


fig 1

tingen en hebben meer het karakter van een ongeordende beweging. Door den adiabatischen of over-adiabatischen temperatuurgradient kunnen hoeveelheden onverzadigde lucht zich zonder energieverlies (afgezien van wrijving) in verticale richting bewegen. De voor deze bewegingen noodzakelijke beginstoot wordt geleverd door de steeds aanwezige turbulentie. Passeert zoo'n luchthoeveelheid het condensatieniveau in opwaartsche richting, en wordt ze daar kouder dan haar omgeving, dan zal ze haar kinetische energie snel verbruiken en na verloop van tijd weer worden weggedrukt (cumulus humilis). Wordt of blijft de luchthoeveelheid boven het condensatieniveau warmer dan haar omgeving, dan zal ze doorstijgen en uitgroeien tot een machtige stapelwolk (cumulus congestus of cumulonimbus).

De droog-adiabatische of over-adiabatische temperatuurgradient tusschen het aardoppervlak en het condensatieniveau kan op vier wijzen ontstaan:

a. De lucht beweegt zich in de richting van den temperatuur- ascendent langs het aardoppervlak. De onderste luchtlaag wordt het meest verwarmd, waardoor de temperatuurgradient groter wordt.

b. De lucht heeft geen horizontale beweging van beteekenis; de verhitting van de onderste lagen vindt plaats door straling.

c. In de bovenlucht wordt door een verschil in windrichting of-snelheid potentieel koudere lucht toegevoerd dan langs het aardoppervlak.

d. De bovenlucht koelt door straling af, terwijl de lucht, die in contact met het aardoppervlak is, dezelfde temperatuur behoudt. Dit geval doet zich vooral 's nachts boven zee voor.

Een scherpe grens tusschen de verschillende gevallen a-d is niet steeds te trekken. Het belang van adiabatische of over-adiabatische temperatuurgradienten voor de vorming van cumulifrome wolken werd genoemd door van Everdingen (1915), en door Peppler (1922) aan het materiaal van Lindenberg statistisch aangetoond. Het bleek, dat bij een wolkenbasis beneden 2000 m. de verticale temperatuurgradient onder de wolkenbasis iets groter was dan $0,974^{\circ}$ C/100 m. Bij hogere wolkenbasis nam de temperatuurgradient tot $0,93^{\circ}$ C af.

Peppler onderzocht ook hoe de gemiddelde temperatuurgradient verloopt in lagen van 500 m. dikte. Het bleek, dat in de onderste laag (van 122 tot 500 m) in de vroege middag, wanneer de Cu-vorming in het algemeen maximaal is, de temperatuurgradient over-adiabatisch was, nl. $1,20^{\circ}$ C/100 m, tusschen 500 m. en 1000 m. tusschen 1000 en 1500 m. $0,81^{\circ}$ C/100 m. enz.

$0,92^{\circ}$ C/100 m

tingen en hebben zeer het karakter van een ongeoordeelde beweging. Door het
 afsluiten of over-adiabatische temperatuurvervalten kunnen hooversloten
 onverzadigde lucht zich zonder energieverlies (afgezien van wrijving) in ver-
 ticale richting bewegen. De voor deze bewegingen noodzakelijke beginsnel-
 heid wordt geleverd door de steeds aanwezige turbulentie. Het is niet
 verwonderlijk dat condensatieniveau in opwaartse richting, en wordt te daar toe-
 der dan haar omgeving, dan zal de kinetische energie snel verdwijnen en
 na verloop van tijd weer worden weggedrukt (cumulus humilis). Wordt of blijft
 de luchtvochtigheid boven het condensatieniveau water dan haar omgeving, dan
 zal ze doortrekken en uitbreiden tot een machtige stapelwolk (cumulus conges-
 tus of cumulonimbus).

De droog-adiabatische of over-adiabatische temperatuurvervalten tussen
 het aardoppervlak en het condensatieniveau kan op vier wijzen ontstaan:
 a. De lucht beweegt zich in de richting van een temperatuur-ascendent
 langs het aardoppervlak. De onderste luchtlagen worden het meest verwarmd, want
 door de temperatuurvervalten groter wordt.
 b. De lucht heeft geen horizontale beweging van betekenis; de verti-
 cal van de onderste lagen vindt plaats door straling.
 c. In de bovenlucht wordt door een verschil in windrichting of-snelheid
 potentieel kinetische lucht toegevoerd dan langs het aardoppervlak.
 d. De bovenlucht koelt door straling af, terwijl de lucht, die in con-
 tact met het aardoppervlak is, dezelfde temperatuur behoudt. Dit geval doet
 zich vooral 's nachts boven zee voor.

Een scherpe grens tussen de verschillende gevallen a-d is niet steeds
 te trekken. Het belang van adiabatische of over-adiabatische temperatuur-
 valten voor de vorming van cumuliforme wolken werd genoemd door van Ever-
 dinghen (1915), en door Fehler (1922) aan het materiaal van Lindenberg staats-
 tiets aangevoerd. Het bleek, dat bij een wolkenbaas beneden 2000 m. de verti-
 cale temperatuurvervalten onder de wolkenbaas iets groter was dan $0,974^\circ$
 $0,100$ m. Bij hogere wolkenbaas was de temperatuurvervalten tot $0,97^\circ$ of at.
 Fehler onderscheidt ook hoe de gemiddelde temperatuurvervalten verloopt in
 lagen van 500 m. dikte. Het bleek, dat in de onderste laag (van 125 tot 500
 in de gemiddelde, wanneer de Cu-vorming in het algemeen maximaal is, de temper-
 tuurvervalten over-adiabatisch was, nl. $1,20^\circ$ $0,100$ m, tussen 500 m. en
 1000 m, tussen 1000 en 1500 m. $0,81^\circ$ $0,100$ m. enz.

0.974/1000

De temperatuur vertoonde dus gemiddeld een verloop met de hoogte als in fig. 1 is weergegeven. De afwijking van den droog-adiabatischen toestand is gering, maar ken natuurlijk in individueele gevallen groter zijn.

Ten overvloede worde hier nog opgemerkt, dat het condensatieniveau, dat optreedt bij 1° en 2° (optillingscondensatieniveau) in het algemeen een ander is, dan het condensatieniveau, dat optreedt bij 3°b (convectief condensatieniveau) in dezelfde lucht.

Het is interessant erop te wijzen, dat het optillingscondensatieniveau uitsluitend afhangt van de eigenschappen van het stijgende deeltje, terwijl het convectieve condensatieniveau ook door de geometrische toestandskromme wordt bepaald.

In het algemeen kan men onderscheiden tusschen gedwongen convectie (opstroomen van lucht tegen een hindernis of stijgende beweging ten gevolge van convergentie) en vrije convectie (opstijgen van lucht als gevolg van verticale onstabilliteit). De hooge cumuliforme bewolking is dus een voorbeeld van vrije convectie, al kan de eerste aanleiding tot het ontstaan wel gedwongen convectie zijn geweest (front, trog). In het algemeen geldt, dat, hoewel de eerste aanleiding tot cumuliforme stroomingen buiten (beneden) de wolk ligt, de hoofdbron van hun energie in de wolk zelf wordt aangeboord.

Hieruit volgt duidelijk, dat de oplossing, die voor den vloeistofstraal in de hydrodynamica is gevonden, moet worden gemodificeerd teneinde een toepassing op ons atmosferisch probleem mogelijk te maken. Deze modificatie zal nader worden uitgewerkt in hoofdstuk VI.

6. De berekeningen van Christians.

Er zijn tot nu toe slechts weinig berekeningen uitgevoerd over den invloed van den vormweerstand en den oppervlakte^{te}weerstand op de beweging van cumuliforme wolken.

De vormweerstand werd vermeld door Raethjen (1929), terwijl de tegenstrooming werd onderzocht door J. Bjerknes (1938) en Petterssen (1939).

De oppervlakteweerstand in verticale luchtstroomingen (b.v. cumuliforme wolken) werd slechts terloops vermeld door Shaw (1920) en Refsdal (1930, 1932).

Er bestaat slechts één schatting omtrent den invloed van beide weerstanden op de beweging van cumuliforme wolken, die van Christians (1935).

Bij de berekening van den vormweerstand ging Christians van de veronderstelling uit, dat de verticale snelheid van de lucht boven de wolk met de hoogte afneemt volgens de functie:

$$W_z = W_0 e^{-cz} \quad (6.1.)$$

de temperatuur verlaagt dus. Hetzelfde kan worden gezegd van de hoogte als in fig. 1 is weergegeven. De afwijking van den droog-adiabatischen toestand is gering, ook kan natuurlijk in individuele gevallen groter zijn. Ten overvloede wordt hier nog opgemerkt, dat het condensatieniveau, dat optreedt bij 1° en 2° (optillingscondensatieniveau) in het algemeen een ander is, dan het condensatieniveau, dat optreedt bij 3° (convectief condensatieniveau) in dezelfde lucht.

Het is interessant erop te wijzen, dat het optillingscondensatieniveau afhangt van de eigenschappen van het stijgende deeltje, terwijl het convectieve condensatieniveau ook door de geometrische toestand wordt bepaald.

In het algemeen kan men onderscheiden tusschen gedwongen convectie (opstromen van lucht tegen een hinderis of stijgende beweging ten gevolge van convergentie) en vrije convectie (opstijgen van lucht als gevolg van verhoogde onstabielheid). De hoogte cumuliiforme bewolking is dus een voorbeeld van vrije convectie, al kan de eerste aanleiding tot het ontstaan wel gedwongen convectie zijn geweest (front, trog). In het algemeen geldt, dat, hoewel de eerste aanleiding tot cumuliiforme stroomingen buiten (beneden) de wolk ligt, de houdbaar van hun energie in de wolk zelf wordt aangevoerd.

Hieruit volgt duidelijk, dat de oplossing, die voor den vlootatolus in de hydrodynamica is gevonden, moet worden gewijzigd teneinde een toepassing op ons atmosferisch probleem mogelijk te maken. Deze wijziging zal nader worden nagezocht in hoofdstuk VI.

6. De berekeningen van Christians

Er zijn tot nu toe slechts weinig berekeningen uitgevoerd over den invloed van den vormtoestand en den oppervlakteverhouding op de beweging van cumuliiforme wolken.

De vormtoestand werd vermeld door Kesteven (1929), terwijl de tegenwoordig werd onderzocht door J. Barnes (1938) en Pettersen (1939).

De oppervlakteverhouding in verticale richtingen (d.v. cumuliiforme wolken) werd slechts terloops vermeld door Shaw (1920) en Hefdal (1930, 1931). Er bestaat slechts één schatting omtrent den invloed van beide weerstanden op de beweging van cumuliiforme wolken, die van Christians (1932).

Bij de berekening van den vormtoestand ging Christians van de vooronderstelling uit, dat de verticale snelheid van de lucht boven de wolk met de hoogte afneemt volgens de functie:

waarin $\alpha = \frac{g \rho_0 - \rho}{\rho T}$ een maat is voor de stabiliteit van de atmosfeer, W_2 de verticale snelheid op de hoogte z boven de wolkenbasis, W_0 de snelheid in de basis, γ_{ad} de droog-adiabatische, γ de geometrische temperatuursgradiënt en T de temperatuur.

Er werd door Christians geen rekening gehouden met de verandering in de toestandskromme boven de wolk, die het gevolg ^{moet} zijn van de verticale beweging. Daar volgens deze formule de snelheid naar boven afneemt, moet boven de wolk lucht zijdelings wegstroomen. De horizontale snelheid waarmee ~~dit~~ wegstroomen plaats vindt, kan voorgesteld worden als een functie van W_2 .

Uit (6.1) volgt, dat er een verticale beweging en dus ook een horizontale divergentie bestaat tot op oneindig groote hoogte boven de top van de wolk. Teneinde dit te vermijden voerde Christians de onbevredigende onderstelling in, dat deze bewegingen niet meer merkbaar zijn, wanneer 90% van de lucht, die de door de wolk ingenomen ruimte aanvankelijk vulde, zijdelings is afgevloeid. Desondanks komt Christians nog tot de conclusie, dat bij een temperatuurgradiënt van $0,5^\circ \text{ C}$ per 100 m. de beweging tot meer dan 50 km. boven de wolk aanwezig is, een onwaarschijnlijk resultaat. Weliswaar kan door het invoeren van een constanten factor in α deze hoogte willekeurig worden verkleind, maar dit heeft weinig waarde, te meer daar bij een droog-adiabatische gelaagde atmosfeer ondanks alle beperkingen onderstellingen, de bewegingen tot oneindig groote hoogte merkbaar blijven!

Bij het onderzoek van den oppervlakteweerstand ging Christians uit van de volgende uitdrukking voor den X-component van dezen weerstand:

$$R_x = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (6.2)$$

en de analoge vergelijkingen voor R_y en R_z . u is hier de snelheid in de richting van de X-as. Hierbij werd ondersteld, dat $\frac{\mu}{\rho}$ een constante was en wel $10 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$. Uit deze waarde voor $\frac{\mu}{\rho}$ werd de conclusie getrokken, dat de oppervlakteweerstand ongeveer 1% van de bij de beweging van de wolk vrijkomende energie dissipeert. Deze beschouwingen zijn echter ontoereikend. In de eerste plaats volgt uit de theorie, dat $\frac{\mu}{\rho}$ evenredig is met den snelheidsgradiënt in de strooming (zie hoofdstuk V) en dus in het algemeen een functie van de coördinaten. Bovendien is de waarde $10 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ te klein. Weliswaar is $\frac{\mu}{\rho}$ van deze grootte orde voor horizontale stroomingen, maar hierbij zijn de snelheidsgradiënten kleiner dan de snelheidsgradiënten, die aan den rand van cumuliforme wolken kunnen optreden.

een punt in de voor de stabiliteit van de structuur, W de
 verticale snelheid op de hoogte z boven de wolkbasis, W de snelheid in
 de hoek, W de groot-schalige, W de geocentrische temperatuur-
 slijnt op T de temperatuur.

Er werd door Christians geen rekening gehouden met de verandering in de
 voerstandsromme boven de wolk, die het gevolg zijn van de verticale beweging.
 Het volgende deze formule de snelheid van de wolk, moet boven de wolk
 licht afleidingen weergeven. De horizontale snelheid waarmede dit wegtroec-
 ken plaats vindt, kan voorspeld worden als een functie van W .

De (5.1) volgt, dat er een verticale beweging en dus ook een horizon-
 tale divergente bestaat tot op zekere hoogte boven de wolk. Tenzide dit te vermelden voor de Christians de onderverdeling onder-
 stelling is, dat deze bewegingen niet meer verbaasend zijn, wanneer 90% van de
 lucht, die de door de wolk ingesomen ruimte aanvankelijk vult, zijdelings
 is afgevoerd. Bovendien komt Christians nog tot de conclusie, dat bij een
 temperatuur slijnt van $0,5^\circ$ per 100 m. de beweging tot meer dan 20 km.
 boven de wolk aanwezig is, een onwaarschijnlijk resultaat. Weliswaar kan
 door het invoeren van een constante factor in de deze hoogte afhankelijk wor-
 den verklaard, maar dit heeft weinig waarde, te meer daar bij een groot-scha-
 lische gelijde snelheid onder een andere alle beperkende onderstellingen, de be-
 wegingen tot zekere hoogte verbaasend blijven!

Hij het onderzoek van den opervlakteweerstand lag Christians dit van
 de volgende afleiding voor den k -component van deze weerstand:

$$R_x = \frac{1}{2} \rho v^2 C_x \quad (5.2)$$

en de analoge vergelijkingen voor R_y en R_z . W is de snelheid in de
 richting van de x -as. Hierbij werd ondersteld, dat W een constante was en
 wel $10 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$. Dit deze waarde voor W werd de conclusie getrokken, dat de
 opervlakteweerstand ongeveer 1% van de beweging van de wolk vrik-
 nende energie dissipeert. Deze beschouwingen zijn echter ontorekend. In
 de eerste plaats volgt uit de theorie, dat W evenredig is met den snelheid
 gradient in de strömung (als postulat V) en dus in het algemeen een fun-
 ctie van de coördinaten. Bovendien is de waarde $10 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ te klein. Wel-
 waar is W van deze eerste orde voor horizontale strömungen, naar hier-
 bij zijn de snelheidsgradiënten kleiner dan de snelheidsgradiënten, die aan
 den rand van cumuloform wolken kunnen optreden.

Dit is b.v. near voren gebracht door Walker (1939), die aantoonde, dat de snelheidsgradiënten, die aan den rand van cumuliforme wolken optreden ongeveer 7 m/sec per 100 m. horizontale afstand kunnen bedragen, een waarde, die groter is, dan die welke gewoonlijk in horizontale stroomingen voorkomt. Wanneer $\mu/p = 100 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ wordt gezet neemt de energiedissipatie tot 10% toe. Bovendien heeft Christians niet voldoende rekening gehouden met de energiedissipatie in het inwendige van de wolk. In ieder geval levert de methode van Christians niet meer op dan een ruwe schatting van den oppervlakteweerstand.

In deze verhandeling zal worden getracht om een andere afleiding te geven van den vormweerstand en den oppervlakweerstand zooals die door cumuliforme wolken worden ondervonden.

Teneinde den vormweerstand te bepalen zullen we uitgaan van eenige beschouwingen omtrent de tegenstrooming. Het onderzoek naar den oppervlakteweerstand van cumuliforme wolken zal op de hydrodynamische theoriën van den vloeistofstraal zijn gebaseerd.

Allereerst zal echter een overzicht worden gegeven over de z.g. deeltjesmethode en laag-methode.

Hoofdstuk II

Overzicht over Deeltjes- en Laagmethode.

7. Inleiding.

Zooals in hoofdstuk I werd uiteengezet is het belangrijk om na te gaan, of een opstijgende hoeveelheid lucht lichter dan haar omgeving wordt, d.w.z. of bij de beweging van die hoeveelheid lucht energie kan vrijkomen. Is dit het geval, dan zal de lucht uit deze vrijkomende energie nieuwe kinetische energie putten, waardoor de opstijgende beweging zal worden versterkt. Men spreekt in dit geval van een onstabiele atmosfeer. Blijft of wordt de opstijgende lucht kouder dan haar omgeving dan wordt de beweging onderdrukt; de atmosfeer is in stabiel evenwicht.

Op. De deeltjes-methode.

Het eenvoudigste standpunt, waarop men zich bij het beschouwen van stabiliteitsproblemen in de atmosfeer kan stellen, is, dat men nagaat hoe een individueel luchtdeeltje zich bij niveauverandering (drukverandering) ten opzichten van zijn omgeving gedraagt. De methode, die volgens dit principe te werk gaat, noemt men de "deeltjes-methode".

Berekeningen volgens deze deeltjes-methode laten zich geheel uitvoeren op een energetisch diagrampapier (dit is een oppervlakgetrouwe transformatie van een p - V diagram, zooals door Refsdal (1932) werd aangetoond) en het is in hoofdzaak aan den eenvoud van deze grafische werkwijze te danken, dat de deeltjes-methode vrijwel de eenige is, die in de praktijk wordt toegepast, om uit de verticale verdeling der temperaturen te bepalen of de atmosfeer voor een bepaalde verplaatsing stabiel of onstabiel is. Daar ze afziet van alle wisselwerking tusschen de luchtdeeltjes (behalve van het feit, dat het beschouwde luchtdeeltje van plaats verwisselt met een ander) geeft ze slechts een benaderende oplossing. In het algemeen kan men zeggen, dat ze een benedenste grens geeft voor het optreden van onstabiele d.w.z.: is de vrije atmosfeer volgens de deeltjes-methode stabiel, dan zijn convectieve bewegingen uitgesloten; is de atmosfeer volgens de deeltjes-methode onstabiel, dan is het nog niet geheel zeker, of in de atmosfeer vrije convectieve stroomingen zullen optreden. Andere effecten spelen hierbij nog een rol, nl. de vormweerstand en de oppervlakweerstand. Wel geldt, dat de kans op het optreden van cumuliforme bewolking groter wordt, naarmate de uit

Overzicht over deeltjes- en lasermethoden

7. Inleiding

Zoals in hoofdstuk I werd uiteengezet is het belangrijk om na te gaan of een opstijgende deeltjesmethode licht kan worden gebruikt. In dit hoofdstuk wordt de beweging van de deeltjes behandeld. Het zal duidelijk zijn dat de beweging van de deeltjes niet kan worden beschreven door de klassieke mechanica. Het zal duidelijk zijn dat de beweging van de deeltjes niet kan worden beschreven door de klassieke mechanica. Het zal duidelijk zijn dat de beweging van de deeltjes niet kan worden beschreven door de klassieke mechanica.

8. De deeltjesmethode

Het eenvoudigste standpunt, waarop men zich bij het beschouwen van de deeltjesmethode kan stellen, is dat men nagaat hoe een individueel deeltje zich bij niveauverandering (drukverandering) kan optoefnen van zijn omgeving. De methode, die volgens dit principe te werk gaat, noemt men de "deeltjesmethode".

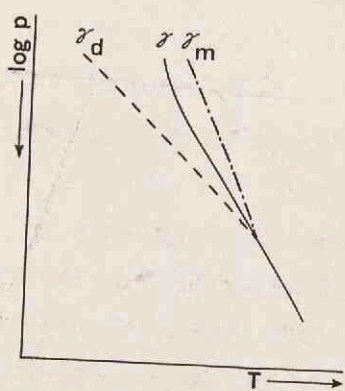


fig 2

De berekeningen volgens deze deeltjesmethode laten zich geheel uitvoeren op een energetisch diagram (dit is een operatiekromme transformatie van een V-diagram, zoals door hetal (1932) werd aangegeven) en het is in hoofdzaak aan de deeltjesmethode te danken, dat de deeltjesmethode is vastgesteld. Het zal duidelijk zijn dat de beweging van de deeltjes niet kan worden beschreven door de klassieke mechanica. Het zal duidelijk zijn dat de beweging van de deeltjes niet kan worden beschreven door de klassieke mechanica.

het diagram bepaalde onstabielheid groter wordt. Het bepalen van deze "benedenste grens" voor het optreden van cumuliforme bewolking is dus voor het opstellen van verwachtingen belangrijk genoeg, vandaar dat de deeltjes-methode, ondanks de boven genoemde gebreken gehandhaafd bleef.

Omtrent de stabiliteit van de atmosfeer voor een bepaalde verplaatsing wordt in de deeltjes-methode beslist, door vergelijking van den geometrischen temperatuurgradiënt, $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$, met den droog-adiabatischen, resp. verzadigd-adiabatischen temperatuurgradiënt, $\gamma_d = \left(\frac{dT}{dz}\right)_d$ resp. $\gamma_m = \left(\frac{dT}{dz}\right)_m$

Men kan in de atmosfeer drie belangrijke gevallen onderscheiden, die samenhangen met het temperatuurverschil tusschen het verplaatste deeltje en zijn omgeving:

1. De atmosfeer is in een bepaald niveau absoluut stabiel, $\gamma < \gamma_m$
2. De atmosfeer is in een bepaald niveau absoluut onstabiel, $\gamma > \gamma_d$
3. De atmosfeer is in een bepaald niveau voorwaardelijk onstabiel, $\gamma_d > \gamma > \gamma_m$

Het derde geval is door Refsdal (1930) "Feuchtlabilität" genoemd en is voor het stabiliteitsonderzoek in de atmosfeer het belangrijkste. De ongelijkheid $\gamma_d > \gamma > \gamma_m$ wil zeggen, dat een luchtdeeltje, dat uit een bepaald niveau droog-adiabatisch in de atmosfeer opstijgt, kouder blijft dan zijn omgeving, terwijl een deeltje, dat uit dat niveau verzadigd-adiabatisch opstijgt d.w.z. een deeltje waarin waterdamp bij de opstijging condenseert, warmer dan zijn omgeving (fig.2). Op dit laatste geval berust de theorie over het ontstaan van cumuliforme bewolking, afgezien van sommige gevallen van cumulus humilis en stratocumulus cumulo-genitus.

In het algemeen is niet de geheele atmosfeer verzadigd. Dit wil zeggen, dat een luchtdeeltje bij een beweging omhoog eerst droog-adiabatisch zal afkoelen tot het verzadigd is (condensatieniveau). Bij dit gedeelte van de beweging kan het luchtdeeltje kouder of warmer worden dan of in temperatuur gelijk blijven aan zijn omgeving. Het eerste geval treedt meestal op, wanneer het deeltje door convergentie of door een front of oneffenheid van het terrein tot de opstijging wordt gedwongen. Men noemt het niveau, waarin het deeltje verzadigd raakt dan het optillingscondensatieniveau. Het tweede geval doet zich voor, wanneer de onderste luchtlagen over-adiabatisch gelaagd zijn. Dit komt in de natuur vaak vooral in de alleronderste luchtlagen (fig.1). Wanneer de atmosfeer tot het condensatieniveau droog-adiabatisch gelaagd is, blijft het deeltje bij de opstijging tot zijn condensatieniveau even warm als zijn omgeving.

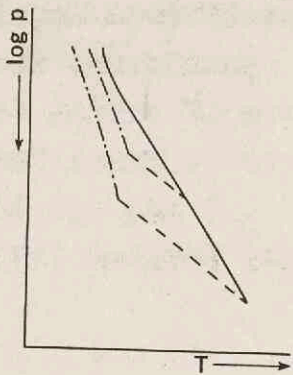


fig 3

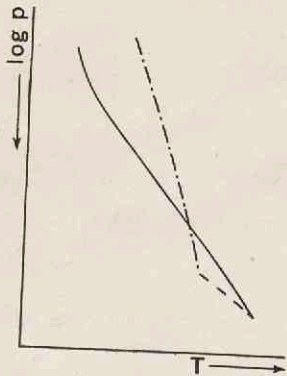


fig 4

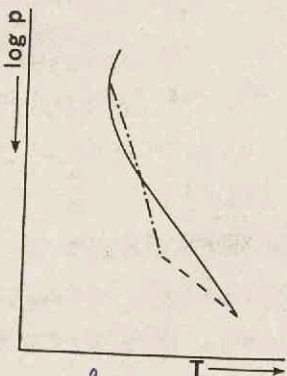


fig 5

Bij de laatste twee der hier beschreven mogelijkheden, zal in de voorwaardelijk onstabiele atmosfeer het opstijgende deeltje na de passeering van het condensatieniveau warmer blijven of worden dan zijn omgeving. Aan de voorwaarde voor het ontstaan van groote cumuliforme bewolking is dan voldaan.

In het eerste geval ($f < f_d$) kan men twee mogelijkheden nader onderscheiden, zooals het eerste door Normand (1938) is aangegeven. Iets gewijzigd luidt zijn indeeling:

a) De verzadigde adiabaat, dien een deeltje uit de atmosfeer volgt na passeering van zijn optillingscondensatieniveau snijdt de toestandskrommen niet. Het opgetilde deeltje blijft kouder dan zijn omgeving en de atmosfeer is in het niveau waaruit het beschouwde deeltje staat voorwaardelijk onstabiel van het stabiele type. Door optilling van dergelijke deeltjes kan geen energie vrijkomen en kunnen geen bestendige cumuliforme wolken ontstaan (fig.3).

b) De verzadigde adiabaat, dien een deeltje uit de atmosfeer volgt na passeering van zijn optillingscondensatieniveau snijdt de toestandskromme. De atmosfeer is dan in het niveau waaruit het deeltje stamt voorwaardelijk stabiel van het latente type. Hier kan door optilling van dergelijke deeltjes potentieele energie vrijkomen en kunnen cumuli congesti of cumulonimbi ontstaan.

Normand onderscheidde in b) nog tusschen een werkelijk latent type (fig.4) en een pseudo-latent type (fig.5). In het eerste geval is de arbeid noodig, om de individueele kromme van het deeltje (droge en verzadigde adiabaat) tot snijding met de geometrische toestandskromme te brengen (punt B) kleiner dan de daarna vrijgekomen labiliteitsenergie; bij het pseudo-latente type is deze arbeid groter.

Zoolang men de deeltjes-methode toepast, heeft deze laatste onderscheiding van Normand weinig beteekenis. Immers, de arbeid, die noodig is om het deeltje tot het punt 3 te brengen wordt geleverd door de een of andere uitwendige oorzaak. Eerst boven het punt B begint de eigenlijke cumuliforme wolken en het is dan niet meer van veel belang, of het meer of minder energie heeft gekost om het deeltje tot het punt B te brengen, afgezien van de snelheid, die het deeltje in B heeft.

Bovendien mogen Normand's beschouwingen niet worden toegepast wanneer de lucht b.v. langs een frontvlak opstijgt, aangezien de verticale temperatuurgradiënt door dit proces verandert. Dit werd voor het eerst vastgesteld door Rossby (1932a). Hij toonde aan, dat een laag, die oorspronkelijk in stabiel evenwicht verkeerde, door optilling onstabiel wordt indien de potentieele natte-boltemperatuur of de potentieele aequivalente temperatuur in die laag

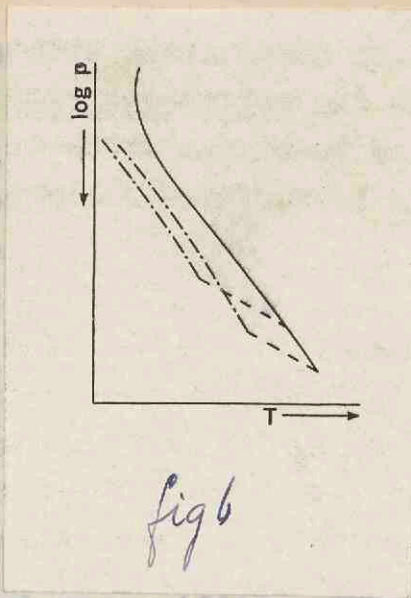


fig 6

...den, zal in de voorwaarde
 na de passering van het
 in omgeving, kan de voor-
 ewolking is dan volkomen.
 oeglijkheden naar onder-
 e aangegeven. Iets gewij-

...nif de atmoosfeer volgt na
 nigt de toestandskromme
 n omgeving en de atmoosfeer
 test voorwaardelijk evenals

...nif de laatste reep ter hier
 ijk onstabiele atmoosfeer na
 condensationniveau naar di
 waarde voor het ontstaan van
 in het eerste geval ()
 schelden, zoals het eerste
 sijn in de indeling:
 a) de veranderinge alsde
 passering van zijn optillij
 niet. Het optillijde deelje
 is in het niveau waaruit het

...nif van het stabiele type. Door optilling van dergelijke deeljes kan geen
 energie vrijkomen en kunnen geen bestendige cumulaire wolken ontstaan
 (fig. 5).

b) de veranderinge alsde, die een deelje uit de atmoosfeer volgt na
 passering van zijn optillijcondensationniveau enigt de toestandskromme.
 de atmoosfeer is dan in het niveau waaruit het deelje stamt voorwaardelijk
 stabiel van het laatste type. Hier kan door optilling van dergelijke deel-
 jes potentiele energie vrijkomen en kunnen cumuli ontploeg of cumulin-

Normand onderscheidt in b) nog tusschen een werkelijk latent type
 (fig. 4) en een pseudo-latent type (fig. 5). In het eerste geval is de arbeid
 noodig, om de individuele kromme van het deelje (droge en verzadigde deel-
 je) tot aanhaling met de geometrische toestandskromme te brengen (punt B)
 kleiner dan de daarna vrijgekomen latenteenergie; bij het pseudo-latent-
 te type is deze arbeid groter.

Lozing van de deeljes-methode toepast, heelt deze laatste onderscheid-
 ding van Normand weinig betekenis. Immers, de arbeid, die noodig is om het
 deelje tot het punt 3 te brengen wordt geleverd door de een of andere nie-
 wedige oorzaak. Het boven het punt B begint de eigenlijke cumulaire
 wolken en het is dan niet meer van veel belang, of het meer of minder ener-
 gie heeft gekost om het deelje tot het punt 3 te brengen, zigezien van de
 anaheid, die het deelje in B heeft.

Bovendien mogen Normand's beschouwingen niet worden toegepast wanneer de
 lucht o.v. lange een frontvlak optijgt, zigezien de verticale temperatuur-
 gradient door dit proces verandert. Dit werd voor het eerst vastgesteld door
 Rossby (1935). Hij toonde aan, dat een laag, die oorspronkelijk in stabiel
 evenwicht verkeerde, door optilling onstabiel wordt indien de potentiële
 natu-temperatuur of de potentiële equivalente temperatuur in die laag

met de hoogte afneemt en wanneer condensatie optreedt als gevolg van de optilling (fig.6). De laag wordt dan potentieel onstabiel genoemd.

In een convergentiegebied of boven een front ontstaan slechts dan groote cumuliforme wolken, wanneer de betreffende luchtlaag ^{potentieel} convectief onstabiel is.

9. De laag-methode.

Hoewel dus de deeltjes-methode bij vrijwel alle stabiliteitsbeschouwingen wordt toegepast vormt ze in twee opzichten een benadering, beide terug te voeren tot het verwaarlozen van de wisselwerking tusschen de deeltjes onderling. In de eerste plaats meet men in aanmerking nemen, dat om de opstijgende wolk een tegenstrooming ontstaat. De verticale beweging omhoog houdt immers op eenigen afstand boven den top van de wolk op. Wanneer er geen lokale dichtheidsveranderingen boven of onder de wolk plaats vinden en nergens horizontale divergentie of convergentie optreedt, volgt uit continuïteitsoverwegingen, dat er een compenseerde tegenstrooming moet bestaan. Deze tegenstrooming hangt samen met den vormweerstand. In de tweede plaats werkt de turbulente wrijving, die tot een energiedissipatie ^{aan}leiding geeft (oppervlakteweerstand). Deze dissipatie maakt, dat minder energie voor de vrije convectie beschikbaar komt, dan uit de deeltjes-methode volgt. Behalve deze twee effecten wordt dan ook de straling gewoonlijk verwaarloosd.

De invloed van de tegenstrooming werd uitvoerig onderzocht door J.Bjerknes (1938) en S.Petterssen (1939). Zij brachten de tegenstrooming echter niet direct in verband met den vormweerstand, zoodat hun beschouwingen onafhankelijk zijn van de verticale afmetingen van de wolk. Wel wees Bjerknes op de wenschelijkheid om de geheele wolk in de beschrijvingen op te nemen.

Petterssen onderscheidde bij de ontwikkeling van de z.g. "laag-methode" de volgende drie gevallen:

- 1) Een verzadigde opwaartsche strooming, omgeven door niet verzadigde droog-adiabatische dalende lucht.
- 2) Opwaartsche strooming en dalende lucht in de omgeving zijn en blijven beide verzadigd. Voor de dalende lucht wil dit zeggen, dat hierin water in vloeibaren vorm aanwezig moet zijn.
- 3) Opwaartsche strooming en dalende strooming zijn en blijven beide niet verzadigd.

met de hoogte afneemt en vandoor condensatie optreedt als gevolg van de op-
 tilling (fig. 6). De laag wordt dan potentieel onstabiel genoemd.
 in een convergentiegebied of boven een front ontstaan slechts dan grote
 cumuliiforme wolken, wanneer de potentiële wachttijd ^{potentieel} onstabiel is.

9. De laag-methode.

Hoewel dus de laag-methode bij vrijwel alle stabiliteitsbeschouwingen
 wordt toegepast vormt ze in twee opzichten een benadering, beide tenzij de
 vooren tot het verwarfelen van de wisselwerking tusschen de laag en onder-
 laag. In de eerste plaats moet men in aanmerking nemen, dat om de opstijgen-
 de wolk een tegenstroming ontstaat. De verticale beweging omhoog houdt in-
 zake op eenigen afstand boven dan top van de wolk op. Wanneer er geen lokale
 dichtheidsveranderingen boven of onder de wolk plaats vinden en nergens ho-
 rizontale divergentie of convergentie optreedt, volgt uit continuïteitsver-
 wegen, dat er een compenserende tegenstroming moet bestaan. Deze tegen-
 stroming werkt samen met het voorspel. In de tweede plaats werkt de tur-
 bulente wrijving, die tot een energiebalans afleiding geeft (opervlakte-
 voorspel). Deze laatste maakt, dat minder energie voor de vrije convec-
 tie beschikbaar komt, dan uit de laag-methode volgt. Behalve deze twee
 effecten wordt dan ook de strijding gewoonlijk verwaarloosd.

De invloed van de tegenstroming werd uitvoerig onderzocht door J. H. K. K.
 van (1938) en S. Pettersen (1939). Zij brachten de tegenstroming echter
 niet direct in verband met het voorspel, zodat hun beschouwingen on-
 afhankelijk zijn van de verticale afmetingen van de wolk. Alweer afbreken
 op de wachttijd op de lokale wolk in de beschouwingen op te nemen.
 Pettersen onderscheidde bij de ontwikkeling van de z.g. "laag-methode"

de volgende drie gevallen:

- 1) Een verzadigde opwaartse strooming, ongeveer door niet verzadigde
 droog-adiabatische dalende lucht.
- 2) Opwaartse strooming en dalende lucht in de omgeving zijn en blij-
 ven beide verzadigd. Voor de dalende lucht wil dit zeggen, dat hierin water
 in vloeibare vorm aanwezig moet zijn.
- 3) Opwaartse strooming en dalende strooming zijn en blijven beide
 niet verzadigd.

Voorts voerde Fetterssen drie beperkende bepalingen in:

a) Horizontale bewegingen veroorzaken geen instroomen of uitstroomen van lucht in de beschouwde laag.

b) De toestand is barotroop bij het begin van de beweging, d.w.z. de vlakken van gelijken druk vallen met de vlakken van gelijke dichtheid samen.

c) Alle temperatuursveranderingen zijn adiabatisch.

De derde voorwaarde wil zeggen, dat afgezien wordt van straling en turbulente uitwisseling van deeltjes.

Uit a) volgt, dat door ieder willekeurig isobarisch vlak of door iedere isobarenparallele laag met eenheid van dikte een gelijk transport van massa omhoog en omlaag bestaat, wanneer de dichtheid lokaal niet verandert. Er geldt dan:

$$M' w' = - M w \tag{9.1}$$

waar M' en w' massa en snelheid van de stijgende lucht en M en w massa en snelheid van de dalende omgeving zijn.

Uit voorwaarde c) volgt, dat alle temperatuurveranderingen volgens de volgende vergelijkingen plaats vinden:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = w' (f - f_d) \text{ voor stijgende niet verzadigde lucht. } \tag{9.2}$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = w' (f - f_m) \text{ voor stijgende verzadigde lucht. } \tag{9.3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w (f - f_d) \text{ voor dalende niet verzadigde lucht. } \tag{9.4}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w (f - f_m) \text{ voor dalende verzadigde lucht. } \tag{9.5}$$

Hierin beteekenen $\frac{\partial T'}{\partial t}$ en $\frac{\partial T}{\partial t}$ de temperatuurveranderingen per tijdseenheid in de stijgende respectievelijk dalende lucht. Op deze vier betrekkingen zal bij de kritiek op de methode van Bjerknes en Fetterssen worden teruggekozen.

In het algemeen zal in de atmosfeer aan de drie boven genoemde voorwaarden niet zijn voldaan. Horizontale ^{ee}divergerende of convergeerende bewegingen b.v. zullen steeds min of meer aanwezig zijn, vooral nabij de basis van

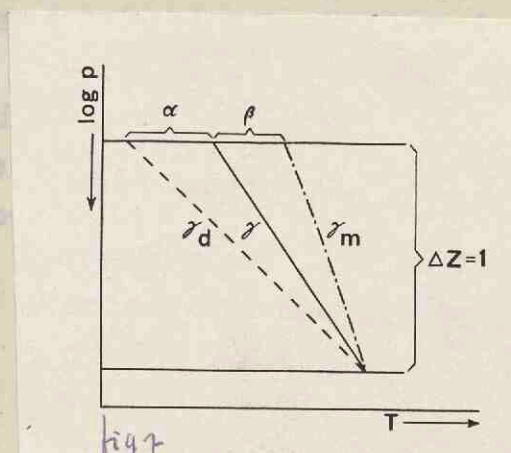
wordt worden verduidelijkt door de volgende figuur

- a) Het is te zien dat de temperatuurveranderingen in de richting van de zwaartekracht zijn.
- b) De temperatuurveranderingen zijn te zien in de richting van de zwaartekracht, d.w.z. de richting van de zwaartekracht.
- c) Het is te zien dat de temperatuurveranderingen zijn te zien in de richting van de zwaartekracht.

$$M'w' - Mw$$

Wanneer M en w naar een omhoog van de stijgende lucht en M' en w' naar een omlaag van de dalende omgeving zijn.

- (1.1) voor stijgende of dalende lucht.
- (1.2) voor stijgende of dalende lucht.
- (1.3) voor dalende of stijgende lucht.
- (1.4) voor dalende of stijgende lucht.
- (1.5) voor dalende of stijgende lucht.



de wolk, waar in het algemeen convergentie optreedt en boven den top van de wolk weer lucht divergeert. De temperatuur van de wolk zou ook in de basis kunnen verschillen van de temperatuur der omgeving, wat in tegenspraak met b) zou zijn. Tenslotte oefenen straling en turbulentie hun invloed uit, zoodat ook aan de derde beperkende bepaling in werkelijkheid niet is voldaan.

Indien echter wél aan de drie voorwaarden is voldaan, en een impuls wordt aangebracht, die een massa M' omhoog doet bewegen, terwijl een massa M zich omlaag beweegt, komt in een laag een hoeveelheid warmte vrij per tijdseenheid:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = c_p \left(M \frac{\partial T}{\partial t} + M' \frac{\partial T'}{\partial t} \right) = c_p (M + M') \frac{\partial T}{\partial t} + c_p M' \left(\frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{\partial T}{\partial t} \right) \quad (9.6)$$

Hierin beteekenen:

$\frac{\partial Q}{\partial t}$ de warmte, die per tijdseenheid in de laag met totale massa $M + M'$ vrijkomt (resp. verloren gaat), c_p de soortelijke warmte van vochtige lucht bij constanten druk, terwijl de overige symbolen reeds vroeger werden gedefinieerd.

In het laatste lid beteekent de eerste term de uniforme verwarming (of afkoeling) van de geheele laag, terwijl de tweede term de extra verwarming (of afkoeling) van het stijgende gedeelte der laag ten opzichte van de dalende omgeving aangeeft. Alleen de laatste term draagt bij tot de schepping of vernietiging van kinetische energie.

Betrekking (9.6) kan nu op de drie verschillende gevallen worden toegepast. Het voor de praktijk belangrijkste geval is : 1) een verzadigde opwaartsche strooming in een niet verzadigde, droog-adiabatisch dalende omgeving. Voor dit geval gelden de formules (9.1), (9.3), en (9.4). Deze drie formules in (9.6) gesubstitueerd geeft:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = c_p w' M' \left(1 + \frac{M'}{M} \right) (\gamma_d - \gamma) + c_p w' M' \left\{ (\gamma - \gamma_m) - (\gamma_d - \gamma) \frac{M'}{M} \right\} \quad (9.7)$$

Zet men nu $\gamma_d - \gamma = \alpha$ en $\gamma - \gamma_m = \beta$ (fig.7) dan komt men tot de volgende betrekking:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = c_p w' M' \left(1 + \frac{M'}{M} \right) \alpha + c_p w' M' \left(\beta - \alpha \frac{M'}{M} \right) \quad (9.8)$$

De eerste term geeft weer de uniforme verwarming van de laag, de tweede term de verwarming van de opstijgende luchtkolom t.o.v. de dalende lucht in de omgeving.

de wolf, waar in het algemeen convergentie optreedt en boven den top van de
 wolf weer licht divergeert. De temperatuur van de wolf kon ook in de beide
 kunnen verschillen van de temperatuur der omgeving, wat in tegenpraak met
 (p) aan zijn. Tenslotte oefenen straling en turbulentie hun invloed uit, zoo-
 dat ook aan de beide beperkende bepaling in werkelijkheid niet is voldaan.
 Indien echter wél aan de drie voorwaarden is voldaan, en een lapla
 wordt aangebracht, die een mass M' omhoog doet bewegen, terwijl een mas-
 se M zich omlaag beweegt, komt in een laag een hoeveelheid warmte vrij per
 tijds eenheid:

$$\frac{dQ}{dt} = c_p(M' \frac{dT'}{dt} + M \frac{dT}{dt}) - c_p(M' \frac{dT'}{dt} + M \frac{dT}{dt}) \quad (9.6)$$

Hierin betekenen:

de warmte, die per tijds eenheid in de laag met totale massa $M + M'$
 vrijkomt (resp. verloren gaat), c_p de soortelijke warmte van vochtige lucht
 bij constanten druk, terwijl de overige symbolen reeds vroeger werden geda-
 lineerd.

In het laatste lid betekent de eerste term de uniforme verwarming (of
 afkoeling) van de geheele laag, terwijl de tweede term de extra verwarming
 (of afkoeling) van het stijgende gedeelte der laag ten opzichte van de om-
 gevende omgeving aangeeft. Alleen de laatste term draagt bij tot de schepping
 of vernietiging van kinetische energie.

Betrekking (9.6) kan nu op de drie verschillende gevallen worden toege-
 past. Het voor de praktijk belangrijkste geval is: 1) een verzadigde op-
 werende atmosferen in een niet verzadigde, droog-schubbelach balance om-
 geving. Voor dit geval gelden de formules (9.1), (9.2), en (9.4). Deze drie
 formules in (9.6) gesubstitueerd geeft:

$$\frac{dQ}{dt} = c_p w' M' (1 + \frac{M'}{M}) (T - T_0) + c_p w M (T - T_0) - (c_p w' M' + c_p w M) (T - T_0) \quad (9.7)$$

zet men nu $T - T_0 = \alpha$ en $T - T_0 = \beta$ (fig. 7) dan komt men tot de volgende
 betrekking:

$$\frac{dQ}{dt} = c_p w' M' (1 + \frac{M'}{M}) \alpha + c_p w M \beta - (c_p w' M' + c_p w M) \alpha \quad (9.8)$$

De eerste term geeft weer de uniforme verwarming van de laag, de tweede
 term de verwarming van de opstijgende lucht kolom t.o.v. de balance lucht in
 de omgeving.

Het blijkt, dat de wolk even warm blijft als haar omgeving, wanneer $\beta = \alpha \frac{M'}{M}$ is, terwijl energie gewonnen wordt wanneer $\beta > \alpha \frac{M'}{M}$ is. Formule (9.8) leidt dus tot een andere stabiliteitsgrens dan de deeltjes-methode. Een voorbeeld hiervoor is b.v. het geval dat $\beta = 0$ en $\alpha > 0$ in een bepaalde laag, d.w.z. de geometrische gradiënt is gelijk aan den verzadigd adiabatischen gradiënt. Hieruit volgt de ongelijkheid $\beta < \alpha \frac{M'}{M}$. Uit formule (9.8) blijkt dan, dat de opstijgende wolk kouder wordt dan haar omgeving. De atmosfeer is hier stabiel, terwijl de deeltjes-methode in dit geval indifferent evenwicht geeft.

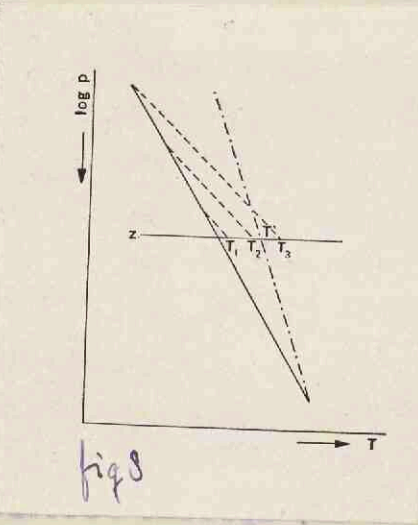
Het belangrijkste geval is bij de laag-methode evenals bij de deeltjes-methode de voorwaardelijke onstabieleit, d.w.z. $\alpha > 0$ en $\beta > 0$. Hier is het teken van den energieproduceerende term $c_p w' M' (\beta - \alpha \frac{M'}{M})$ niet uitsluitend afhankelijk van α en β maar evenzeer van M'/M , d.i. dus van de verhouding van de massa uit de laag, die omhoog beweegt, tot de massa die daalt. Zal $c_p w' M' (\beta - \alpha \frac{M'}{M})$ bij gegeven α en β positief zijn, dan moet M'/M beneden een optimum-waarde liggen, die wordt gegeven door β/α . Naarmate dus β kleiner is, vergeleken met α , moet ook M' kleiner zijn, vergeleken met M , wil bij de convectie energie worden gewonnen. Is $M'/M > \beta/\alpha$ dan wordt de massa M' vertraagd in de richting van de beginimpuls. Wanneer β kleiner is dan α , moet de ruimte, die ingenomen wordt door de opstijgende lucht (wolken) kleiner zijn dan de ruimte, die ingenomen wordt door de dalende lucht (compenseerende tegenstrooming). Petterssen leidde hieruit af, dat bij een geringe voorwaardelijke onstabieleit ($\beta \ll \alpha$) de bewolking moet bestaan uit een groot aantal kleine cumuli gescheiden door betrekkelijk groote wolkenvrije tusschenruimten. Dit blijkt door dwaarneming te worden bevestigd. Aangezien blijkbaar slechts die impulzen worden uitgezocht waarvoor $M'/M < \beta/\alpha$ is, spreekt Petterssen van selectieve onstabieleit.

Inmiddels is het niet zeker, dat de conclusie, dat een groot aantal kleine cumuli zullen voorkomen indien $\beta \ll \alpha$ is, zonder meer uit de laag-methode mag worden getrokken. Behalve door veel kleine cumuli in een groote ruimte kan ook aan de voorwaarde $M'/M < \beta/\alpha$ worden voldaan door één reussachtige cumuliforme wolk in die ruimte. Bovendien mag men niet onderstellen, dat buiten de cumuliforme wolken de atmosfeer overal een dalende beweging heeft. De tegenstroomingen concentreeren zich om de wolk en op grooten afstand ^{van} haar zal de atmosfeer geen verticale beweging vertoonen. Ook de onderstelling, dat de snelheid over de geheele doorsnede van de wolk con-

Het blijkt, dat de wolk even warm blijft als haar omgeving, wanneer $\beta = 0$.
 In, terwijl energie gewonnen wordt wanneer $\beta > 0$ is. Formule (2.8)
 leidt ons tot een andere stabiliteitsgrens dan de laatste-methode. Een
 voorbeeld hiervoor is b.v. het geval dat $\beta = 0$ en $\alpha > 0$ in een bepaalde
 laag, d.w.z. de geometrische gradient is gelijk aan den verandering adiabati-
 schen gradient. Hieruit volgt de ongelijkheid $\beta < \frac{M}{M'}$. Uit formule (2.8)
 blijkt dan, dat de opstijgende wolk kouder wordt dan haar omgeving. De af-
 ganser is hier stabiel, terwijl de laatste-methode in dit geval instabi-
 lent evenwicht geeft.

Het belangrijkste geval is bij de laag-methode evenals bij de laatste-
 methode de voorwaartelijke onstabielheid, d.w.z. $\beta > 0$ en $\alpha > 0$. Hier
 is het teken van den energieproducterende term $\frac{M}{M'} - \alpha$ niet
 uitsluitend afhankelijk van α en β maar eveneens van $\frac{M}{M'}$, d.i. dan van
 de verhouding van de massa uit de laag, die omhoog beweegt, tot de massa die
 daalt. Het zal $\frac{M}{M'} > \alpha$ bij gegeven α en β positief zijn, als
 moet $\frac{M}{M'}$ beneden een optimum-waarde liggen, die wordt gegeven door $\frac{M}{M'} = \alpha$.

Het ook M' kleiner zijn,
 worden gewonnen. In $\frac{M}{M'} > \alpha$
 de beginpunt. Wanneer
 men wordt door de opstij-
 die ingenomen wordt door
 Pettersen leidde hieruit
 de be-
 schied gescheiden door be-
 blijft door de warmte
 die impulsen worden uitge-
 van selectieve onste-



laatste dus β kleiner is,
 vergeleken met M , wil dit
 dan wordt de massa M' ver-
 β kleiner is dan α , moe-
 gende lucht (wolken) kleiner
 de dalende lucht (compensat-
 at, dat bij een geringe voor-
 werking moet bestaan uit een
 praktisch grote wolkenver-
 te worden bevestigd. Aange-
 recht waarvoor $\frac{M}{M'} < \alpha$

Inmiddels is het niet zeker, dat de conclusie, dat een groot aantal kiel-
 ne cumuli alleen voorkomen indien $\beta < \alpha$ is, zonder meer uit de laag-
 thode mag worden getrokken. Behalve door veel kleine cumuli in een grote
 ruimte kan ook een de voorwaarde $\frac{M}{M'} < \alpha$ worden voldaan door een
 reusachtige cumuliforme wolk in die ruimte. Bovendien mag men niet onder-
 stellen, dat buiten de cumuliforme wolken de atmosfer overal een dalende
 beweging heeft. De tegenwoordige concentreren zich op de wolk en op
 groeten afstand naar zal de atmosfer geen verticale beweging vertonen. Het
 de onderstelling, dat de schub over de gehele boezende van de wolk con-

stant is, vormt slechts een benadering. Verschillende van deze bezwaren werden reeds door J. Bjercknes (1938) naar voren gebracht.

Ook zonder deze bezwaren, waaraan door de onbekendheid met de werkelijke stroomingen in de atmosfeer moeilijk zal zijn tegemoet te komen, is het echter mogelijk kritiek op de beschouwingen van Bjercknes en Petterssen uit te oefenen. Deze kritiek is gebaseerd op de fundamentele betrekkingen (9.2), (9.3), (9.4) en (9.5) zelf en zal hier worden geleverd voor het geval van een verzadigde cumuliforme strooming omhoog in een droog adiabatisch dalende omgeving.

Volgens Petterssen gelden voor de temperatuursveranderingen in een bepaald niveau de betrekkingen:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = w' (j - j_m) \text{ voor de stijgende wolk.} \quad (9.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w (j - j) \text{ voor de dalende tegenstrooming.} \quad (9.4)$$

Uit beide formules volgt, dat bij een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer zowel de temperatuur in de buitenlucht als de temperatuur in de wolk continu zal stijgen. Het is duidelijk, dat althans voor de wolk deze conclusie niet kan worden volgehouden. (fig.8). De betrekking $\frac{\partial T'}{\partial t} = w' (j - j_m)$ is slechts juist voor de laag, die w' meters boven het convectieve condensatieniveau ligt, en dan nog uitsluitend gedurende de tijdseenheid na het begin van de opwaartsche beweging in dit condensatieniveau. Nadat de wolk eenmaal de betreffende laag heeft bereikt, geldt, wanneer wordt afgezien van turbulente menging, dat $\frac{\partial T'}{\partial t} = 0$ is. Het niet voldaan zijn aan betrekking (9.3) van Petterssen, vindt zijn oorzaak in het feit, dat in de wolk $j = j_m$ is, zoodat een toepassing van (9.3) in de wolk geen zin heeft. Dit is niet het geval bij de tegenstrooming (fig.8). Hier geldt inderdaad, dat de temperatuur van de buitenlucht continu met den tijd toeneemt. De betrekking (9.4) geldt echter eerst voor een bepaald niveau wanneer de wolke top dit niveau is gepasseerd. Vòòr dit tijdstip bestaat in het beschouwde niveau immers in het geheel geen tegenstrooming. Hieruit volgt, dat aan (9.3) en (9.4) nooit gelijktijdig in een niveau z kan zijn voldaan, daar (9.3) geldt wanneer de wolke top beneden z ligt, en (9.4) wanneer de wolke top z is gepasseerd.

stand is, voor slechts een benadering. Verschillende van deze beweren werden reeds door J. Bjerknes (1938) naar voren gebracht.

Op onder deze beweren, waarvan door de onbekendheid met de werkelijke omstandigheden in de atmosfeer moeilijk zal zijn te komen, is het echter mogelijk kritiek op de beschouwingen van Bjerknes en Pettersen uit te oefenen. Deze kritiek is gebaseerd op de fundamentele betrekkingen (9.3), (9.4) en (9.5) zelf en zal hier worden gegeven voor het geval van een verandering van de atmosferische omstandigheden in een groot gebied. Volgens Pettersen gelden voor de temperatuurveranderingen in een bepaald gebied de betrekkingen:

$$(9.3) \quad \frac{dT}{dt} = w' \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \text{ voor de stijgende wolk}$$

$$(9.4) \quad \frac{dT}{dt} = w \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \text{ voor de dalende tegenstroombeweging}$$

Uit beide formules volgt, dat bij een voorwaartzijde onstabiele situatie ook wel de temperatuur in de dalstroombeweging als de temperatuur in de wolk constant zal blijven. Het is duidelijk, dat althans voor de wolk deze conclusie niet kan worden gevolgd. De betrekking (9.3) is juist voor de laag, die w' vertoert boven het convectieve condensatieniveau ligt, en dan nog uitsluitend gedurende de tijdsduur van het begin van de opwaartse beweging in dit condensatieniveau. Nadat de wolk eenmaal de betrekende laag heeft bereikt, geldt, wanneer wordt uitgegaan van turbulente beweging, dat $\frac{dT}{dt} = w \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)$ is. Het niet voldaan zijn aan betrekking (9.3) van Pettersen, vindt zijn oorsprong in het feit, dat in de wolk $\frac{dT}{dt} = w \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)$ is niet het geval bij de tegenstroombeweging (9.4). Hier geldt inderdaad, dat de temperatuur van de dalstroombeweging constant met den tijd toeneemt. De betrekking (9.4) geldt echter eerst voor een bepaald niveau wanneer de wolkenopbouw dit niveau is gepasseerd. Voor dit tijdstip bestaat in het beschouwde niveau immers in het geheel geen tegenstroombeweging. Hieruit volgt, dat een (9.3) en (9.4) nooit gelijktijdig in een niveau z kan zijn voldaan, daar (9.3) geldt wanneer de wolkenopbouw z ligt, en (9.4) wanneer de wolkenopbouw z is gepasseerd.

De conclusies, die werden getrokken uit (9.8), een formule, die werd afgeleid uit (9.3) en (9.4), kunnen dus niet juist zijn.

In hoofdstuk III zal in aansluiting op de hier ontwikkelde beschouwingen een berekening worden opgesteld, waarbij de tegenstrooming als het resultaat van den vormweerstand, dien de wolk in de atmosfeer ondervindt, zal worden opgevat.

Vervolgens zal worden getracht voor het probleem van den oppervlakteweerstand een oplossing te vinden.

Hoofdstuk III

De vormweerstand van Cumuliforme wolken (Kolom-methode).

10. Vormweerstand en verplaatste vloeistof.

Zoals in de vorige hoofdstukken naar voren kwam, houdt de tegenstrooming verband met den vormweerstand. Een theorie omtrent de energiedissipatie tengevolge van de tegenstrooming, zal dus moeten berusten op beschouwingen omtrent dezen vormweerstand.

De vormweerstand ontstaat, doordat het bewegende lichaam een gedeelte van zijn hoeveelheid van beweging mededeelt aan de verdrongen vloeistof en hij is dus in beginsel een traagheidsaffect.

Newton heeft als eerste een mathematische uitdrukking voor dezen weerstand opgesteld (zie ook hoofdstuk I). Hij vond, dat de vormweerstand W evenredig is met F , de doorsnede van het lichaam, loodrecht op zijn bewegingsrichting, met de dichtheid van de verdrongen vloeistof ρ en met het kwadraat van de snelheid van het lichaam u , dus:

$$W = c F \rho u^2 \tag{10.1}$$

waarbij c een constante is, die van geval tot geval een andere waarde aanneemt. Newton veronderstelde, dat c varieert met den vorm van het lichaam, maar onafhankelijk is van de afmetingen van het lichaam en van de snelheid waarmede het lichaam in de vloeistof beweegt. Latere onderzoekingen hebben aangetoond, dat dit niet juist is, en dat c moet worden opgevat als een functie van het Reynoldsche getal $Re = \frac{ul}{\mu/\rho}$, waarbij l een maat is voor de afmetingen van het lichaam en μ de viscositeitscoëfficiënt.

De energie die tengevolge van den vormweerstand voor het bewegende lichaam verloren gaat komt ten goede aan de verdrongen vloeistof. Deze energie kan worden voorgesteld als $\int_{s_1}^{s_2} W ds$ waarbij s de weg is waarover de weerstandskracht werkt. Daaruit volgt, dat de energie, die ten gevolge van den vormweerstand voor het lichaam verloren gaat, kan worden voorgesteld door:

$$\int_{s_1}^{s_2} W ds = \int_{s_1}^{s_2} c \rho F u^2 ds = E_{K_2} - E_{K_1} \tag{10.2}$$

waarbij E_K de kinetische energie van het bewegende lichaam voorstelt. Aequivalent met deze uitdrukking is:

$$\int_{s_1}^{s_2} W ds = E'_2 - E'_1 \tag{10.3}$$

Hoofdstuk III

De voortweerstand van (vloeistof) (Lorenz-methode).

10. Voortweerstand en verplaatste vloeistof.

Zooals in de vorige hoofdstukken naar voren kwam, houdt de tegenwerking verband met den voortweerstand. Een theorie ontrent de energieverplaatste tengevolge van de tegenwerking, zal dus moeten berusten op beschouwingen omtrent dezen voortweerstand.

De voortweerstand ontstaat, doordat het bewegende lichaam een gedeelte van zijn hoeveelheid van beweging mededeelt aan de verdrongen vloeistof en hij is dus in beginsel een traagheidslichaam.

Newton heeft als eerste een wiskundige uitdrukking voor dezen voortweerstand opgesteld (zie ook hoofdstuk I). Hij vond, dat de voortweerstand W evenredig is met ρ , de dichtheid van het lichaam, loodrecht op zijn bewegingsrichting, met de dichtheid van de verdrongen vloeistof ρ' en met het kwadraat van de snelheid van het lichaam v , dus:

(10.1)

$$W = c \rho v^2$$

waarbij c een constante is, die van geval tot geval een andere waarde aanneemt. Newton veronderstelt, dat c verliest met den vorm van het lichaam, maar onafhankelijk is van de afmetingen van het lichaam en van de snelheid waarmee het lichaam in de vloeistof beweegt. Latere onderzoekingen hebben aangetoond, dat dit juist is, en dat c moet worden opgevat als een functie van het Reynoldsche getal $R = \frac{v l \rho}{\eta}$, waarbij l een maat is voor de afmetingen van het lichaam en η de viscositeitscoëfficiënt.

De energie die tengevolge van den voortweerstand voor het bewegende lichaam verloren gaat komt ten goede aan de verdrongen vloeistof. Deze energie kan worden voorgesteld als $\frac{1}{2} W v$, waarbij v de weg is waarover de weerstandkracht werkt. Daaruit volgt, dat de energie, die ten gevolge van den voortweerstand voor het lichaam verloren gaat, kan worden voorgesteld door:

(10.2)

$$W_{verl} = \frac{1}{2} W v = \frac{1}{2} c \rho v^3 l$$

waarbij E_k de kinetische energie van het bewegende lichaam voorstelt. Daaruit volgt met deze uitdrukking is:

(10.3)

waarbij E' de gemiddelde totale energie is van de verplaatste vloeistof, bestaande uit zijn kinetische energie E_k' en zijn inwendige en potentiële energie E_p' . Wanneer men dus de totale energie van de verplaatste vloeistof op elk oogenblik kent, is de grootte van den vormweerstand eveneens bekend. In de hydrodynamica is dit vrijwel nooit het geval. Daar moet W worden bepaald met behulp van de functie $c(R)$.

11. Vormweerstand en convergentie.

Bij de bepaling van den vormweerstand van cumuliforme wolken zal worden uitgegaan van een bekende kinetische, ^{inwendige} en potentiële energie van de verplaatste lucht. Dit komt dus in feite neer op het voorschrijven van

$\int_1^2 W ds = E_2' - E_1'$. Het zal blijken, dat deze, op het eerste gezicht onbevredigende, methode toch in staat stelt om bepaalde conclusies omtrent het gedrag van cumuliforme wolken te trekken.

Door het opstijgen van de cumuliforme wolk ontstaat beneden de basis van de wolk een luchttekort, terwijl aan den top van de wolk een luchtoverschot aanwezig is.

We kunnen a priori onderstellen, dat de oude toestand wordt hersteld door convergentie op groote schaal onder de wolkenbasis en divergentie boven den top van de wolk. Een eenvoudige, ^{quantitatieve} beschouwing leert, dat dit inderdaad mogelijk is.

Laat ons onderstellen, dat in een gebied van 100 km. lengte en 100 km. breedte cumuliforme wolken opstijgen met een gemiddelde snelheid van 1 meter per seconde, terwijl deze wolken 1/5 van den hemel bedekken.

Door het opstijgen van de wolken wordt $1/5 \times 1 \times 10^{10} \text{ m}^3$ lucht per seconde aan de ruimte onder de wolkenbasis onttrokken. Indien we nu onderstellen, dat de wind volgens de X-as is gericht, beteekent aanvulling van deze onttrokken luchthoeveelheid door horizontale convergentie, dat $\int_0^1 \frac{\partial u}{\partial x} dz$ gelijk moet zijn aan $1/5 \cdot 10^{10} \frac{\text{m}^3}{\text{sec}}$, waarbij z het volume onder de wolkenbasis voorstelt. Wanneer de hoogte van de wolkenbasis 1000 m. bedraagt, beteekent dit resultaat, dat $\frac{\partial u}{\partial x} = 0,2 \text{ m/sec}$ per km moet bedragen, een waarde die van de goede grootte orde is volgens Hesselberg en Friedmann (1914).

waardig E de gemiddelde totale energie in van de verplaatste vloeistof, bestaande uit zijn kinetische energie E_k en zijn inwendige en potentiële energie E_p . Wanneer men dus de totale energie van de verplaatste vloeistof op elk oogenblik kent, is de voortzetting van den vormtoestand eveneens bekend. In de hydrodynamica is dit vrijwel nooit het geval. Daar moet W worden bepaald met behulp van de functie $\psi(x, y, z, t)$.

11. Vormtoestand en convergentie.

Hij de bepaling van den vormtoestand van cumuliiforme wolken zal worden uitgegaan van een bekende kinetische en potentiële energie van de verplaatste lucht. Dit komt dus in zekere mate op het voorschriften van zekere onbetreftende, methode toek in staat stelt om bepaalde conclusies omtrent het gedrag van cumuliiforme wolken te trekken.

Door het opstijgen van de cumuliiforme wolk ontstaat beneden de basis van de wolk een luchttekort, terwijl aan den top van de wolk een luchtoverschot aanwezig is. De kunnen e priord onderstellen, dat de onder toestand wordt hersteld door convergentie op groote schaal onder de wolkenbasis en divergentie boven den top van de wolk. Een eenvoudige kwantitatieve beschouwing leert, dat dit inderdaad mogelijk is.

Neem ons onderstellen, dat in een gebied van 100 km. lengte en 100 km. breedte cumuliiforme wolken opstijgen met een gemiddelde snelheid van 1 m. per seconde, terwijl deze wolken $1/5$ van den hemel bedekken. Door het opstijgen van de wolken wordt $1/5 \times 1 \times 10^{10}$ m³ lucht per seconde aan de knijp onder de wolkenbasis onttrokken. Indien we nu onderstellen, dat de wind volgens de X -as in de richting, beteekent aanvulling van deze onttrokken luchtvoorraad door horizontale convergentie, dat gelijk moet zijn aan $1/5 \cdot 10^{10} \frac{m^3}{sec}$ waarbij γ het volume onder de wolkenbasis voorstelt. Wanneer de hoogte van de wolkenbasis 1000 m. bedraagt, beteekent dit resultaat, dat $0,2$ m/sec per km moet betragen, een waarde die van de goede grootte orde is volgens Haseelberg en Friedmann (1914).

opmerking a) hand

Aangezien een verticale beweging boven den top van cumuliforme wolken nooit is geconstateerd, moeten we een even groote divergentie in het top-niveau aantreffen. Een dergelijke sterke verandering in stroomingsveld van basis naar top zal zeker niet altijd voorkomen. Het staat dan ook vast, dat een dalende beweging van de lucht tusschen cumuliforme wolken aanwezig is. Deze dalende strooming wordt tegenstrooming genoemd.

Wij zullen in het volgende onderstellen, dat uitsluitend de tegenstrooming werkzaam is om het luchtoverschot van het topniveau te voeren naar het basisniveau van de cumuliforme wolken (onderstelling a) van Petterssen). Uit het voorgaande volgt, dat althans een gedeelte van het luchttekort onder de wolkenbasis kan worden aangevuld door horizontale convergentie resp. een gedeelte van het luchtoverschot in het topniveau afgevoerd door horizontale divergentie.

12. De verandering van de dichtheid met de hoogte.

In hoofdstuk II werd een kort overzicht gegeven van de resultaten van Bjerknæs en Petterssen, den invloed van de tegenstrooming op de beweging van cumuliforme wolken in een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer betreffende. Het bleek toen, dat de toepassing van de vergelijkingen:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = w'(\gamma - \gamma_m) \tag{12.1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w(\gamma - \gamma_d) \tag{12.2}$$

niet gelijktijdig mogelijk is.

Ook indien we hiervan afzien, leiden de betrekkingen (12.1) en (12.2) onder bepaalde omstandigheden tot moeilijkheden. Bjerknæs (1938) wees op de wenschelijkheid om de energie te kennen, die wordt omgezet door de wolk als geheel. Dit beteekent, dat zal moeten worden getracht (9.8) te integreren van de basis tot den top van de wolk, d.w.z. dat we w en w' moeten kennen als functie van de hoogte λ . Aangezien al. de dichtheid in de atmosfeer met de hoogte afneemt, zullen in het algemeen w en w' op een bepaald oogenblik met de hoogte variëren.

We kunnen de gezochte functies op verschillende manieren trachten te benaderen.

In de eerste plaats kunnen we onderstellen, dat de wolken cilindrisch zijn en dat geen horizontale convergeerende stroomingen tusschen de basis en den top optreden. In dit geval geldt voor de verticale snelheden:

$$w' = w_0' \frac{\rho_0'}{\rho'} \tag{12.3}$$

$$\rho_0 \tag{12.4}$$

aangetrokken een verticale beweging boven den top van cumuliiforme wolken
 heeft is geconstateerd, moeten we een even groote divergentie in het top-
 niveau aantreffen. Een dergelijke sterke verandering in stroomingsveld van
 basis naar top zal zeker niet zeldzaam voorkomen. Het staat dan ook vast, dat
 een dalende beweging van de lucht tranchen cumuliiforme wolken aanwezig is.
 Deze dalende strooming wordt tegenwoordig genoemd.

Wij zullen in het volgende onderstellen, dat nistalend de tegenstroom-
 ning werkzaam is om het luchtoverschot van het topniveau te voeren naar het
 dalniveau van de cumuliiforme wolken (onderstelling a) van lateraan).
 Dit het voorwaarde volgt, dat althans een gedeelte van het luchtoverschot
 onder de wolkenbasis kan worden aangevoerd door horizontale convergente tranchen
 een gedeelte van het luchtoverschot in het topniveau aangevoerd door horizon-
 tale divergentie.

12. De verandering van de dichtheid met de hoogte.

In hoofdstuk II werd een kort overzicht gegeven van de resultaten van
 Bjerknes en Fjörtoft, den invloed van de tegenstrooming op de beweging
 van cumuliiforme wolken in een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer betreffen-
 de. Het bleek toen, dat de toepassing van de vergelijkingen:

(12.1)

$$\frac{dw}{dz} = \frac{w}{z} \left(\frac{1}{\sigma} - 1 \right)$$

(12.2)

$$\frac{dw}{dz} = \frac{w}{z} \left(\frac{1}{\sigma} - 1 \right)$$

niet gelijktijdig mogelijk is.

Ook indien we hiervan afzien, leiden de betrekkingen (12.1) en (12.2) on-
 der bepaalde omstandigheden tot moeilijkheden. Bjerknes (1938) wees op de
 wenschelijkheid om de energie te kennen, die wordt omgezet door de wolk als
 geheel. Dit beteekent, dat zal moeten worden getracht (9.8) te interpreteren
 van de basis tot den top van de wolk, d.w.z. dat we en w moeten kennen
 als functie van de hoogte z . Aangezien nu de dichtheid in de atmosfeer
 met de hoogte afneemt, zullen in het algemeen w en w' op een bepaald oo-
 genblik met de hoogte variëren.

We kunnen de gezochte functies op verschillende manieren trachten te be-
 naderen.

In de eerste plaats kunnen we onderstellen, dat de wolken cilindrisch
 zijn en dat geen horizontale convergerende stroomingen tusschen de basis
 en den top optreden. In dit geval geldt voor de verticale snelheden:

(12.3)

$$w' = w \frac{1}{z}$$

waarbij ρ' en ρ de dichtheden voorstellen in de wolk en in haar omgeving. Ofschoon deze methode in principe zeer eenvoudig is, leidt ze tot rekenmoeilijkheden en is ze niet uitgewerkt.

In de tweede plaats kunnen we zoodanige horizontale convergeerende en divergeerende stroomingen invoeren, dat w en w' op ieder oogenblik onafhankelijk zijn van de hoogte. Dit betekent, dat een extra kinetische energie, nl. die van de horizontale stroomingen, in rekening moet worden gebracht, wat eveneens tot moeilijkheden leidt.

In het volgende zullen we de tweede onderstelling omtrent w en w' gebruiken, maar daarbij afzien van de kinetische energie der horizontale stroomingen. In feite beteekent dit, dat we een homogene atmosfeer beschouwen. Dit is natuurlijk slechts een ruwe benadering, speciaal wanneer cumuliforme wolken met groote verticale afmetingen worden beschouwd. Er ontstaan door deze benadering eenige principieele moeilijkheden waarvan moet worden afgezien, zooals b.v. het feit dat in een homogene atmosfeer de verticale temperatuurgradiënt onveranderlijk $3,42^{\circ}$ C per 100 m. bedraagt.

Niettemin mogen we verwachten, dat onze benaderde oplossing van het probleem iets beter is dan die van Bjerknes en Petterssen, vooral ook omdat we zullen uitgaan van onderstellingen omtrent de temperatuur in de wolk en haar omgeving, die de werkelijkheid beter weergeven dan de gelijktijdige toepassing van (12.1) en (12.2).

We zullen de hier te ontwikkelen methode de kolom-methode noemen.

13. Rekenmethode.

Wil men de kinetische energie berekenen, die bij een of ander proces in een luchthoeveelheid vrijkomt, dan dient men na te gaan, hoe de inwendige en de potentieele energie van de luchthoeveelheid veranderen, welke warmtehoeveelheid vrijkomt en welke energiehoeveelheid door wrijving verloren gaat. Volgens deze methode is Margules (1903) te werk gegaan bij het bepalen van de energie van stormen. Inmiddels is het berekenen van al deze energievormen omslachtig.

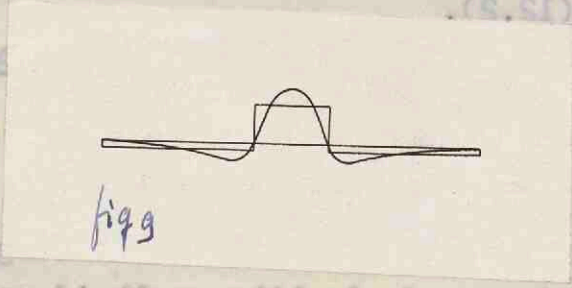
Door Refsdal (1932) is een methode aangegeven, om althans bij convectieve bewegingen op een eenvoudiger wijze tot het bepalen van de kinetische energie te komen. Hij toonde aan, dat wanneer wordt afgezien van de wrijving, de labiliteitsenergie, die vrijkomt, wanneer een massa-eenheid zich door een medium beweegt en die niets anders is, dan de arbeid van de zwaartekracht bij uitwisseling van massa's, omgezet wordt in kinetische energie

In de tweede plaats kunnen we zoodanige horizontale convergerende en di-
 vergerende stralingen invoeren, dat w en w' op ieder oogenblik evenveel
 keilijk zijn van de hoogte. Dit beteekent, dat een extra kinetische energie,
 n.l. die van de horizontale stralingen, in rekening moet worden gebracht,
 wat eveneens tot moeilijkheden leidt.

In het volgende zullen we de tweede onderstelling omtrent w en w' ge-
 bruiken, maar daarbij zullen van de kinetische energie der horizontale stral-
 ingen. In deze beteekent dit, dat we een homogene atmoosfeer beschouwen.
 Dit is natuurlijk slechts een ruwe benadering, speciaal wanneer omvallende
 wolven met groote verticale afstanden worden beschouwd. Er ontstaat door
 deze benadering eenige principiele moeilijkheden waarvan moet worden af-
 gezien, zoals b.v. het feit dat in een homogene atmoosfeer de verticale
 temperatuurgraad niet onveranderlijk $3,42^\circ \text{C}$ per 100 m. bedraagt.

Niettemin mogen we verwachten, dat onze benaderde oplossing van het pro-
 bleem iets beter is dan die van Bjerknes en Lotterssen, vooral ook omdat we
 zullen uitgaan van onderstellingen omtrent de temperatuur in de wolk en haar
 omgeving, die de werkelijkheid beter weergeven dan de keilijdbijde toe-

-methode noemen.



13. Rekennethode.

Bij men de kinetische
 een lichtevoelheid v
 en de potentiële energie van de lichtevoelheid veranderen, welke wijste-
 hoeveelheid vrijkomt en welke energiehoeveelheid door wrijving verloren
 gaat. Volgens deze methode is Markus (1903) te werk gegaan bij het bepa-
 len van de energie van sterren. Landéla is het berekenen van de
 energievormen omzetting.

door Landé (1925) is een methode aangegeven, om althans bij conver-
 tatie bewegingen op een eenvoudiger wijze tot het bepalen van de kinetische
 energie te komen. Hij toonde aan, dat wanneer wordt afgezien van de wrij-
 ving, de latente-energie, die vrijkomt, wanneer een massaenheid zich
 door een medium beweegt en die niet anders is, dan de arbeid van de zwaa-
 verkracht bij nitwassing van massa's, omgezet wordt in kinetische energie

van de bewegende massa-eenheid en van de omgeving. Deze labiliteitsenergie is gelijk aan de som van inwendige en potentieele energie en de toegevoerde warmte.

De zoo gedefinieerde vrijkomende labiliteitsenergie is bij een massa-eenheid, die zich van het niveau z_1 , naar het niveau z_2 beweegt, gelijk aan:

$$\int_{z_1}^{z_2} g \frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} dz \quad (13.1)$$

waarbij ρ_m de dichtheid van de bewegende massa-eenheid en ρ_d de dichtheid van de omgeving voorstelt. Wanneer deze betrekking wordt toegepast op cumuliforme wolken stelt ρ_m de dichtheid in de wolk en ρ_d de dichtheid in de omgeving van de wolk voor. Het berekenen of het grafisch bepalen van deze dichtheden is in het algemeen veel eenvoudiger, dan de berekening van de verschillende energievormen afzonderlijk. Bij de beschouwing van den vormweerstand zal dan ook van Refsdals uitdrukking voor de vrijkomende labiliteitsenergie worden uitgegaan.

In de natuur zal door de steeds aanwezige turbulente wrijving het snelheidsprofiel door wolk en tegenstrooming een vloeiend verloop ^{vertoonen} hebben, zooals in fig.9 schematisch is voorgesteld.

Zooals reeds naar voren kwam, zal de turbulente wrijving hier echter voorloopig als verwaarloosbaar klein worden beschouwd. Van het vloeiende verloop van het snelheidsprofiel kan dan worden afgezien, en in het bijzonder kan worden ^{aan} uitgegeven van de veronderstelling, dat de snelheden in wolk en tegenstrooming constant zijn over een doorsnede (zie fig.9). Dit komt er op neer, dat zoowel in de wolk als in de tegenstrooming met de gemiddelde snelheden zal worden gerekend. Deze zelfde snelheidsverdeeling werd ook door Bjerknæs en Pettersen gebruikt. Er zal een groot gebied worden beschouwd waarvoor geldt, dat buiten de wolken de atmosfeer een dalende beweging heeft. De tegenstrooming is hierbij dus over de geheel wolkenvrije ruimte "uitgesmeerd".

Er volge hier nog een opmerking naar aanleiding van de betrekking:

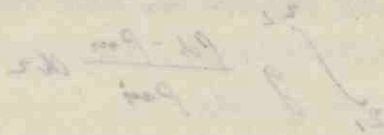
$$M'w' = -Mw \quad (13.2)$$

Deze betrekking zegt, dat in een willekeurige horizontale laag wordt afgezien van convergente en divergente horizontale bewegingen. Strikt genomen geldt deze betrekking niet voor den top van de wolk, waar lucht wordt

van de bewegende massa's en van de omgeving. Deze kinetische energie is gelijk aan de som van kinetische en potentiële energie en de toegenomen energie.

De toegevoegde kinetische energie is bij een massa m , naar het niveau z , beweegt, gelijk aan $\frac{1}{2}mv^2 + mgh$.

(13.1)



waarde van de dichtheid van de bewegende massa's en de dichtheid van de omgeving voorstaat. Wanneer deze betrekking wordt toegepast op een wolk, die zich van het niveau z_0 naar het niveau z_t beweegt, kan de berekening van de verschillende energievormen afzonderlijk. Bij de beschouwing van de wolk, die zich van het niveau z_0 naar het niveau z_t beweegt, worden de volgende termen uitgesloten.

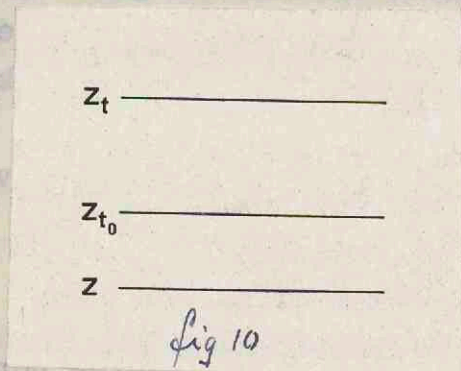
In de natuur zal door de steeds aanwezige turbulente wrijving het aantal bewegende massa's door de tegenwerking van de wolk, die zich van het niveau z_0 naar het niveau z_t beweegt, afnemen.

Wolke reeds naar voren komen, zal de turbulente wrijving hier echter voorlopig als verwaarloosbaar klein worden beschouwd. Van het vloeistofverloop van het aneloidprofiel kan dan worden afgeleid, en in het bijzonder kan worden afgeleid van de veronderstelling, dat de aneloiden in wolk en tegenwerking constant zijn over een bepaalde (zie fig. 9). Dit komt er op neer, dat zowel in de wolk als in de tegenwerking met de gemiddelde aneloiden zal worden gerekend. Deze zelfde aneloidverdeling werd ook door

Sturman en Petersen gebruikt. Er zal een groot gebied worden beschouwd waarvoor geldt, dat buiten de tegenwerking is hierbij "meer".

Er volgt hier nog een opmerking van de betrekking:

(13.2)



Deze betrekking geldt, dat de wolk, die zich van het niveau z_0 naar het niveau z_t beweegt, kan worden beschouwd als een wolk, die zich van het niveau z_0 naar het niveau z_t beweegt.

verdrongen en voor de basis van de wolk waar lucht convergeert. Daar slechts de energie zal worden berekend, die tusschen den top en de basis van de wolk vrijkomt, wordt hiervan afgezien. Ook het gedeelte van de tegenstrooming, dat zich beneden de wolkenbasis bevindt, zal niet in de beschouwingen worden opgenomen.

Hier zal (13.2) in een iets andere notatie worden gebruikt nl.:

$$M_m W_m = M_d W_d \quad (13.3)$$

waarbij de index m betrekking heeft op de grootheden in de wolk en de index d op die in de tegenstrooming. W_m en W_d stellen de absolute waarden van de snelheden in wolk en tegenstrooming voor.

Een cumuliforme wolk, die opstijgt in een dalende omgeving geeft aanleiding tot het beschouwen van drie energiehoeveelheden:

E , de door de gezamenlijke beweging van wolk bij de beweging en tegenstrooming vrijgekomen labiliteitsenergie,

E_m , de kinetische energie, die de wolk bij de beweging verkrijgt,

E_d , de kinetische energie van de dalende tegenstrooming.

We zullen deze drie grootheden dus bepalen in de onderstelling, dat de atmosfeer homogeen is. Ofschoon dit, zooals reeds werd opgemerkt, een ruwe benadering is, zal blijken, dat de methode eenige resultaten geeft, die in de praktijk kunnen worden gebruikt.

14. Selectieve onstabieliteit volgens de kolom-methode.

Gegeven zij een cumuliforme wolk, die als een star geheel (een kolom) opstijgt in een dalende omgeving. De atmosfeer wordt ondersteld homogeen te zijn. Uit de continuïteitsvergelijking en het ontbreken van convergente en divergente horizontale stroomingen volgt, dat de verticale snelheden in de wolk op een bepaald tijdstip in ieder niveau gelijk zijn en evenzoo in de tegenstrooming. Teneinde E te bepalen, is het noodzakelijk, allereerst de verticale temperatuurverdeling in de tegenstrooming te beschouwen. In fig. 10 stelt z_{t_0} het niveau voor, waarop de top van de cumuliforme wolk zich bevindt op het tijdstip t_0 . Op dit oogenblik begint de omgeving in het niveau z_{d_0} te dalen en na een tijd $dt = \frac{z_{t_0} - z}{W_d}$ bereikt dit gedeelte van de tegenstrooming het niveau z . De top van de

verdragen en voor de basis van de wolk naar lucht convergeert. Daar
 als de energie zal worden berekend, die tussen den top en de basis
 van de wolk vrijkomt, wordt hiervan afgetrokken. Ook het gedeelte van de ge-
 genstroking, dat zich bevindt de wolkenbasis bevindt, zal niet in de ge-
 schiedingen worden opgenomen.

Hier zal (15.2) in een iets andere notatie worden gebruikt n.l.:

(15.2)

$$M \cdot W_m = M \cdot W_n$$

waarbij de index "m" betrekking heeft op de grootte van de wolk en de index
 "n" op die in de tegenstroking. W_m en W_n stellen de absolute waarden
 van de aasleden in wolk en tegenstroking voor.
 Een eunifforme wolk, die opstijgt in een dalende omgeving geeft aan de
 ding tot het beschouwen van drie energietoestand:
 1. de door de gezamenlijke beweging van wolk bij de beweging en tegen-
 strooming vrijgekomen latente energie,
 2. de kinetische energie, die de wolk bij de beweging verkrijgt,
 3. de kinetische energie van de dalende tegenstroking.
 De zullen deze drie grootte van de onderstelling, dat de
 stroomer komen is. Ofschoon dit, zoals reeds werd opgemerkt, een ruwe
 benadering is, zal blijken, dat de methode eenige resultaten geeft, die in
 de praktijk kunnen worden gebruikt.

1A. Effectieve onstabilliteit volgens de kolom-methode.

Gegeven zij een eunifforme wolk, die als een ster geheel (een kolom)
 opstijgt in een dalende omgeving. De stroomer wordt onderzocht hoegeen
 te zijn. Dit de continuïteitsvergelijking en het ontbreken van convergente
 en divergente horizontale stroomingen volgt, dat de verticale aaslede-
 den in de wolk op een bepaald tijdstip in ieder niveau gelijk zijn en even-
 zoo in de tegenstroking. Ten einde \bar{E} te bepalen, is het noodzakelijk, al-
 leerst de verticale temperatuurverdeling in de tegenstroking te bepaal-
 ven. In fig. 10 staat \bar{E}_0 het niveau voor, waarop de top van de eunif-
 forme wolk zich bevindt op het tijdstip t_0 . Op dit oogenlik begint de
 omgeving in het niveau \bar{E}_1 te dalen en na een tijd Δt is het niveau \bar{E}_2 be-
 reikt dit gedeelte van de tegenstroking het niveau \bar{E} . De top van de

wolk is in dezen tijd doorgestegen tot het niveau z_t waaruit volgt, dat $dt = \frac{z_t - z_{t_0}}{W_m}$ is.

W_d en W_m zijn hier op te vatten als de gemiddelde waarden gedurende den tijd dt . Uit het bovenstaande kan z_{t_0} worden geëlimineerd, zoodat dt slechts een functie van z_t en z wordt:

$$dt = \frac{z_{t_0} - z}{W_d} = \frac{z_t - z_{t_0}}{W_m} = \frac{z_t - z}{W_d + W_m} \quad (14.1)$$

In het niveau z geldt dus, dat tuschen het oogenblik, dat de wolKentop dit niveau z gepasseerd is en het oogenblik, dat zij het niveau z_t bereikt heeft, de temperatuur ¹⁾ in de dalende omgeving:

$$T_d - T = (\gamma_d - \gamma)(z_{t_0} - z) = (\gamma_d - \gamma)W_d dt = (\gamma_d - \gamma)W_d \frac{z_t - z}{W_d + W_m} \quad (14.2)$$

gestegen is. Aangezien $\frac{W_d}{W_d + W_m}$ constant is in den tijd, nl. $\frac{1/M_d}{1/M_d + 1/M_m} = \frac{M_m}{M_m + M_d}$ is de uitdrukking (14.2) uitsluitend een functie van $(z_t - z)$ en $(\gamma_d - \gamma)$. De temperatuurstijging, die in de dalende omgeving in een niveau z optreedt, vanaf het oogenblik, dat de wolKentop dit niveau gepasseerd is, si dus evenredig met de hoogte van den top boven het niveau z . Het temperatuurverschil tuschen de wolk en de ongestoorde omgeving wordt gegeven door:

$$T_m - T = \Delta_0 T + \int_0^z (\gamma - \gamma_m) dz \quad (14.3)$$

Hierbij beteekent $\Delta_0 T$ het oorspronkelijke temperatuurverschil tuschen de wolk en haar omgeving in de basis van de wolk, dat is in het niveau $z=0$.

Door voor γ een gemiddelde waarde te nemen, kan $(\gamma_d - \gamma)$ als constant worden beschouwd. Bij benadering geldt dit dan ook voor $(\gamma - \gamma_m)$. Voor wolken met zeer groote verticale uitgebreidheid kan een gemiddelde waarde voor γ_m worden ingevoerd. Hiermede volgt, voor het temperatuurverschil tuschen de wolk en haar droog-adiabatische dalende omgeving:

$$T_m - T_d = (T_m - T) - (T_d - T) = \Delta_0 T + (\gamma - \gamma_m)z - (\gamma_d - \gamma)W_d \frac{z_t - z}{W_d + W_m} \quad (14.4)$$

1) Men zou bij deze beschrijvingen eigenlijk van de virtueele temperatuur moeten gebruik maken. Het toepassen van de correcties voor de virtueele temperatuur op wolkenlucht leidt echter tot moeilijkheden, waarom er hier van wordt afgezien (Schnaidt, 1942).

Wolk is in deze tijd doorgevoerd tot het niveau 2 en wordt
 als volgt beschreven: $W_2 = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2}$
 en W_1 is hier op te vatten als de gemiddelde waarde
 van tijd t . Uit het bovenstaande kan worden geconcludeerd, zodat
 slechts een functie van x en z wordt:

(1A.1)
$$W_2 = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2}$$

In het niveau 2 geldt dus, dat tussen het oogenblik, dat de wolkenopbouw
 niveau 2 gepasseerd is en het oogenblik, dat zij het niveau 2 bereikt
 heeft, de temperatuur T in de volgende omgeving:

(1A.2)
$$T_2 - T = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} (T_1 - T_2)$$

gevoerd is. $\frac{W_1}{W_1 + W_2}$ constant is in den tijd, ni.
 de uitdrukking (1A.2) is afgeleid van een functie van x en z .
 de temperatuurverandering, die in de volgende omgeving in een niveau 2 optreedt
 vanaf het oogenblik, dat de wolkenopbouw dit niveau gepasseerd is, is dan even-
 redig met de hoogte van den top boven het niveau 2. Het temperatuurver-
 schil tussen de wolk en de omstandige omgeving wordt gegeven door:

(1A.3)
$$T_2 - T = \Delta T + \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \Delta T$$

Hierbij bestaat ΔT het oorspronkelijke temperatuurverschil tussen de
 wolk en haar omgeving in de basis van de wolk, dat is in het niveau 2 = 0.
 Door voor $\frac{W_1}{W_1 + W_2}$ een gemiddelde waarde te nemen, kan $\frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2}$ als constant
 worden beschouwd. Bij benadering geldt dit dan ook voor ΔT . Voor wolken
 met zeer grote verticale uitgestrektheid kan een gemiddelde waarde voor $\frac{W_1}{W_1 + W_2}$
 worden ingevoerd. Hiermede volgt, voor het temperatuurverschil tussen de
 wolk en haar groot-adiabatische omstandige omgeving:

(1A.4)
$$T_2 - T = \Delta T + \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \Delta T$$

Men zou bij deze beschouwingen eigenlijik van de virtuele temperatuur
 moeten gebruik maken. Het toepassen van de correcties voor de virtuele
 temperatuur op wolkenlicht leidt echter tot moeilijkheden, waarom er hier
 van wordt afgezien (Schmidt, 1941).

Uit deze betrekking volgt, dat $(T_m - T_d)$ in een bepaald niveau, behalve van de hoogte van dit niveau boven de wolkenbasis ook afhangt van de hoogte z_t van den top van de wolk, een resultaat, dat bij de laagmethode van Bjerknes en Petterssen niet tot uiting komt.

Voor het berekenen van de bij de beweging van de wolk vrijkomende energie, zal nu worden uitgegaan van de uitdrukking van Refsdal voor de labiliteitsenergie. Voor een massa-eenheid van de wolk geldt:

$$E_1 = g \int_0^z \frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} dz = g \int_0^z \frac{T_m - T_d}{T_d} dz \quad (14.5)$$

waarbij E_1 , dus de per massa-eenheid van de wolk vrijkomende labiliteitsenergie is, Wanneer de stelling van het gemiddelde wordt toegepast, geldt:

$$E_1 = g \left[\frac{1}{T_d} \right] \int_0^z \left\{ \Delta_b T + (f - f_m) z - (f_d - f) \frac{W_d}{W_d + W_m} (z_t - z) \right\} dz \quad (14.6)$$

Aangezien (14.6) geldt voor een massaelement uit de wolk, dat dus met dezelfde snelheid W_m omhoog beweegt als de top, is in (14.6) $(z_t - z)$ constant. Ook het constant zijn van $(z_t - z)$ hangt dus met de homogeniteit van de atmosfeer samen. Hieruit volgt dan:

$$E_1 = g \left[\frac{1}{T_d} \right] \left\{ \Delta_b T_0 z + \frac{1}{2} (f - f_m) z^2 - (f_d - f) \frac{W_d}{W_d + W_m} (z_t - z) z \right\} \quad (14.7)$$

De labiliteitsenergie, die vrijkomt bij de beweging van de heele wolk wordt verkregen door de integratie $\int_0^{z_t} E_1 du$ waarbij u de massa van de geheele wolk voorstelt. Voor u kan geschreven worden $M_m z_t$, waarbij M_m de massa van een eenheidslaag is en z_t de hoogte van de wolk. Daar wegens de onderstelde homogeniteit M_m onafhankelijk is van z , wordt de totale energie gelijk aan $E = M_m \int_0^{z_t} E_1 dz$. Dit toegepast op (14.7) geeft:

$$E = M_m g \int_0^{z_t} \left[\frac{1}{T_d} \right] \left\{ \Delta_b T_0 z + \frac{1}{2} (f - f_m) z^2 - (f_d - f) \frac{W_d}{W_d + W_m} (z_t - z) z \right\} dz \quad (14.8)$$

E is dus de labiliteitsenergie, die vrijkomt door het omhoog bewegen van de wolk en het omlaag bewegen van de tegenstrooming samen.

Op deze integraal wordt nu opnieuw de stelling van het gemiddelde toegepast om $\left[\frac{1}{T_d} \right]$ buiten het integraalteeken te brengen. Voor E volgt dan tenslotte:

$$E = M_m g \left[\frac{1}{T_d} \right] \left[\frac{1}{2} \Delta_b T \cdot z_t^2 + \frac{1}{6} (\gamma - \gamma_m) z_t^3 - \frac{1}{6} (\gamma_d - \gamma) \frac{W_d}{W_d + W_m} z_t^3 \right] \quad (14.9)$$

De kinetische energie van de wolk is gelijk aan:

$$E_m = \frac{1}{2} M_m W_m^2 z_t \quad (14.10)$$

en de kinetische energie van de dalende tegenstrooming is gelijk aan:

$$E_d = \frac{1}{2} M_d W_d^2 z_t \quad (14.11)$$

Teneinde de energieverhoudingen gemakkelijk te kunnen weergeven, zal nu het verhoudingsgetal σ worden ingevoerd en wel zoedanic, dat geldt:

$$\sigma = \frac{M_m}{M_d} = \frac{W_d}{W_m} \quad (14.12)$$

Hiermede worden de energievergelijkingen

$$E = M_m g \left[\frac{1}{T_d} \right] \left[\frac{1}{2} \Delta_b T \cdot z_t^2 + \frac{1}{6} (\gamma - \gamma_m) z_t^3 - \frac{1}{6} (\gamma_d - \gamma) \frac{\sigma}{1 + \sigma} z_t^3 \right] \quad (14.13)$$

$$E_m = \frac{1}{2} M_m W_m^2 z_t \quad (14.14)$$

$$E_d = \frac{1}{2} \sigma M_m W_m^2 z_t \quad (14.15)$$

Er geldt nu $\frac{dE}{dt} = \frac{dE_m}{dt} + \frac{dE_d}{dt}$. Zien we af van den beginimpuls, dan gaat deze betrekking over in $E = E_m + E_d$, of:

$$W_m^2 (1 + \sigma) = g \left[\frac{1}{T_d} \right] \left[\Delta_b T \cdot z_t + \frac{1}{3} (\gamma - \gamma_m) z_t^2 - \frac{1}{3} (\gamma_d - \gamma) \frac{\sigma}{1 + \sigma} z_t^2 \right] \quad (14.16)$$

Uit deze betrekking blijkt, dat het teeken van W_m^2 bij een bepaalde z_t ($\gamma - \gamma_m$) en $(\gamma_d - \gamma)$ afhankelijk is van de grootte van σ . In het bijzonder bestaat er een waarde $\sigma = \sigma_l$ waarvoor het rechter lid nul wordt. De waarde σ_l stelt een grenswaarde voor. Dit wil zeggen, dat voor $\sigma > \sigma_l$ de vorm

$$\left[\Delta_b T \cdot z_t + \frac{1}{3} (\gamma - \gamma_m) z_t^2 - \frac{1}{3} (\gamma_d - \gamma) \frac{\sigma}{1 + \sigma} z_t^2 \right]$$

De deze laatste wordt nu opnieuw de stelling van het gemiddelde toegevoegd
tussen het interne en externe te brengen.
voor E volgt dan ten laatste:

$$(2.9) \quad E = M_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right] \left[\frac{1}{2} \Delta T^2 + \frac{1}{2} (V^2 / c^2) - \frac{1}{2} (V^2 / c^2) \right]$$

De kinetische energie van de wolk is gelijk aan:

$$(2.10) \quad E_{kin} = \frac{1}{2} M_0 V^2$$

en de kinetische energie van de volgende tegenstrooming is gelijk aan:

$$(2.11) \quad E_{st} = \frac{1}{2} M_0 V^2$$

Teneinde de energieverhoudingen gemakkelijk te kunnen weergeven, zal de hier
verhoudingstelsel worden ingevoerd en het resultaat, dat geldt:

$$(2.12) \quad \frac{M_{rel}}{M_0} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Hiervoor worden de energieverhoudingen

$$(2.13) \quad E = M_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right] \left[\frac{1}{2} \Delta T^2 + \frac{1}{2} (V^2 / c^2) - \frac{1}{2} (V^2 / c^2) \right]$$

$$(2.14) \quad E_{kin} = \frac{1}{2} M_0 V^2$$

$$(2.15) \quad E_{st} = \frac{1}{2} M_0 V^2$$

Er geldt nu $\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial E_{kin}}{\partial t} + \frac{\partial E_{st}}{\partial t}$. Aan we sl van den beginpunt, dan gaat
deze betrekking over in $\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial E_{kin}}{\partial t} + \frac{\partial E_{st}}{\partial t}$, of:

$$(2.16) \quad \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial E_{kin}}{\partial t} + \frac{\partial E_{st}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \Delta T^2 + \frac{1}{2} (V^2 / c^2) - \frac{1}{2} (V^2 / c^2) \right]$$

Uit deze betrekking blijkt, dat het toekomen van M_{rel} bij een bepaalde
en (2.11) afhankelijk is van de grootte van β . In het bijzonder toekomen
er een waarde $\beta = 1$ wanneer het toekomen lid nul wordt. De waarde β
deft een grenswaarde voor. Dit wil zeggen, dat voor $\beta > 1$ de vorm

$$[\Delta T^2 + \frac{1}{2} (V^2 / c^2) - \frac{1}{2} (V^2 / c^2)]$$

negatief wordt; een opwaartsche beweging zou dan uitsluitend kunnen plaats vinden onder invloed van uitwendige krachten. Deze leiden echter niet tot het ontstaan van groote cumuliforme wolken. De betrekking (14.16) wijst dus op het bestaan van een selectieve onstabieleit. Bij wolken van verschillende hoogte heeft ook $\left[\frac{1}{T_d}\right]$ een verschillende waarde. Deze beïnvloedt de waarde van W_m^2 echter slechts voor een paar % hoogstens, zoodat er hier van kan worden afgezien.

Wanneer $4\beta T = 0$ wordt genomen, wat in het convectieve condensatieniveau (hoofdstuk I) het geval is, kan het verband tusschen de opwaartsche snelheid in de wolk en σ worden geschreven als:

$$\begin{aligned} \frac{W_m^2}{2t^2} &\approx \frac{(f-f_m)(1+\sigma) - (f_d-f)\sigma}{(1+\sigma)^2} = \\ &= (f_d-f_m) \frac{\frac{f-f_m}{f_d-f_m}(1+\sigma) - \frac{f_d-f}{f_d-f_m}\sigma}{(1+\sigma)^2} = \\ &= (f_d-f_m) \frac{\Gamma(1+\sigma) - (1-\Gamma)\sigma}{(1+\sigma)^2} \approx \frac{\Gamma(1+2\sigma) - \sigma}{(1+\sigma)^2} = \varepsilon \end{aligned} \quad (14.17)$$

Hierin is dus $\Gamma = \frac{f-f_m}{f_d-f_m}$, zoodat $0 \leq \Gamma \leq 1$ beteekent, dat de atmosfeer voorwaardelijk onstabiel is volgens de deeltjes-methode. Voor een absoluut stabiele atmosfeer is $\Gamma < 0$ terwijl voor een absoluut onstabiele atmosfeer $\Gamma > 1$ is.

Uit (14.17) volgt voor de grenswaarde van σ :

$$\sigma_L = \frac{\Gamma}{1-2\Gamma}$$

Er geldt dus, dat het kwadraat van de snelheid in de basis van de wolk evenredig is met

$$\frac{\Gamma(1+2\sigma) - \sigma}{(1+\sigma)^2} = \varepsilon$$

Deze uitdrukking zal thans aan een nader onderzoek worden onderworpen.

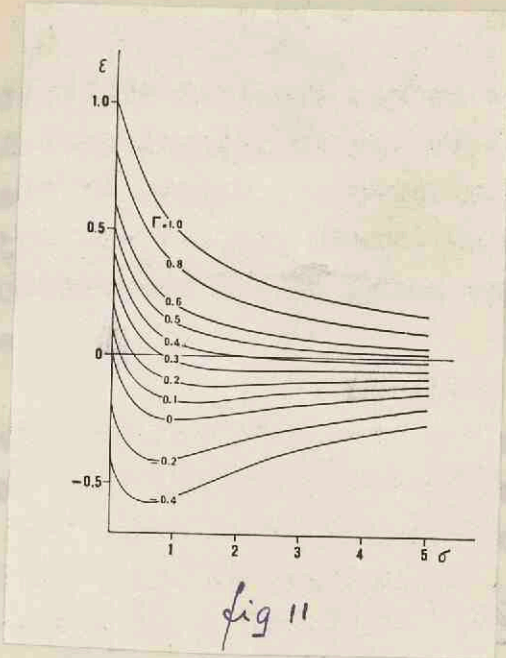


fig 11

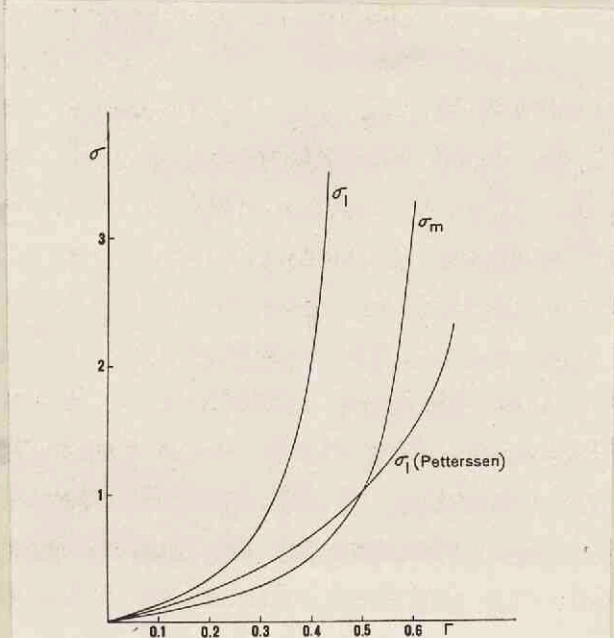


fig 12

Uit fig. 11 blijkt, dat in een absoluut stabiele atmosfeer ($\Gamma < 0$) de vorming van cumuliforme wolken altijd gepaard gaat met energieverlies; dit energieverlies werkt de cumulusvorming tegen. In een absoluut onstabiele atmosfeer gaat cumulusvorming steeds gepaard met het vrijkomen van labiliteitsenergie. Dit is ook het geval in een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer zoolang $\Gamma > 0,5$ is.

Het meest belangrijke is het geval $0 \leq \Gamma < 0,5$. Hierbij kan zowel een positieve als een negatieve vrijkomende energie optreden, d.w.z. de cumulusvorming kan, nadat door één of andere uitwendige oorzaak een hoeveelheid lucht het condensatieniveau is gepasseerd, worden versterkt of worden onderdrukt. Het teken van de vrijkomende energie hangt bij een bepaalde Γ , uitsluitend nog af van $\sigma = \frac{M_m}{M_d}$, dit is bij benadering van enkele procenten de verhouding van de doorsneden van wolk en tegenstrooming $\frac{Q_m}{Q_d}$. Het blijkt bijv., dat voor $\Gamma = 0,3$ cumuliforme wolken met een doorsnede, die groter is dan 0,74 maal de doorsnede van de tegenstrooming worden onderdrukt. ~~het~~ ^{Men} komt dus tot de conclusie, dat er een selectiviteit bestaat voor de uitwendige oorzaken van de cumulusvorming voor het geval van een voorwaardelijke onstabiele atmosfeer. Dit wil zeggen, dat slechts die uitwendige oorzaken in het condensatieniveau in staat zijn om bestendige cumuliforme wolken te doen ontstaan, waarvoor geldt, dat $\varepsilon(\sigma, \Gamma) > 0$ is. Wanneer een uitwendige oorzaak zoodanige afmetingen heeft, dat bij de cumuliforme wolk, die ze veroorzaakt $\varepsilon(\sigma, \Gamma) < 0$ is, kan tengevolge van dezen oorzaak slechts een onbestendige wolk, cumulus humilis ontstaan. Dit kan zowel het geval zijn in een voorwaardelijke onstabiele atmosfeer als in een absoluut stabiele atmosfeer.

Bij iedere waarde van Γ behoort dus een grenswaarde van σ , σ_l , zoodanig, dat bij grotere waarden van σ tusschen 0 en 0,5 geen bestendige cumuliforme wolken mogelijk zijn. Ook de theorie van Bjerknes en Petterssen, zooals in hoofdstuk II werd ^{ee}waargegeven, geeft een dergelijke grenswaarde σ_l aan. In fig. 12 zijn de grenswaarden volgens Petterssen en volgens de hier ontwikkelde theorie uitgezet als functie van Γ . Het blijkt dat de in het bovenstaande afgeleide grenswaarde groter is, dan die door Petterssen werd aangegeven, d.w.z. de mogelijkheid tot het vormen van groote cumuliforme wolken is volgens de hier ontwikkelde theorie groter dan volgens de theorie van Petterssen. Dit vindt zijn oorzaak in het feit, dat Petterssen uitgaat van de uitdrukking (9.8) voor de tegenstrooming. Deze uitdrukking geeft ^tde hoge temperaturen in de tegenstrooming, zooals uit ^{de} vergelijking met de hierboven gegeven afleiding blijkt.

Het ligt in het licht, dat in een absoluut stabiel systeem (7.2.1) de
 vorming van cumulatieve schade altijd gepaard gaat met kwaliteitsverlies. Als
 energieovereenkomst wordt de cumulatieve schade in een absoluut stabiel
 systeem niet cumulatief, maar steeds gepaard met het vrijkomen van latente
 tekorten. Dit is ook het geval in een voortdurend stabiel systeem.
 Het moet duidelijk zijn dat de waarde van σ in (7.2.2) kan zoo-
 wel een positieve als een negatieve waarde aannemen, d.w.z. de
 kwaliteitsverandering kan, naast door het of andere oorzaken, ook door
 de latente tekorten worden veroorzaakt, worden versterkt of worden
 afgezwakt. Het tekort van de vrijkomende schade hangt bij een bepaald
 systeem nog af van $\sigma = \frac{M}{M_0}$, dit is bij benadering van enkele procenten
 de verandering van de doornaden van M en tegengesteld. Het
 blijft bij $\sigma = 0,5$ cumulatieve schade met een doornade, die
 groter is dan $0,5$ maal de doornade van de tegenwoordige worden onder-
 drukt. Het komt dus tot de conclusie, dat er een activiteit bestaat voor
 de afwendende oorzaken van de cumulatieve schade voor een voor-
 werkelijke oorzaken. Dit wil zeggen, dat slechts die oorzaken
 die oorzaken in het cumulatieve systeem in staat zijn om bestaande cumula-
 tieve schade te doen ontstaan, hiervoor geldt, dat $\sigma > 0,5$ is. Het
 moet een voldoende oorzaken voldoende afgezwakt heeft, dat bij de cumula-
 tieve schade, die de voortdurende schade van deze oorzaken
 niet slechts een oorzaken van, maar cumulatieve schade. Dit kan zoo-
 wel het geval zijn in een voortdurend stabiel systeem als in een
 absoluut stabiel systeem.
 Bij latere waarde van σ behoort dus een groenwaarde van $0,5$, zoo-
 danig, dat bij grotere waarden van σ tussen 0 en $0,5$ geen bestaande
 en cumulatieve schade mogelijk zijn. Van de theorie van de schade en de
 schade, zoals in de tabel II werd aangegeven, geeft een dergelijke groen-
 waarde σ aan. In fig. 12 zijn de groenwaarden volgens de tabel en vol-
 gens de hier ontwikkelde theorie afgezet als functie van σ . Het blijkt
 dat de in het bovenstaande tabel afgezet groenwaarde groter is, dan die door
 de tabel wordt aangegeven, d.w.z. de mogelijkheids theorie van groen
 oorzaken welke in volgens de hier ontwikkelde theorie groter dan vol-
 gens de theorie van de tabel. Dit vindt zijn oorzaken in het feit, dat het
 tekort afgeeft van de uitdrukking (9.8) voor de tegenwoordige. Deze af-
 dringing geeft de hoge temperatuur in de tegenwoordige, zoals uit de
 vergelijking met de tabel gegeven blijkt.

15. De hoeveelheid cumuliforme wolken.

Betrekking (14.17)

$$\frac{W_m^2}{z_t} \approx \frac{\Gamma(1+2\sigma)-\sigma}{(1+\sigma)^2}$$

leidt nog tot een interessante conclusie.

In een afgesloten mechanische systeem zullen toestandsveranderingen zoodanig plaats vinden, dat de potentiële energie van het systeem naar een minimum waarde streeft. Gaat deze potentiële energie geheel in kinetische energie over, dan wil dit dus zeggen, dat de kinetische energie maximaal wordt. Voor het afgesloten systeem van een groot aantal cumuliforme wolken in een dalende omgeving beteekent dit, dat $O_m W_m^2 + O_d W_d^2$ maximaal is. Wanneer $O_m + O_d = 0$ de totale horizontale doorsnede van het afgesloten systeem is, geldt dus: $\sigma O W_m^2$ is maximaal.

Men kan dus zeggen, dat in een atmosfeer, die in isbiel evenwicht verkeert, die storingsen zullen worden uitgekozen, die σW_m^2 maximaal maken.

σW_m^2 is in een atmosfeer met een bepaalde Γ een functie van z_t en σ . Onderstelt men, dat alle cumuliforme wolken een gelijke hoogte z_t bezitten, dan is het maximaal zijn van σW_m^2 dus gelijkwaardig met het maximaal zijn van

$$\sigma \varepsilon = \frac{\Gamma\sigma(1+2\sigma)-\sigma^2}{(1+\sigma)^2} \quad (15.1)$$

Differentiatie van $\sigma \varepsilon$ naar σ leert, dat $\sigma \varepsilon$ een maximum waarde heeft voor

$$\sigma = \sigma_m = \frac{-\Gamma}{3\Gamma-2} \quad (15.2)$$

Hieruit volgt, dat σ_m positief blijft voor $0 \leq \Gamma \leq \frac{2}{3}$. Voor $\Gamma > \frac{2}{3}$ wordt σ_m negatief. Dit wil zeggen het volgende:

Wanneer $0 \leq \Gamma \leq \frac{2}{3}$ is, leet zich met behulp van (15.2) een meest waarschijnlijke verhouding tusschen de wolkendoorsnede en de doorsnede van de tegenstrooming aangeven. Wanneer de bewolking cumuliform is, behoort dus bij iedere Γ een bepaalde meest waarschijnlijke bedekkingsgraad. In fig. 12 is ook σ_m als functie van Γ uitgezet. Het blijkt, dat σ_m steeds kleiner is dan σ_t , wat natuurlijk a priori te verwachten was. Voor $\Gamma = 0,3$ wordt de meest waarschijnlijke bedekkingsgraad $\frac{0,27}{1+0,27} = 0,21$.

Wanneer $\rho > \frac{2}{3}$ is, kan men geen uitspraak doen omtrent de waarschijnlijkste waarde van σ aangezien een negatieve σ_m geen beteekenis heeft. A priori zijn dan alle verhoudingsgetallen σ even waarschijnlijk en de doorsneden van de verschillende cumuliforme wolken zullen in hoofdzaak door uitwendige oorzaken worden bepaald. Men zal dan ook mogen verwachten, dat het uiterlijk van den hemel bij groote waarden van ρ onregelmatiger zal zijn dan wanneer $\rho < \frac{2}{3}$ is.

Ook Petterssen kwam op grond van iets andere overwegingen tot de conclusie, dat het aanzien van den hemel bij groote ρ chaotischer zal zijn dan bij kleine ρ , een conclusie die door de ervaring schijnt te worden bevestigd.

Er moet hier worden opgemerkt, dat een eerste poging om de hoeveelheid cumuliforme wolken te voorspellen werd ondernomen door Poulter (1938). Bij onderstelde, dat $\frac{\sigma_m}{\sigma_d}$ uitsluitend wordt bepaald door de relatieve vochtigheid van de lucht in de omgeving van de cumuliforme wolken in het condensatieniveau. Hewson (1938) toonde in de discussies volgend op Poulter's voordracht reeds aan, dat deze onderstelling te simplistisch is en dat ze tot ongerijmdheden leidt.

Het is niet noodig veel aan Hewson's betoog toe te voegen. In hoofdstuk VII zal worden aangetoond, dat de verdeeling van de relatieve vochtigheid zeker een rol speelt in de ontwikkeling van cumuliforme wolken, maar op een geheel andere wijze dan Poulter aangaf.

16. De kolom-methode en Kopp's metingen.

In dit hoofdstuk werd een theorie van de tegenstrooming ontwikkeld, waarbij niet slechts de energie werd beschouwd, die in een enkele laag vrijkomt, maar waarbij de energie werd bepaald, die geleverd wordt door de geheele wolk, van de basis tot den top en de tegenstrooming om deze wolk. Daartoe werd de wolk als een star systeem opgevat, wat natuurlijk slechts een benadering is.

Inmiddels laat zich uit deze benadering een conclusie trekken, die een nieuw licht werpt op een oude strijdvrage, die nog steeds niet met zekerheid is opgelost, nl. of de metingen van Kopp correct zijn, en zoo ja hoe deze metingen dan in overeenstemming zijn te brengen met de theoretische resultaten van Refsdal, en anderen, resultaten, die door de practijk zijn bevestigd.

Wel is het zoo, dat sommige wolken die Kopp onderzocht als cumuli humilès moeten worden beschouwd, die inderdaad kouder kunnen zijn dan hun omgeving.

Andere wolken doorkruiste hij aan hun uitersten top waar de temperatuur lager kan zijn dan die der omgeving als gevolg van het feit, dat de wolk door traagheid zijn evenwichtstoestand

... kan men geen uitspraak doen omtrent de waarschijnlijkheid van de veranderingen van de conditie van de vloeistof. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert.

... dat het niet mogelijk is om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert.

... dat het niet mogelijk is om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert.

... dat het niet mogelijk is om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert.

16. De foto-astibde en Kopp's astibde.

In dit hoofdstuk wordt een theorie van de foto-astibde en Kopp's astibde gegeven. Het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert.

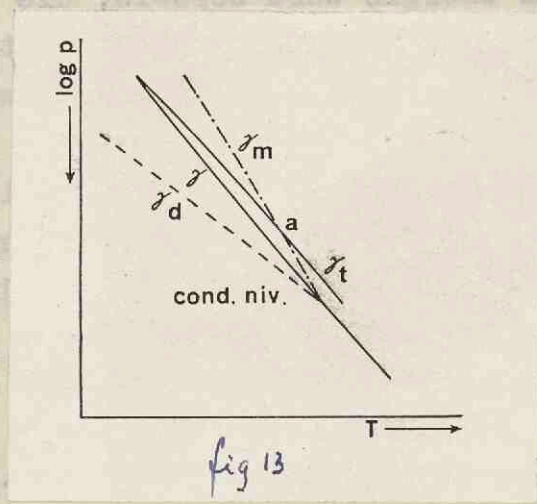


fig 13

... dat het niet mogelijk is om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert. Het is mogelijk dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert, maar het is niet mogelijk om te zeggen dat de vloeistof in de conditie van de vloeistof verandert.

In vele andere gevallen kunnen deze verklaringen echter niet worden gegeven.

Op het eerste gezicht zou het in dergelijke gevallen mogelijk lijken om het temperatuurverschil te beschouwen als een gevolg van de adiabatische compressie der lucht door den thermometer. Experimenten van van der Maas en Wynia (1938) hebben echter aangetoond, dat de droog-adiabatische compressie op een hoogte van 3000 m en bij een snelheid van 200 km/h slechts 2° C bedraagt. Zoals gemakkelijk kan worden aangetoond met behulp van een adiabatisch diagrampapier beteekent dit, dat het temperatuurverschil veroorzaakt door de droog-adiabatische compressie in de omgeving en de verzadigd-adiabatische compressie in de wolk, hoogstens $0,8^{\circ}$ C kan bedragen, een veel te kleine waarde om Kopp's resultaten te verklaren.

De hier gegeven theorie omtrent de tegenstrooming vermag op deze vraag een bevredigender antwoord te geven dan de simpele onderstelling, dat of de metingen van Kopp in het geheel niet betrouwbaar zijn, of wel dat ze niet maatgevend zijn voor cumuliforme wolken in het beginstadium van hun ontwikkeling. Wanneer een cumuliforme wolk als een betrekkelijk star geheel mag worden opgevat, houdt dit volgens het bovenstaande in, dat de wolk in haar onderste lagen kouder kan zijn dan haar omgeving. Immers, de tegenstrooming begint in de onderste lagen het eerst, zoodat de temperatuur daar dan ook het meest zal zijn toegenomen. In haar bovenste lagen is de wolk warmer dan haar omgeving, aangezien de tegenstrooming hier eerst kort aanwezig is en de temperatuur in de omgeving dus slechts weinig is gestegen. Ten gevolge van dit positieve temperatuurverschil in de bovenste lagen van de wolk komt bij de verticale beweging van de wolk labiliteitsenergie vrij, die de labiliteitsenergie, die verloren gaat door de verticale beweging van de onderste lagen van de wolk overcompenseert. De onderste lagen worden dus meegezogen (zie fig. 13).

Wanneer nu een temperatuurmeting wordt verricht beneden het niveau a en men zich hierbij van de tegenstrooming in de wolk begeeft of omgekeerd, zal een temperatuursprong worden gemeten, waarbij de temperatuur in de wolk lager is dan in de dalende omgeving. Hieruit volgt, dat de metingen van Kopp correct kunnen zijn geweest, zonder dat het noodig is oververzadigingen van meerdere honderden procenten in te voeren, en dat zijn meetresultaten niet persé in strijd zijn met de algemeene door Refsdal e.a. opgestelde principes. In verband met de andere wijze, waarop Wenzel en Renner de door

de door hen onderzochte wolken hebben doorvlogen, is het ook begrijpelijk, dat zij ^{de} resultaten van Kopp niet konden bevestigen. Wenzel immers doorvloog slechts de bovenste gedeelten van cumuliforme wolken, waar dus het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar tegenstrooming positief zal zijn.

Renner doorvloog den cumulonimbus dien hij onderzocht in verticale richting van basis tot top en keerde daarna op zekeren afstand van de wolk naar het ^{basis} beneden-niveau terug. Zoals reeds werd opgemerkt, vormt het aannemen van een rechthoekig snelheidsprofiel bij de boven gegeven afleiding een benadering. In werkelijkheid zal het snelheidsprofiel een vloeiend verloop bezitten, waarbij de grootste dalende beweging nabij de wolk voorkomt (fig.9). Op eenigen afstand van de wolk is de dalende beweging en dus ook de temperatuurstijging ~~in de wolk~~ zoo gering, dat de temperaturen hier lager blijven dan in de wolk op hetzelfde niveau. Dit zou het resultaat van Renner kunnen verklaren.

17. Beëignige slotbeschouwingen.

De kolommethode levert geen bovenste grens voor de cumuliforme wolk wanneer $f_d - f$ en $f - f_m$ constant worden ondersteld en $\Delta_b T = 0$ is.

Slechts bij $\Delta_b T > 0$ en $\varepsilon < 0$ levert de kolommethode een bovenste begrenzing van de wolk, die dan lager valt dan de bovenste begrenzing, die de deeltjes-methode zou leveren.

In de natuur is aan de voorwaarden $f_d - f = \text{constant}$ en $f - f_m = \text{constant}$ nooit voldaan. Het invoeren van een gemiddelde waarde voor f heeft wel tot gevolg, dat $f_d - f = \text{constant}$ wordt, maar $f - f_m$ blijft dan een variabele grootheid, aangezien f_m natuurlijk een functie van den druk is.

Teneinde den invloed van de tegenstrooming althans in een homogene atmosfeer ook bij variable $f_d - f$ en $f - f_m$ na te gaan, zal de bovengegeven afleiding in differentiaalvorm worden herhaald.

Formule (14.2) gaat over in

$$T_d - T = \int_0^{z_t} (f_d - f) \frac{W_d}{W_d + W_m} dz = \frac{W_d}{W_d + W_m} \int_0^{z_t} (f_d - f) dz. \quad (17.1)$$

terwijl het temperatuurverschil tusschen den verzadigden adiabaat, dien de wolk volgt en de toestandscurve wordt gegeven door:

$$T_m - T = \Delta_b T + \int_0^z (f - f_m) dz. \quad (17.2)$$

de door een onderzocht worden hebben doorlopen, is het ook belangrijk dat zij verspreid van deze tijd worden overzichten. Hetzelfde laatste door vlog alhoewel de bovenste gedeelten van eenzelfde worden, maar om het temperatuurverschil tusschen de wolk en het tegenwoordig positief zal zijn.

Daar doorvlog der eenzijdige die bij onderzoek in verticale richting van beide tot top en keeren óf naar op aseren afstand van de wolk naar het ~~aan~~ niveau terug. Hoewel reeds werd opgemerkt, wordt het niveau van een rechtshoekig aanhoudendheid bij de boven gegeven zijdeling een benadering. In eenzijdigheid zal het aanhoudendheid een vloeiend verloop bezitten, waarbij de grootste dalende beweging naar de wolk voor- komt (fig. 2). Op eenigen afstand van de wolk is de dalende beweging en dus ook de tegenwoordigheid ~~in de wolk~~ een gering. Dat de temperaturen niet lager blijven dan in de wolk op hetzelfde niveau. Dit kan het resultaat van eenner kunnen verschillen.

17. De kolommethode

De kolommethode levert geen bepaalde grade voor de eenzijdige wolk van een $\frac{1}{2}$ constant worden anderszels en $\Delta T = 0$ is. Alhoewel bij $\Delta T > 0$ en $\Delta T < 0$ levert de kolommethode een bovenste de richting van de wolk, die een lager valt dan de bovenste begrenzing, die de deities-methode kan leveren.

In de natuur is een de voorwaarden constant moet voldaan. Het invloeden van een eenzijdige waarde voor heeft wel tot gevolg, dat $\frac{1}{2}$ constant wordt, maar blijft een eenzijdige grootheid, aangezien $\frac{1}{2}$ natuurlijk een functie van de tijd is.

Invloeden van invloed van de tegenwoordigheid alhoewel in een hogere af- noemer ook bij variabele $\frac{1}{2}$ en $\frac{1}{2}$ is te zien, zal de bovenste- van zijdeling in differentiaalvorm worden behandeld.

Formule (17.2) gaat over in

$$(17.1) \quad \frac{dT}{dt} = \frac{1}{W_1 + W_2} \left(W_1 \frac{dT_1}{dt} + W_2 \frac{dT_2}{dt} \right)$$

waarbij het temperatuurverschil tusschen de verschillende zijden, die de wolk volgt en de tegenwoordige wordt gegeven door:

$$(17.2) \quad T_m - T = \Delta T \cdot \frac{1}{1 + \frac{W_2}{W_1}}$$

(14.4) gaat dan over in :

$$T_m - T_d = (T_m - T) - \frac{W_d}{W_d + W_{un}} \int_0^{z_t} (\rho_d - \rho) dz \quad (17.3)$$

Voor een massaeneheid van de wolk geldt dan:

$$E_1 = g \left[\frac{1}{T_d} \right]_0^{z_t} \int_0^z \left\{ (T_m - T) - \frac{W_d}{W_d + W_{un}} \int_0^{z_t} (\rho_d - \rho) dz \right\} dz \quad (17.4)$$

en voor de geheele wolk:

$$E = M_w g \left[\frac{1}{T_d} \right]_0^{z_t} \int_0^z \left\{ (T_m - T) - \frac{W_d}{W_d + W_{un}} \int_0^{z_t} (\rho_d - \rho) dz \right\} dz \cdot dz \quad (17.5)$$

Wanneer $(\rho_d - \rho)$ een willekeurige functie van z is, kunnen we geen gemakkelijk hanteerbare mathematische vorm voor E vinden. Grafische integratie is steeds mogelijk, hoewel gecompliceerd. In de eerste plaats moet de functie:

$$\varphi(z) = \int_0^z \left\{ (T_m - T) - \frac{W_d}{W_d + W_{un}} \int_0^{z_t} (\rho_d - \rho) dz \right\} dz \quad (17.6)$$

voor een groot aantal waarden van z worden bepaald bij constante z_t en bepaalde onderstellingen omtrent $\frac{W_d}{W_{un}} = \sigma$. Dit kan gebeuren door planimetreeing op een energetisch diagrepapier, dat van een hoogteschaal is voorzien. Vervolgens moet $\varphi(z)$ worden uitgezet tegen z en grafisch geïntegreerd van $z=0$ tot $z=z_t$. Het is duidelijk, dat deze methode voor de praktijk veel te omslachtig is.

Een andere methode om de beschouwingen algemeener te maken, is andere dan constante functies in te voeren voor $(\rho_d - \rho)$. We zullen steeds twee oppervlakken vinden, analoog aan die uit figuur 13, zoals gemakkelijk uit deze figuur is te zien. Dit beteekent, dat een selectieve onstabilliteit ook in deze gevallen bestaat, wat natuurlijk ook te verwachten was.

Hoofdstuk IV.

De hoeveelheid cumuliforme wolken.

18. De methode van onderzoek.

We zullen thans nagaan in hoeverre de in hoofdstuk III afgeleide betrekking $\sigma_m = -\frac{\Gamma}{2\Gamma-2}$ of $N'_\sigma = \frac{10\sigma_m}{15\sigma_m} = \frac{5\Gamma}{1-\Gamma}$, waarbij N'_σ de berekende bedekkingsgraad in tienden is, resultaten oplevert, die in overeenstemming zijn met de aan den grond waargenomen bedekkingsgraden.

Hiervoor is gebruik gemaakt van de aerologische gegevens en de waargenomen bedekkingsgraden van cumulus congestus in Nederland.

Voor het bepalen van de bedekkingsgraden hadden we de beschikking over de synoptische waarnemingen van De Bilt van 07,00, 10,00, 13,00, 16,00 en 18,00 gmt., benevens van een aantal verkorte berichten, in hoofdzaak in de ochtenduren opgesteld. Van het vliegveld Schiphol kon gedurende de geheele, voor het optreden van convectieve bewolking, belangrijke periode over halfuurlijksche berichten worden beschikt.

Het aerologische materiaal, dat voor het onderzoek naar de overeenstemming tusschen N'_σ en den op den grond geschatten bedekkingsgraad is gebruikt, is verkregen door middel van vliegtuigopstijgingen te Soesterberg (hemelsbreed 7 km. van De Bilt gelegen) van 1 Januari tot September 1939 en te Schiphol van September 1939 tot Mei 1940.

Op dit materiaal is een strenge selectie toegepast, teneinde eenige zekerheid te hebben omtrent de correctheid van de waarde Γ , die met behulp van de aerologische gegevens werd bepaald. In de eerste plaats werden slechts die dagen nader in het onderzoek opgenomen waarop over minstens twee vliegtuigopstijgingen werd beschikt en waarop bovendien $C_L = 2$ (cumulus congestus) was gedoceed te De Bilt, respectievelijk te Schiphol. In totaal voldeed een honderdtal dagen aan deze dubbele voorwaarde.

Vervolgens zijn de resultaten van de vliegtuigopstijgingen aan een nader onderzoek onderworpen. Aangezien de vochtigheidsregistratie over het algemeen niet voldoende betrouwbaar is, werd er van afgezien om virtueele temperaturen in te voeren¹⁾. Als maatstaf voor de betrouwbaarheid van de druk- en de temperatuurgegevens, die met behulp van de aerologische waarnemingen werden verkregen, werd van al de registraties de opgaande tak vergeleken met den neerhangende tak. In het algemeen vallen deze twee niet samen, eensdeels door-

¹⁾Zie ook de noot in § 14.

dat het vliegtuig bij de daling nooit precies dezelfde lucht passeert als bij de opstijging, waar vooral door de traagheid van de registreerende instrumenten. Van de aerologische registraties der bovengenoemde dagen werden diegenen uitgezocht, waarbij de temperatuurgradiënt in een laag van ongeveer 100 mbar dikte, boven het convectieve condensatieniveau gelegen, in den opgaanden tak vrijwel gelijk was aan dien in der neergaanden tak. Dit werd beschouwd als een aanwijzing, dat de temperatuurgradiënt ondanks de traagheid van den meteorograaf goed was weergegeven. Hierbij werd dus afgezien van het o.a. door Rossi (1940) geconstateerde feit, dat de wolkenbasis ongeveer 1,44 maal zoo hoog ligt als het berekende condensatieniveau. Alleen die dagen waarop voor minstens een der opstijgingen aan bovengenoemde voorwaarde goed was voldaan werden nader onderzocht. De andere opstijging mocht geen al te groote afwijking tusschen op en neerdalende tak vertoonen. Voor beide peilingen werd dan de opgaande tak als juist aangenomen. Slechts op 44 dagen voldeden de aerologische registraties ook aan deze voorwaarde. Uit dit geringe aantal blijkt, hoe betrekkelijk zelden aerologisch materiaal zich leent voor een toepassing van de afgeleide formules.

Ook de 44 resteerende dagen kunnen nog niet onmiddellijk voor de vergelijking van N_o met N_h (de waargenomen bedekkingsgraad in tienden) worden gebruikt. In de eerste plaats is het gunstig wanneer het tijdstip waarop de wolken van de soort $C_L = 2$ werden waargenomen, een korten tijd valt na een van de beide hoogtevluichten. Dagen waarop de cumuliforme bewolking lang na of voor de beide hoogtevluichten werd geconstateerd zijn even ongunstig voor het onderzoek, als dagen waarop slechts één hoogtevluicht werd uitgevoerd. Valt het tijdstip waarop de cumulusbewolking werd waargenomen tusschen twee hoogtevluichten in, dan zullen die dagen de betrouwbaarste resultaten geven, waarop de verticale temperatuurgradiënten, zooals die uit beide aerologische waarnemingen volgen weinig van elkaar verschillen.

Er dient op te worden gewezen, dat het onze bedoeling is om een theoretisch gevonden betrekking aan de praktijk te toetsen. Is de overeenstemming tusschen theorie en waarneming eenmaal aangetoond, dan kan de theorie worden toegepast voor dagen, waarop slechts één aerologische peiling is gedaan, indien tenminste deze peiling betrouwbaar is en de atmosferische omstandigheden niet te snel veranderen.

In de tweede plaats is de betrekking $N_o' = \frac{5P}{1-P}$ afgeleid in de onderstelling, dat f en $(h-h)$ constante grootheden zijn, dit wil zeggen, dat f boven het condensatieniveau een constante grootheid is.

Aerologische registraties waarbij in een laag van 100 mbar dikte boven het condensatieniveau sterke gradiëntveranderingen, in het bijzonder inversies optreden, zijn dan ook bij het onderzoek evenmin gebruikt. Hierdoor is het aantal dagen, dat gegevens voor het onderzoek oplevert opnieuw gereduceerd.

Een verdere moeilijkheid, die optreedt bij het vergelijken van N_{σ}' met N_h' is, dat N_h' in het algemeen niet bekend is, maar moet worden bepaald uit N_h het codecijfer voor den bedekkingsgraad. Hierbij is volgens het onderstaande schema te werk gegaan:

$N_h =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$N_h' =$	0	0,5	1,0	2,5	5,0	7,5	9,0	9,5	10

Dit schema volgt onmiddellijk uit de beteekenis van de codecijfers.

Wanneer op een dag afwisselend verschillende weinig uiteenlopende waarden voor N_h zijn gecodeerd, wordt eerst het arithmetische gemiddelde van de bijbehorende waarden N_h' bepaald, en dit gemiddelde wordt weer als N_h weergegeven. N_{σ}' uitgedrukt in de code voor N_h levert N_{σ} op.

Het zou in principe mogelijk wezen om de klimatologische gegevens te gebruiken waarin de bedekkingsgraad in tienden is opgegeven. Het blijkt echter dat dit slechts op een gering aantal dagen mogelijk is, aangezien gewoonlijk een gedeelte van den hemel bedekt is door middelbare of hooge wolken en slechts de totale bedekkingsgraad wordt opgegeven.

Bij zeer groote waarden van N_{σ}' zal de werkelijke bedekkingsgraad N_h' kleiner zijn dan de theoretische bedekkingsgraad. Bij de afleiding van de formule voor N_{σ}' is nl. geen rekening gehouden met de groote snelheden, die in de tegenstrooming zullen optreden, wanneer N_{σ}' zeer groot wordt. Deze groote snelheden zullen een groot aantal van de impulsen, die in de wolkenvrije ruimte aanleiding tot verzadigd-adiabatisch opstijgende luchtstromingen zouden geven, onderdrukken, waardoor de theoretische waarde N_{σ}' niet wordt bereikt. Dit feit, waarop door Petterssen (1939) is gewezen, komt in het resultaat van ons onderzoek tot uiting.

19. Overzicht van de gebruikte gegevens.

In het thans volgende overzicht zijn kolomsgewijze de volgende gegevens van de 44 onderzochte dagen weergegeven:

- N^o Het nummer van den dag, van 1 tot en met 44.
 $j.m.d.$ De datum, aangegeven door jaar, maand en dag.
 t_c Het tijdstip, waarop de bewolking $C_L = 2$ werd waargenomen, uitgedrukt in g.m.t.
 t_A Het oogenblik, waarop de aerologische waarneming begon (het vliegtuig startte), eveneens in g.m.t.
 h De geschatte hoogte van den wolkenbasis volgens den Kopenhagen-code.
 N_h De geschatte bedekkingsgraad volgens den Kopenhagen-code.
 q_0 De specifieke vochtigheid aan den grond, met behulp waarvan het convectieve condensatieniveau is bepaald.

In het algemeen is hiervoor de specifieke vochtigheid genomen, die uit de op het vliegveld voor den start van het vliegtuig bepaalde relatieve vochtigheid werd berekend. Dit heeft het voordeel, dat onder dezelfde omstandigheden verkregen grootheden met elkaar worden gecombineerd. Meestal is het verschil tusschen de op deze wijze verkregen specifieke vochtigheid en die, welke op het oogenblik van de wolkenwaarneming werd bepaald, gering zoodat de hoogte van het condensatieniveau en dus ook de waarde van γ door de keuze van q_0 slechts weinig worden beïnvloed. In enkele gevallen bleek echter de specifieke vochtigheid die op het vliegveld was bepaald tot onwaarschijnlijke resultaten te leiden (groot verschil in berekende en geschatte wolkenhoogte; groot verschil tusschen de wolkenhoogten die met behulp van verschillende aerologische registraties van één dag worden berekend). In deze gevallen werd van de specifieke vochtigheid tijdens de wolkenwaarneming gebruik gemaakt voor zoover het De Bilt betref. Door het ontbreken van de vochtigheidsregistraties van Schiphol zou hier gebruik moeten worden gemaakt van de q_0 die was bepaald tijdens de aan de wolkenwaarneming voorafgaande en de erop volgende synoptische waarneming. Onwaarschijnlijke resultaten als bovenbedoeld, kwamen echter te Schiphol niet voor. De waarden van q_0 , die zijn afgeleid uit de vochtigheidsregistraties (gereduceerd door middel van de synoptische psychrometer-waarnemingen) van De Bilt zijn aangegeven met een sterretje.

P, P, P De ligging van het berekende convectieve condensatieniveau, uitgedrukt in millibaren.

Deze druk P, P, P werd berekend op de klassieke wijze door snijding op een aerogram van de q_0 -lijn met de geometrische toestandskromme.

T_{max} De maximale temperatuur, die op den desbetreffende dag te De Bilt, respectievelijk Schiphol werd waargenomen.

W₀ Het nummer van den dag, van 1 tot en met 44.

De datum, aangegeven door jaar, maand en dag.

Het tijdstip, waarop de beschikking $G = 3$ werd vastgesteld.

afgedrukt in g.m.t.

Het oogenblik, waarop de aerologische waarneming begon (het

afgeleide startte), eveneens in g.m.t.

De gemiddelde hoogte van den wolkenhela volgens den Kopen-

hagen-code.

De gemiddelde bedekkinggraad volgens den Kopenhagen-code.

De spectrale vochtigheid aan den grond, het bedrag waarvan

het convectieve condensatieniveau is bepaald.

In het algemeen is hiervoor de spectrale vochtigheid genomen, die uit

de op het vliegveld voor den start van het vliegtuig bepaalde relatieve

vochtigheid werd berekend. Dit heeft het voordeel, dat onder dezelfde om-

standigheden verspreiden grootheden met elkaar worden gecombineerd. Meestal

is het verschil tusschen de op deze wijze verkregen spectrale vochtigheid

en die, welke op het oogenblik van de waarneming werd bepaald, gering

zoodat de hoogte van het condensatieniveau en dus ook de waarde van λ door

de keuze van ρ_0 slechts weinig worden beïnvloed. In enkele gevallen blijkt

eerder de spectrale vochtigheid die op het vliegveld was bepaald tot on-

verschillende resultaten te leiden (groot verschil in berekende en geschat

te waarnemingen; groot verschil tusschen de waarnemingen die met behulp

van verschillende aerologische registraties van één dag worden berekend).

In deze gevallen werd van de spectrale vochtigheid tijdens de waarneming

geen gebruik gemaakt voor zover het de Bilt betrof. Door het onduidelijk

van de vochtigheidsregistraties van Schiphol kon hier gebruik worden

gemaakt van de ρ_0 die was bepaald tijdens de een of de waarneming voor

afgange en de erg volgende synoptische waarneming. Onverschillijk re-

sultaten als bovenbedoeld, kwamen echter te Schiphol niet voor. De waarde

van ρ_0 die zijn afgeleid uit de vochtigheidsregistraties (gereguleerd door

middel van de synoptische psychrometer-waarnemingen) van de Bilt zijn aan-

gegeven met een startje.

De liggings van het berekende convectieve condensatieniveau

afgedrukt in millibaren.

Deze druk $P.P.P.$ werd berekend op de klassieke wijze door aanlijding op

een ceterum van de ρ_0 -lijst met de gemiddelde toestandskromme.

De maximale temperatuur, die op den desbetreffende dag te

de Bilt, respectievelijk Schiphol werd waargenomen.

T

T_{cond} De temperatuur, die aan den grond moet ontstaan, opdat een van den grond droog-adiabatisch stijgend luchtdeeltje het convectieve condensatieniveau zal kunnen bereiken.

J Een maat voor den geometrischen temperatuurgradient boven het convectieve condensatieniveau.

J_m Een maat voor den verzadigd-adiabatischen temperatuurgradient boven het convectieve condensatieniveau.

J_d Een maat voor den droog-adiabatischen temperatuurgradient boven het convectieve condensatieniveau.

De drie grootheden *J*, *J_m* en *J_d* zijn bepaald door het temperatuurverschil te nemen langs de geometrische toestandskrommen, den verzadigden adiabaat en den drogen adiabaat tusschen de drukk niveau's p, p, p en $p, p, p - 50$. Hierbij is gebruik gemaakt van het aerogrampapier van Reifsdal (1937) waarop de desbetreffende aerologische registraties zijn uitgezet.

J In de laatste kolom is de waarde van *J* uitgezet.

	J	m	d	t _c	t _A	h	N _h	q _o	P, P, P,	T _{max}	T _{cond}	δ	f _m	f _a	r
1	31	6	20	12.30 13.00 18.00	6.05 12.20	4 5 6	4 4 3	8.5 8.4	965 930	18.8	10.1 17.8	3.3 3.3	2.4 2.5	4.3 4.6	0.47 0.38
2	32	3	9	09.00	08.10 17.10	4	4	3.7 3.2	950 950	4.1	3.4 2.0	3.4 3.4	2.8 2.8	4.3 4.3	0.40 0.40
3	32	4	27	10.00 11.30 13.00 14.00 14.30	08.10 17.55	4 5 5 5 5	5 5 4 4 4	5.0 4.8*	950 890	13.6	8.0 12.0	2.6 2.7	2.6 2.8	4.2 4.5	0.00 -0.06
4	32	6	8	09.30	07.25 19.00	4	5	7.1 6.7	930 940	16.5	15.8 14.1	3.8 3.4	2.6 2.6	4.5 4.5	0.63 0.42
5	32	6	23	08.30 09.00 09.30 10.00 10.30 12.00 12.30 13.00 13.30 14.00	07.10 13.00	5 5 5 5 5 5 5 5 5	4 5 5 5 5 4 5 5 5	7.8 8.5*	950 960	19.7	15.5 16.8	3.3 3.6	2.4 2.6	4.4 4.5	0.45 0.53
6	32	7	13	12.00 12.30 13.00 13.30 14.00 14.30	07.35 18.55	5 5 5 5 5	2 2 4 4 4	13.7 13.1	980 905	26.9	20.8 20.6	2.6 3.6	2.0 2.3	4.2 4.7	0.27 0.54
7	32	7	27	09.00 10.00	07.40 18.50	4 4	6 5	8.2 9.3	900 950	19.7	18.8 16.9	3.1 3.4	2.5 2.3	4.6 4.4	0.29 0.52
8	32	8	25	10.00 10.30 12.30	07.10 13.40	4 4 5	5 3 5	7.9 9.3	900 905	23.9	20.0 21.8	1.7 4.6	2.5 2.5	4.7 4.7	-0.36 0.95
9	32	9	12	08.30 08.30	08.40 20.55	4 4	4 4	7.2 7.3	930 900	17.6	15.2 17.3	4.1 4.3	2.7 2.5	4.4 4.5	0.83 0.90
10	32	10	27	13.00 13.30 14.00 14.30	07.05 13.10	5 5 5 5	2 3 4 3	6.0 6.0	910 910	12.2	12.5 12.5	3.6 3.5	2.7 2.7	4.4 4.4	0.53 0.47
11	32	11	24	13.00	07.40 12.55	4	4	4.3 4.2	895 890	8.4	10.0 10.0	2.6 3.6	2.8 2.3	4.5 4.5	-0.12 0.59
12	33	2	22	08.00	10.00	-	1	3.4	930	2.6	4.0	2.8	2.6	4.3	0.12

No	J	m	d	t _c	t _A	h	N _h	q ₀	P, P, P	T _{max}	T _{cond}	γ	γ _m	γ _d	P
				08.30	10.25	-	1	3.2	890		6.0	3.3	2.8	4.6	0.28
				11.00		4	3								
				11.30		4	3								
3	33	3	8	11.30	10.25	3	4	6.0*	950	11.9	13.8	3.2	2.6	4.4	0.33
				13.00	14.55	5	3	6.4	970		11.8	3.4	2.5	4.3	0.50
4	33	5	11	11.00	07.00	4	5	6.5	945	16.6	12.3	4.2	2.5	4.8	0.74
				11.30	14.40	5	4	8.4*	970		14.7	4.0	2.4	4.3	0.84
5	33	7	12	13.00	07.10	4	3	9.6	970	20.9	16.4	2.8	2.3	4.4	0.24
					18.30			8.7	900		19.8	3.8	2.5	4.7	0.59
6	33	8	24	14.00	07.10	5	5	8.0	930	21.1	16.6	3.5	2.5	4.5	0.50
					14.00			8.6*	910		19.5	3.7	2.5	4.6	0.57
7	33	8	30	10.30	07.10	3	3	14.6*	910	24.8	28.0	2.8	1.9	4.8	0.31
				12.00	14.50	4	4	13.5*	975		22.0	2.8	2.0	4.6	0.31
				12.30		4	4								
8	34	2	26	11.30	07.05	4	4	5.0	995	8.2	5.0	2.6	2.4	4.1	0.12
				13.00	13.45	5	3	3.1	920		4.0	3.8	2.9	4.4	0.60
				13.30		5	4								
				14.00		5	4								
9	34	5	18	14.00	07.10	6	4	4.8*	890	17.1	12.2	3.3	2.7	4.6	0.32
					14.35			4.8*	840		16.0	3.5	3.0	4.9	0.26
0	34	7	26	07.30	07.00	4	5	8.9	900	21.3	20.8	0.0	2.3	4.8	0.92
				08.00	14.00	4	4	11.2	960		20.0	2.3	2.2	4.5	0.04
				08.30		4	4								
1	34	8	2	18.00	07.05	5	2	9.6	885	21.2	22.3	4.2	2.4	4.7	0.78
					09.25			9.9	880		23.0	3.6	2.5	4.8	0.48
2	34	8	23	12.30	07.02	5	3	9.6	920	20.1	20.0	3.5	2.5	4.6	0.48
				13.00	15.15	5	2	8.4*	900		19.9	3.2	2.4	4.5	0.38
				13.30		5	3								
				14.00		5	3								
3	34	9	10	12.00	08.05	5	4	8.0	890	22.2	20.2	3.3	2.4	4.6	0.41
				12.30	13.45	5	3	8.8	930		19.0	3.3	2.4	4.6	0.41
4	34	10	4	12.30	07.00	5	3	7.0*	840	17.7	19.6	2.9	2.6	4.9	0.31
				13.00	13.30	5	3	7.7	865		19.3	3.9	2.6	4.8	0.59
				13.30		5	3								
				14.00		5	3								
5	35	2	26	09.30	07.05	6	1	4.0	920	7.8	6.0	3.8	2.8	4.4	0.62
				11.00	13.55	5	3	3.6	900		6.4	3.6	2.9	4.6	0.41
				13.00		6	4								
				13.30		6	4								
				14.00		6	4								
6	35	5	8	13.30	07.05	5	4	6.8	970	15.8	12.2	3.5	2.5	4.3	0.56
					13.45			5.0	860		16.0	0.3	2.8	4.9	1.19
7	36	10	6	11.30	06.50	5	4	4.1*	940	9.9	6.5	3.7	2.7	4.4	0.59
					13.45			4.1*	910		9.0	3.7	2.7	4.4	0.59
8	37	3	18	11.00	06.55	5	4	5.2*	870	12.8	14.3	3.6	2.9	4.8	0.37
				13.00	09.40	4	5	6.4*	930		12.4	3.7	2.7	4.5	0.55
				13.30	12.40	4	4	5.8	890		14.5	3.6	2.7	4.5	0.50
				14.00	15.35	4	4	5.8*	890		13.8	3.5	2.7	4.5	0.44

20. Bespreiding van de gegevens.

Thans volgt een korte discussie naar aanleiding van de resultaten, die uit de bovenstaande tabel kunnen worden afgeleid. Voor N'_σ zal die waarde worden genomen, die overeenkomt met

$$\Gamma(t) = \Gamma(t_1) + \left\{ \Gamma(t_2) - \Gamma(t_1) \right\} \frac{t-t_1}{t_2-t_1} \quad (20.1)$$

Daarbij beteekent t het tijdstip waarop de maximale bedekkingsgraad voor de wolken $C_L = 2$ is gemeld op den desbetreffende dag; t_1 en t_2 zijn de tijdstippen waarop de eerste, respectievelijk tweede serologische waarneming begon.

Hier treedt een moeilijkheid op: het is nl. mogelijk, en zal in het volgende blijken voor te komen, dat een van de serologische peilingen heeft plaats ^{vonden} gehad op een oogenblik dat de wolken zich reeds voor een gedeelte hadden gevormd. Dit beteekent, dat de waarde van f , zooals die gedurende zoo'n peiling werd bepaald, is beïnvloed door de tegenstrooming. Aangezien het moeilijk is om dezen invloed in rekening te brengen, zullen we er in het vervolg van afzien. Dit is te meer geoorloofd, daar het profiel door de tegenstrooming in werkelijkheid van een vorm is als in figuur 9. Wanneer de peiling op eenigen afstand ^{vonden} heeft plaats gehad van de wolk, wat gemeenlijk het geval zal zijn, mag de invloed van de reeds bestaande tegenstrooming op den verticalen temperatuurgradiënt immers worden verwaarloosd.

1. Aangezien de cumulus-waarneming van 18.00^h ver na de laatste serologische waarneming valt zijn slechts de waarnemingen van 12.30^h en van 13.00^h voor ons doel van belang: t is 12.30, zoodat we voor Γ 0,38 moeten nemen. Daaruit volgt $N'_\sigma = 3,1$ of $N'_\sigma = 3$. Uit de waarnemingen volgt, dat $N'_h = 5,0$; N_h is dus 4.

2. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. Uit de gegevens volgt, $\Gamma(t) = 0,40$, dus $N'_\sigma = 3,3$ ~~en~~ $N'_\sigma = 3$. Uit de enkele cumulus-waarneming volgt, dat $N'_h = 5,0$, $N_h = 4$.

3. De eerste serologische waarneming geeft indifferent evenwicht. Voor de tweede is niet voldaan aan de voorwaarde, dat f onafhankelijk van de hoogte moet zijn.

Deze dag kan dus niet worden gebruikt.

4. Beide temps zijn goed. $\Gamma(09.30) = 0,63 - \frac{2}{12} \times 0,21 = 0,60$, $N'_\sigma = 7,5$, $N'_\sigma = 5$; $N'_h = 7,5$ en $N_h = 5$.

5. Beide temps zijn redelijk goed. Wanneer voor de gemiddelde tijd 10.30 wordt genomen is $\bar{\rho} (10.30) = 0,45 + \frac{1}{2} \times 0,08 = 0,49$. $N'_\sigma = 4,8$. $N_\sigma = 4$. $N'_h = \frac{1}{10} (3 \times 5 + 7 \times 7,5) = 6,7$ of $N_h = 5$.

6. Beide temps zijn goed. Voor de maximale bedekkingsgraad is $t = 13.45^h$ genomen. $\bar{\rho} (13.45) = 0,27 + \frac{6}{11} \times 0,27 = 0,44$. $N'_\sigma = 3,9$, $N_\sigma = 4$. $N'_h = 5,0$ en $N_h = 4$.

7. De eerste temp heeft geen constante verticale temperatuurgradiënt. De tweede ligt bijna 7 uur na de cumuluswaarneming. Deze dag is dus niet bruikbaar.

8. Een sterke inversie 50 mbar boven het condensatieniveau maakt beide temps niet bruikbaar.

9. De aerologische waarnemingen vallen na de cumuluswaarneming. Bij de eerste temp is de verticale temperatuurgradiënt bovendien niet constant. Niet bruikbaar.

10. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. Voor $\bar{\rho} (14.00)$ kan de waarde 0,47 worden genomen. $N'_\sigma = 4,4$, $N_\sigma = 4$. $N'_h = 5,0$, $N_h = 4$.

11. De eerste temp vertoont vlak boven het condensatieniveau een gradientverandering, en valt lang voor de cumuluswaarneming. De tweede is goed en valt vrijwel met de cumuluswaarneming samen. Daaruit volgt $\bar{\rho} (13.00) = 0,59$, $N'_\sigma = 7,2$, $N_\sigma = 5$. $N'_h = 5,0$, $N_h = 4$.

12. Hoewel $T_{\text{cond}} > T_{\text{max}}$ is, lijken de temps toch goed bruikbaar. Het verschil kan worden toegeschreven aan het feit, dat T_{max} niet op dezelfde plaats is bepaald als de gegevens waaruit T_{cond} volgt. $\bar{\rho} (11.00) = 0,12 + \frac{1}{5} \times 0,16 = 0,15$. $N'_\sigma = 0,9$, $N_\sigma = 2$. $N'_h = 2,5$ en $N_h = 3$.

13. Beide temps voldoen aan de eischen. Voor $\bar{\rho}$ kan het best de gemiddelde waarde worden genomen, dus $\bar{\rho} = 0,42$. $N'_\sigma = 3,6$, $N_\sigma = 4$. $N'_h = 5,0$ en $N_h = 4$.

14. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. $\bar{\rho} (11.00) = 0,74 + 0,05 = 0,79$. N'_σ is groter dan 10, n.l. 19. $N'_h = 7,5$ en $N_h = 5$.

15. Beide temps zijn goed. De gradienten verschillen onderling echter vrij veel. $\bar{\rho} (13.00) = 0,24 + \frac{5,5}{11,5} \times 0,35 = 0,41$. $N'_\sigma = 3,5$, $N_\sigma = 4$. $N'_h = 2,5$ en $N_h = 3$.

16. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. $\bar{\rho} (14.00) = 0,57$. $N'_\sigma = 6,6$, $N_\sigma = 5$. $N'_h = 7,5$ en $N_h = 5$.

17. In beide temps is de gradient niet constant.

18. Het verschil $\bar{\rho}$ is zeer groot. De ochtendtemp is slechts tot 800 mbar bekend, terwijl de verticale temperatuurgradiënt van de tweede temp niet constant is.

5. Beide temporen zijn gelijk. Voor Γ (10.30) kan de waarde genomen in Γ (10.30) = $0,47 + \frac{1}{10} \times 0,28 = 0,478$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 4$.

6. Beide temporen zijn goed. Voor de eerste verticale temperatuurgradiënt in $t = 13,15$ genomen. Γ (13.45) = $0,47 + \frac{1}{10} \times 0,28 = 0,478$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 4$, $N_3 = 2,0$ en $N_4 = 4$.

7. De eerste temporen zijn constant verticale temperatuurgradiënt. De tweede ligt wijer Γ dan de cumulatiewaarneming. Deze is dus niet bruikbaar.

8. Een eerste verticale 50 meter boven het condensatieniveau maakt beide temporen niet bruikbaar.

9. De verticaal temperatuurgradiënt is constant. Niet constant. Niet constant.

10. Beide temporen voldoen aan de gestelde eischen. Voor Γ (14.00) kan de waarde $0,47$ worden genomen. $N_1 = 4,4$, $N_2 = 4$, $N_3 = 2,0$, $N_4 = 4$.

11. De eerste temporen zijn boven het condensatieniveau een goede waarneming, en valt lager voor de cumulatiewaarneming. De tweede is goed en valt vrijwel met de cumulatiewaarneming samen. Beide volgen Γ (13.00) = $0,47$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 5$, $N_3 = 2,0$, $N_4 = 4$.

12. Hoewel Γ is, lijken de temporen toch goed bruikbaar. Het verschil kan worden toegeschreven aan het feit, dat Γ niet op dezelfde plaats is bepaald als de gegeven waarde Γ (11.00) = $0,47 + \frac{1}{10} \times 0,14 = 0,478$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 2$, $N_3 = 2,5$ en $N_4 = 4$.

13. Beide temporen voldoen aan de eischen. Voor Γ kan het deel de gemiddelde waarde worden genomen, dus $\Gamma = 0,47$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 4$, $N_3 = 2,0$ en $N_4 = 4$.

14. Beide temporen voldoen aan de gestelde eischen. Γ (11.00) = $0,47 + 0,02 = 0,49$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 2,5$ en $N_3 = 2$.

15. Beide temporen zijn goed. De gradienten verschillen onderling echter vrij veel. Γ (13.00) = $0,47 + \frac{1}{10} \times 0,25 = 0,478$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 2,5$ en $N_3 = 2,5$.

16. Beide temporen voldoen aan de gestelde eischen. Γ (14.00) = $0,47$. $N_1 = 4,8$, $N_2 = 2,5$, $N_3 = 2,5$ en $N_4 = 4$.

17. In beide temporen is de gradient niet constant.

18. Het verschil Γ is zeer groot. De contenten zijn eischen tot 500 meter bekend, terwijl de verticale temperatuurgradiënt van de tweede temporen niet constant is.

19. Wegens sterke gradiëntverandering bij de middagtemp niet bruikbaar.

20. Wegens sterke gradiëntveranderingen in beide temps niet bruikbaar.

21. Aangezien de enkele cumuluswaarneming ver na het tijdstip der hoogte vluchten ligt, is deze dag niet bruikbaar.

22. Beide temps voldoen aan de eischen. $\rho(13.00) = 0,48 - \frac{6}{8} \times 0,10 = 0,40$. $N_g = 3,3$, $N_o = 3$. $N_h = \frac{1}{4} (1 + 3 \times 2,5) = 2,1$, $N_{h^*} = 3$.

23. De eerste temp heeft een inversie op 90 mbar boven het condensatieniveau. De tweede, die het dichtst bij de cumuluswaarneming valt is echter goed. $\rho = 0,41$. $N_g = 3,5$, $N_o = 4$. $N_h = \frac{1}{2} (5 + 2,5) = 3,8$ en $N_{h^*} = 4$.

24. De tweede temp, die tijdens de cumuluswaarneming is verkregen heeft geen constante f . Het is daarom beter deze dag niet te gebruiken, hoewel de ochtendtemp goede resultaten geeft.

25. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. $\rho(13.30) = 0,41$. $N_g = 3,5$, $N_o = 4$, $N_h = 5,0$ en $N_{h^*} = 4,0$.

26. Bij de middagtemp valt het convectieve condensatieniveau juist onder een sterke inversie. Het verschil tusschen q_0 en q_0^* is groot. Het geheel ziet er betrouwbaar uit.

27. Wanneer gebruik wordt gemaakt van q_0^* , voldoen beide temps aan de gestelde eischen. $\rho(11.30) = 0,59$. $N_g = 7,2$, $N_o = 5$. $N_h = 5,0$, $N_{h^*} = 4$.

28. Het tijdstip van de eerste temp valt buiten de interessante periode. De overige drie geven $\rho(13.00) = 0,50$. $N_g = 5,0$, $N_o = 4$. $N_h = \frac{1}{4} (3 \times 5 + 7,5) = 5,6$, $N_{h^*} = 4$.

29. De middagtemp, die de belangrijkste is voor het onderzoek aangezien de cumulus congestus om 13.00^h en 13.30^h is waargenomen vertoont op 50 mbar boven het condensatieniveau een sterke gradiëntverandering.

30. Wegens het voorkomen van zeer sterke inversies in beide temps niet bruikbaar.

31. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. We kunnen afzien van de ochtend cumuluswaarneming. $\rho(14.00) = 0,42 - \frac{1}{6} \times 0,11 = 0,40$. $N_g = 3,3$, $N_o = 3$. $N_h = 2,5$ en $N_{h^*} = 3$.

32. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. $\rho(10.30) = 0,29 + \frac{7}{16} \times 0,30 = 0,42$. $N_g = 3,6$, $N_o = 4$. $N_h = 5,0$ en $N_{h^*} = 4$.

33. De temp van 08.30^h is niet te gebruiken wegens het optreden van eenige kleine inversies. De belangrijkste cumuluswaarneming valt echter om 15.00^h, dus tusschen de tweede en derde temp. $\rho(15.00) = 0,64 - \frac{2}{6} \times 0,17 = 0,58$. $N_g = 6,9$, $N_o = 5$. $N_h = 5,0$ en $N_{h^*} = 4$.

34. Bij geen van beide temps kan f als een constante grootheid worden beschouwd.

35. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. $\bar{f}(15.00) = 0,41 + \frac{8}{9} \times 0,06 = 0,46$. $N_G = 4,3$, $N_o = 4$. $N_h = 5,0$ en $N_k = 4$.

36. Het voorkomen van een aantal kleine inversies en het feit, dat van de tweede temp uitsluitend de neergaande tak bekend is, maken geval 36 onbruikbaar.

37. Bij gebruik van q_0 komt het convectieve condensatieniveau veel te hoog te liggen, Bij gebruik van q_0^* kunnen de waarden van f uit beide temps niet als constant worden beschouwd.

38. Aangezien de waarnemingstijden van de cumuliforme bewolking buiten de tijden der aerologische waarnemingen vallen en de beide waarden voor \bar{f} sterk uiteenloppen, kunnen we dit geval niet gebruiken om N_G met N_h te vergelijken.

39. Alleen de cumuluswaarnemingen van 08.30^h, 09.00^h en 09.30^h gmt kunnen met behulp van de vliegtuigopstijgingen worden gecontroleerd. $\bar{f}(09.00) = 0,35 + \frac{3}{10} \times 0,20 = 0,41$. $N_G = 3,5$ en $N_o = 4$. Wanneer de bedekkingsgraad van 08.30^h wordt toegeschreven aan de beginnende convectie volgt voor $N_h = \frac{1}{2} (2,5 + 5) = 3,8$ en $N_k = 4$.

40. In de middagtemp treedt een inversie op, 70 mbar boven het condensatieniveau. Aangezien de bewolking echter acht uur voor deze middagtemp optreedt, en de temps er overigens zeer betrouwbaar uitzien, is deze complicatie buiten beschouwing gelaten. Wegens het vroege uur waarop de cumulus bewolking werd waargenomen, ~~is~~ de bedekkingsgraad van 07.30^h als correct aangenomen. $\bar{f}(07.30) = 0,38 - \frac{2}{10} \times 0,07 = 0,37$. $N_G = 2,9$, $N_o = 3$. $N_h = 2,5$ en $N_k = 3$.

41. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. Aangezien de cumuli zowel eenige uren na de 05.50^h als eenige uren voor 15.30^h zijn waargenomen, kan voor \bar{f} de gemiddelde waarde $\frac{1}{2} (0,15 + 0,29) = 0,22$ worden genomen. $N_G = 1,4$, $N_o = 2$. $N_h = \frac{1}{10} (6 \times 1 + 4 \times 2,5) = 1,6$, $N_k = 3$.

42. Niet bruikbaar wegens een sterke gradientverandering in de tweede temp.

43. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. De bedekkingsgraad $N_h = 2$ van 17.00^h moet worden toegeschreven aan het oplossen van de bewolking. $\bar{f}(15.30) = 0,37$. $N_G = 3,0$, $N_o = 3$. $N_h = 5,0$, $N_k = 4$.

44. Beide temps voldoen aan de gestelde eischen. Voor \bar{f} kan het beste de gemiddelde waarde 0,31 worden genomen. $N_G = 2,2$, $N_o = 3$. $N_h = 5,0$ en $N_k = 4$.

21. Toepassing op het verwachten van cumuliforme wolken.

Uit het bovenstaand overzicht volgt, dat van de 44 onderzochte dagen er

26 in aanmerking komen voor het vergelijken van N'_σ met N'_h , n.l. de nummers; 1,2,4,5,6,10,11,12,13,14,15,16,22,23,25,27,28,31,32,33,35,39,40,41,43,44.

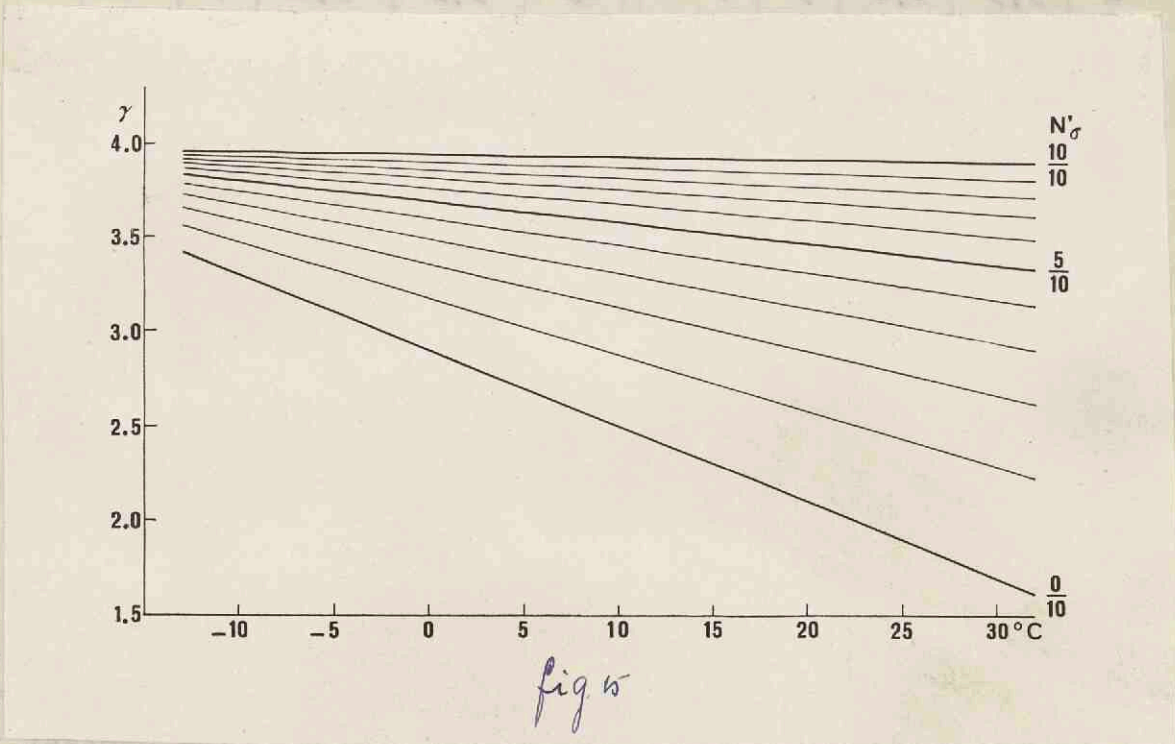
De thans volgende tabel geeft een overzicht van hetgeen uit deze 26 dagen volgt:

No	N'_σ	N'_h	N_σ	N_h	No	N'_σ	N'_h	N_σ	N_h
1	3,1	5,0	3	4	23	3,5	3,8	4	4
2	3,3	5,0	3	4	25	3,5	5,0	4	4
4	7,5	7,5	5	5	27	7,2	5,0	5	4
5	4,8	6,7	4	5	28	5,0	5,6	4	4
6	3,9	5,0	4	4	31	3,3	2,5	3	3
10	4,4	5,0	4	4	32	3,6	5,0	4	4
11	7,2	5,0	5	4	33	6,9	5,0	5	4
12	0,9	2,5	2	3	35	4,3	5,0	4	4
13	3,6	3,8	4	4	39	3,5	3,8	4	4
14	19	7,5	8	5	40	2,9	2,5	3	3
15	3,5	2,5	4	3	41	1,4	1,6	2	3
16	6,6	7,5	5	5	43	3,0	5,0	3	4
22	3,3	2,1	3	3	44	2,2	5,0	3	4

Uit deze tabel kunnen de gemiddelde waarden van N'_σ worden berekend, die bij verschillende waarden van N'_h behooren. Het resultaat is weergegeven in figuur 14. Het blijkt, dat er een redelijke overeenstemming bestaat tusschen de theoretische en de waargenomen hoeveelheid cumuliforme wolken. De beide uitspringers worden geleverd door de gevallen No.5 en No.22 waarbij slechts één waarde van N'_σ voorkomt bij de betreffende waarde van N'_h . Uit No.14 blijkt dat bij groote waarden van N'_h de theoretische waarde grooter kan zijn dan de waargenomen waarde. Dit kan worden toegeschreven aan het feit, dat de tegenstrooming een gedeelte van de initiaal-impulsen verstoort bij groote waarden van σ , wat niet in aanmerking wordt genomen in de theorie.

We kunnen tenslotte zeggen, dat een geslaagde verwachting van den cumulusbedekkingsgraad afhangt van vele, vaak moeilijk te beoordeelen factoren. Vooral de veranderingen waaraan de geometrische toestandskrommen onderhevig is, kunnen tot onaangename verrassingen leiden, terwijl natuurlijk in de eerste plaats de aerologische gegevens voldoende betrouwbaar dienen te zijn. ^{aanleiding van} \angle waarin de gemiddelde waarden van N'_σ zijn uitgezet, die behooren bij de verschillende waarden van N'_h .

σ	ρ	μ	ν	λ	κ	η	θ
1	2,1	2,0	3	4	23	2,2	4
2	2,2	2,0	3	4	22	2,2	4



De in aanmerking komende voor het vergelijken van μ en ν zijn de volgende waarden: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50.

De waarden van μ en ν zijn de volgende: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50.

Niettemin kan het voor de praktijk van belang zijn om de te verwachten bedekkingsgraad N'_σ snel grafisch te kunnen bepalen. Het is mogelijk om diagram^{men} te construeeren, die deze grafische bepaling mogelijk maken. Zij kunnen slechts voor één drukwaarde P, P, P worden gebruikt en stellen in staat om den te verwachten bedekkingsgraad af te lezen als functie van de temperatuur in het condensatieniveau (waarin de bovengenoemde druk P, P, P moet heerschen) en het temperatuurverschil tusschen dit niveau en een niveau met druk ($P, P, P - 50$) mbar, gemeten langs de toestendskromme. Figuur 15 toont zoo'n diagram; het kan worden gebruikt voor $P, P, P = 900$ mbar.

Het is zeer eenvoudig om dergelijke diagrammen voor andere drukwaarden te ontwerpen. Het spreekt vanzelf, dat aan de bovengenoemde voorwaarden moet zijn voldaan, indien we het diagram willen toepassen.

Turbulente wrijving in vloeistoffen en het voort-
planten van vloeistofstralen.

22. Prandtl's mengingsweg-theorie.

Alvorens wordt overgegaan tot de beschouwing van den oppervlakteweerstand, die bij cumuliforme wolken optreedt, volgt hier eerst een korte samenvatting van de theoretische grondslagen der turbulentieler voor zoover we die nodig zullen hebben.

De eerste onderzoekingen over turbulentie in de atmosfeer zijn afkomstig van Taylor (1915) en W. Schmidt (1918; 1925). Niettemin maakte de theorie van den dagelijkschen windgang van Espy en Köppen reeds gebruik van de onderstelling, dat de deeltjes in de atmosfeer een onregelmatige beweging vertoonen. De ideeën van Taylor en W. Schmidt waren van grooten invloed op de turbulentietheorieën, die later ontwikkeld werden door Prandtl, Taylor en anderen en die o.a. zijn samengevat door Goldstein (1938). Deze algemeene theorieën werden in de geophysica bijna uitsluitend op de behandeling van horizontale stroomingen toegepast [Rossby en Montgomery (1935); Rossby (1932b; 1936); Sverdrup (1936 a en b); Paeschke (1937); samenvatting bij Lettau (1939)].

Verschillende theorieën zijn ontwikkeld ten einde de turbulente processen quantitief te beschrijven. We zullen hier de theorie van Prandtl, die den z.g. men-
gingsweg invoerde, toepassen. Deze mengingsweg speelt in de turbulentietheorie een analoge rol als de vrije weglengte in de kinetische gastheorie.

Beschouw een drie-dimensionaal cartesisch coördinatensysteem en laat een homogene vloeistof zich stationnair in de richting van de positieve x -as bewegen met de gemiddelde snelheid u, v, w . We onderstellen, dat u uitsluitend een functie van z is en dat een turbulente beweging met de snelheden u, v, w over de eerstgenoemde is gesuperponeerd. Dit beteekent, dat $\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0$ waarbij de streep aangeeft, dat het gemiddelde van de betreffende grootheden is gevormd.

We onderstellen vervolgens, dat de vloeistof zekere eigenschappen bezit, waarbij ook de waarden van deze eigenschappen weer analytische functies van z alleen zijn. De component w van de turbulente beweging is nu de oorzaak van het feit, dat vloeistofklompjes de laag, waarin ze zich oorspronkelijk bevonden, zullen verlaten. Er wordt nu ondersteld, dat ze daarbij sommige van de eigenschappen, zooals die in de uitgangslaag bestonden ongewijzigd medenemen. Zulke eigenschappen worden uitwisselbaar genoemd.

Nadat een vloeistofklompje met een volume τ eenigen tijd met de snelheid w in de z -richting heeft bewogen, daarbij de waarde $\theta(z_3)$ van zekere eigenschap θ , zooals die in het uitgangsniveau $z = z_\beta$ bestond medenemende, zal het een vlak $z = z_\alpha$

Formule van de verandering van de
afwijking van de richting

22. Formule van de verandering van de

Aisvoren wordt aangegeven tot de berekening van de afwijking van de richting van de
bij eenzelfde richting van de beweging, volgt hier eerst een korte herhaling van de
theoretische grondslagen der verandering van de richting van de beweging van
den.

De eerste onderzochten over verandering in de richting zijn afkomstig van
Taylor (1872) en v. Neumann (1870; 1872). Niettemin maakte de theorie van den
golflijnen beweging van Ray en Kippes reeds gebruik van de onderstelling, dat
de deelen in de stroomer een onregelmatige beweging vertoonden. De ideeën van
Taylor en v. Neumann waren van grooten invloed op de turbulentiëtheorieën, die
later ontwikkeld werden door Prandtl, Taylor en anderen en die o.a. zijn aan-
gevoel door Goldstein (1938). Deze elementaire theorieën werden in de geophysicsch
na afkomstig op de wiskundige van theoretische onderzoekingen toegepast [Hoofdstuk
en Montgomery (1932); Housay (1936; 1938); Overkamp (1936 a en b); Paschke (1937)]
aanname van de laatste (1937).

Verderzinnende theorieën zijn ontwikkeld ten einde de turbulente processen meer
kiesbaar te beschrijven. De kolien hier de theorie van Prandtl, die den v.d. g.
eigenaam invoerde, begonnen. Deze aanpak werd opgevoerd in de turbulentiëtheorie
een aanpak tot die de vrije beweging in de kinetische theorie.

Beschouw een drie-dimensionaal cartesian coördinatensysteem en laat een baan-
geve vloeistof zich stationair in de richting van de positieve X- en beweegt met
de gemiddelde snelheid U , v , w te onderstellen, dat u uitsluitend een functie van
 x is en dat een turbulente beweging met de snelheden u' , v' , w' over de gemiddelde-
de in componenten. Dit betekent, dat $u = U + u'$, $v = v'$, $w = w'$ waarbij de streep aangeeft,
dat het gemiddelde van de betreffende grootheden is gevraagd.

De onderstelling vervolgen, dat de vloeistof lokale eigenschappen bezit, waar-
bij ook de waarden van deze eigenschappen naar analytische functies van x alleen
zijn. De component u van de turbulente beweging is nu de oorzaak van het feit,
dat vloeistof-kilogrammen de jaag, waarin ze zich corruscaneel bevinden, zullen
verlaten. Er wordt nu ondersteld, dat ze daarbij sommige van de eigenschappen
kiesbaar die in de vloeistof bestaan ongewijzigd medenemen. Zulke eigenschap-
pen worden uitsluitend genoemd.

Maakt een vloeistofkilogram met een volume τ eenen tijd met de snelheid w in
de x-richting heeft bewegen, daarbij de waarde $\theta(x)$ van lokale eigenschap θ , zoo-
als die in het vloeistofkilogram bestond medenemende, zal het een vlak $z = z_0$

passeren, waar de waarde van de beschouwde eigenschap $\theta(z_2)$ bedraagt. Als gevolg van de continuïteit en den stationnairen toestand zal een deeltje van hetzelfde volume τ door het vlak z_2 in tegengestelde richting moeten bewegen.

Ten gevolge van de beweging van het vloeistofklompje door $z = z_2$ vindt dus een θ -transport door dit oppervlak plaats, dat gelijk is aan $\{\theta(z_1) - \theta(z_2)\} \cdot \tau$.

Per eenheid van oppervlak loodrecht op z en per tijds eenheid krijgen we een transport:

$$Q = \overline{w} \cdot \{\theta(z_1) - \theta(z_2)\} \tag{22.1}$$

waarbij de dwarsstreep aangeeft, dat we moeten middelen over z_1 .

De analytische functie $\theta(z)$ ken nu in een Taylor-reeks worden ontwikkeld:

$$\theta(z_1) = \theta(z_2) + (z_1 - z_2) \frac{d\theta}{dz} + \frac{1}{2} (z_1 - z_2)^2 \frac{d^2\theta}{dz^2} + \dots \tag{22.2}$$

Wanneer de verandering van θ tusschen z_1 en z_2 klein is, geldt bij benadering:

$$Q = - \overline{w} (z_1 - z_2) \frac{d\theta}{dz} \tag{22.3}$$

De verdere ontwikkeling van de theorie is gebaseerd op de onderstelling, dat hoeveelheid van beweging een uitwisselbare grootheid is. ρu wordt dan gesubstitueerd voor θ . Q geeft dan het impulstransport in de richting van de positieve z -as aan en is dus identiek met de negatieve Reynoldsche spanning $-\tau_{xz} = \rho \overline{uw}$.
Dus geldt in een homogene vloeistof:

$$Q = - \overline{w} (z_1 - z_2) \rho \frac{dU}{dz} = \rho \overline{uw} \tag{22.4}$$

In deze betrekking heeft $\frac{\rho \overline{w} (z_1 - z_2)}{\rho \overline{w} (z_1 - z_2)}$ de dimansie van een viscositeitscoëfficiënt. we kunnen deze grootheid A noemen en schrijven:

$$Q = - A \frac{dU}{dz} \tag{22.5}$$

A wordt uitwisselingscoëfficiënt (eddy conductivity, Austauschkoëffizient) genoemd. Men vat in de meteorologie A soms als een constante op (Ekman-spiraal). Dit is echter voor onze beschouwingen niet voldoende.

Uit (22.4) volgt, dat de volgende gelijkheid geldt:

$$-(z_1 - z_2) \frac{dU}{dz} = -l' \frac{dU}{dz} = u \tag{22.6}$$

Dit beteekent, dat de turbulente snelheid u ken worden beschouwd als ontstaan ten gevolge van het feit, dat een deeltje, dat uit een niveau z_1 komt, zijn snelheid U_1 behoudt.

Het is duidelijk, dat er eveneens een betrekking tusschen l' en w moet bestaan, d.i. tusschen u en w , want indien $l' > 0$ is moet w eveneens > 0 zijn om het beschouwde deeltje van z_1 naar z_2 te krijgen. Bovendien zullen groote waarden van u corresponderen met groote waarden van l' en in het algemeen dus ook met groote waarden van w . Dit beteekent, dat we kunnen schrijven $w = l'' \frac{dU}{dz}$ en

$$Q = \rho \overline{uw} = - \rho \overline{l' l''} \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 = - \rho l^2 \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 \tag{22.7}$$

Het resultaat van de berekening is dat de waarde van de constante $\frac{1}{2} \ln \frac{b}{a}$ overeenkomt met de constante van de exponentiële functie $y = e^{x \ln \frac{b}{a}}$. Dit kan worden geverifieerd door de afgeleide van deze functie te nemen en te zien dat het overeenkomt met de gegeven functie.

(22.1)
$$y = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^x = \frac{1}{a} \cdot e^{x \ln \frac{b}{a}}$$

De afgeleide van deze functie is $y' = \ln \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^x$. Dit kan worden herschreven als $y' = \ln \frac{b}{a} \cdot y$. Dit is de differentiaalvergelijking die wordt gegeven in de opgave.

(22.2)
$$\frac{dy}{dx} = \ln \frac{b}{a} \cdot y$$

De algemene oplossing van deze differentiaalvergelijking is $y = C \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^x$. Door de voorwaarde $y(0) = \frac{1}{a}$ toe te passen, vinden we $C = \frac{1}{a}$. Dus is de oplossing $y = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^x$.

(22.3)
$$y = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^x$$

In deze opgave wordt gevraagd om de waarde van y te vinden voor $x = 1$. Dit kan worden berekend door $y = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^1 = \frac{b}{a}$.

(22.4)
$$y = \frac{b}{a}$$

De opgave vraagt om de waarde van y te vinden voor $x = 2$. Dit kan worden berekend door $y = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^2 = \frac{b^2}{a^2}$.

(22.5)
$$y = \frac{b^2}{a^2}$$

Het resultaat van de berekening is dat de waarde van y voor $x = 2$ gelijk is aan $\frac{b^2}{a^2}$. Dit kan worden geverifieerd door de afgeleide van deze functie te nemen en te zien dat het overeenkomt met de gegeven functie.

De opgave vraagt om de waarde van y te vinden voor $x = 3$. Dit kan worden berekend door $y = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^3 = \frac{b^3}{a^3}$.

(22.6)
$$y = \frac{b^3}{a^3}$$

Ma ligt in (22.7) een moeilijkheid opgesloten wat betreft het teken. Indien $\frac{dU}{dz} > 0$ is, zal het opwaartsche impulstransport Q negatief zijn in overeenstemming met (22.7). Wanneer echter $\frac{dU}{dz} < 0$ is, zal Q positief zijn, terwijl (22.7) het tegengestelde teken geeft. De uitdrukking voor Q verkrijgt algemeene geldigheid door haar als volgt te schrijven:

$$Q = -\rho l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right| \frac{dU}{dz} \tag{22.8}$$

Per volume-eenheid en tijdseenheid neemt de hoeveelheid van beweging in een laag toe met een bedrag:

$$Q - (Q + \frac{dQ}{dz}) = -\frac{dQ}{dz} = \frac{d\tau_{xz}}{dz} = M_{xz} = \frac{d}{dz} \left\{ \rho l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right| \frac{dU}{dz} \right\} \tag{22.9}$$

In het algemeen kan de mengingsweg l worden geschreven als een functie van de afmetingen van de strooming. Deze functie varieert met het type strooming en moet in het algemeen uit het experiment worden bepaald.

Indien we de theorie willen toepassen op de voortplanting van vloeistofstralen, dienen we τ en M uit te drukken in cilindereördinaten (z, r, ρ) .

Is W de snelheid in de richting van de Z -as en neemt W af met toenemende r , dan luiden de betrekkingen voor τ en M :

$$\tau_{zz} = -\rho l^2 \left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 \tag{22.8'}$$

$$M_{zz} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \rho l^2 r \left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 \right\} \tag{22.9'}$$

Indien (22.9') in de hydrodynamica op turbulente cilindrische of kegelvormige stroomingen wordt toegepast, veronderstelt men, dat ρ een constante grootheid is. Er geldt dan:

$$M_{zz} = -\frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ l^2 r \left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 \right\} \tag{22.10}$$

Wanneer verticale stroomingen in de atmosfeer, b.v. in cumuliforme wolken worden beschouwd, en ρ dus een functie van r is, zal (22.10) eveneens worden gebruikt voor den wrijvingsterm.

Dit is geoorloofd in verband met de zeer kleine waarde van $\frac{\partial \rho}{\partial r}$ in cumuliforme wolken.

Later heeft Taylor (1932) een theorie ontwikkeld, die zich baseerde op de onderstelling, dat niet de hoeveelheid van beweging doch de vorticheit een overdraachtelijke eigenschap is. Taylor verkreeg een andere uitdrukking voor M_{xz} , die meestal beter met de experimenteelse resultaten in overeenstemming is.

Aangezien onze toepassingen op de atmosfeer geen zeer exacte resultaten geven zien we van deze correctie af.

23. Het voortplanten van vloeistofstralen.

Het probleem van de voortplanting van een stationnaire symmetrische straal, die

in een met vloeistof gevulde ruimte spuit, werd opgelost door Tollmien (1926). Het blijkt, dat zoo'n vloeistofstraal zich kegelvormig in de voortplantingsrichting uitspreidt. Dit uitspreiden wordt veroorzaakt door de turbulente menging van de vloeistof uit den straal met vloeistof uit de omgeving. Uit het experiment volgt, dat de lineaire afmetingen van het gebied waarin de menging plaats vindt evenredig zijn met Z , den afstand van het betreffende punt tot de uitstroomopening. Er is dus ondersteld, dat de uitstroomopening in het punt $Z=Z=0$ ligt, en dat de straal zich voortplant in de richting van de positieve Z -as. Anderzijds moet de mengingsintensiteit evenredig zijn met l^2 . Tollmien onderstelde daarom, dat l evenredig met Z is, $l = cz$. De constante c moet uit het experiment worden bepaald.

Teneinde de mathematische behandeling van het probleem mogelijk te maken, ging Tollmien uit van de onderstelling, dat de uitstroomopening oneindig klein is. Bij zoo'n opening behoort dus een oneindig groote beginsnelheid. Bovendien voerde hij de beperking in, dat de drukgradiënt in de richting van de strooming mag worden verwaarloosd, zoodat de wrijving de eenige kracht is, die in de richting van de Z -as werkt. De toetsing van de theorie aan het experiment vormt een rechtvaardiging a posteriori van deze verwaarloozing.

Uit de bovenstaande onderstellingen volgt, dat het totale transport van hoeveelheid van beweging in de Z -richting constant is.

$$M = \int_0^{\infty} 2\pi\rho W^2 r dr = const. \tag{23.1}$$

Zooals boven werd aangegeven, kan de begrenzing van den vloeistofstraal worden vastgelegd door de betrekking:

$$r_l = k.z. \tag{23.2}$$

De combinatie van (23.1) en (23.2) leidt tot de uitdrukking $W = \frac{1}{2} f(\eta)$, waarbij η gelijk is aan $\frac{r}{z}$. Want door substitutie gaat (23.1) over in:

$$M = \int_0^{\infty} 2\pi\rho f(\eta)^2 \eta d\eta = \int_0^k 2\pi\rho f(\eta)^2 \eta d\eta = const. \tag{23.3}$$

De vorm van $f(\eta)$ wordt afgeleid door de bewegingsvergelijking voor het stationnaire geval op te lossen:

$$W \frac{\partial W}{\partial z} + V \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ l^2 r \left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 \right\}. \tag{23.4}$$

Waarbij V de radieele snelheid is. De oplossing wordt verkregen in den vorm van een oneindige reeks. Het blijkt, dat W een maximale waarde W_{max} in de as van den vloeistofstraal bezit, en geleidelijk afneemt tot een waarde nul aan den rand van den straal.

In figuur 16 is $\frac{W}{W_{max}}$ uitgezet tegen η/η_l . Uit vergelijking met het experiment blijkt, dat $r_l = 0,214.z$, d.i. $\eta_l = k = 0,214$. Zooals we zagen is $W = \frac{1}{2} f(\eta)$ en in de as van den vloeistofstraal is W_{max} dus omgekeerd evenredig met Z . We zullen in het volgende vooral deze snelheidsverdeling langs de as beschouwen.

Tollmien heeft ook het verloop van de radieele snelheid V uitgerekend. Uit continuïteitsoverwegingen volgt, dat nabij de as van den straal een divergeerende beweging moet bestaan, terwijl nabij den rand van den straal de horizontale strooming sterk convergeert. In figuur 17 is V/W_{max} uitgezet tegen r/r_l .

Uit het feit, dat W omgekeerd evenredig, z_l recht evenredig met z is, volgt, dat de hoeveelheid vloeistof, die per tijdseenheid door een doorsnede van een vloeistofstraal stroomt, recht evenredig is met z . In twee stralen zullen bij gelijke doorsnede, dit is dus voor gelijke z , de vloeistofhoeveelheden, die per tijdseenheid doorstromen, zich verhouden als de W_{max} in beide doorsneden.

Inmiddels wijkt de practijk op sommige punten eenigszins van de theorie af.

In de eerste plaats is in werkelijkheid de doorsnede van de uitstroomopening niet oneindig klein. Daardoor treedt het stroomingsmodel, zooals theoretisch door Tollmien werd afgeleid niet onmiddellijk in, doch eerst op een afstand $z = 5D$ van de uitstroomopening, waarbij D de lineaire doorsnede van de uitstroomopening voorstelt. Voor $z < 5D$ is W_{max} constant, terwijl aanvankelijk de W -verdeeling anders is dan in fig. 16 is weergegeven (fig. 18). Verder blijkt, dat het nulpunt van het coördinatensysteem $0,66D$ beneden de uitstroomopening moet worden gekozen, willen we Tollmien's resultaten toepassen. Worden de verschillende grootheden op deze wijze gedefinieerd, dan geldt volgens Ruden (1933):

$$W_{max} = \frac{6,45 D}{z} W_0 \quad (23.5)$$

waarbij W_0 de snelheid in de uitstroomopening voorstelt. Met behulp van fig. 16 kan uit de in (23.5) gedefinieerde W_{max} dan de snelheidsverdeeling over een geheele doorsnede worden bepaald. Bij het onderzoek omtrent den invloed van de wrijving op de snelheidsverdeeling in verticale luchtstromingen zal van (23.5) worden uitgegaan.

24. De toepassing op de atmosfeer.

Een moeilijkheid, die zich voordoet, wanneer men de theoretische resultaten van Tollmien en Ruden op praktische gevallen in de atmosfeer wil toepassen, wordt gevormd door het bestaan van de tegenstromingen, die b.v. bij hoog opschietende cumuli optreden. Ze zijn het bij constante dichtheid logische gevolg van de continuïteitsvergelijking. De tegenstrooming moet als één geheel worden beschouwd met de opwaartsche strooming in de wolk. Samen vormen ze nl. de circulatie om de isobaar-isostere solenoiden, die aanwezig zijn bij een opstijgende cu-wolk in een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer. De stijgende strooming, die zich als wolk

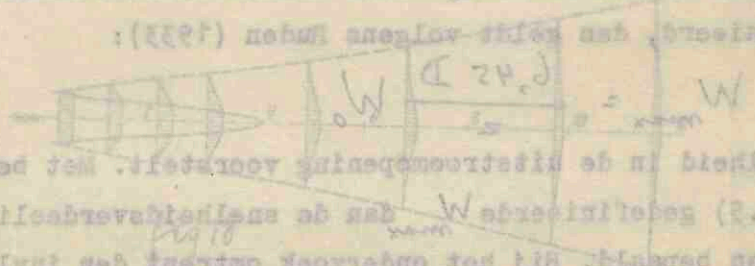
Tolmien heeft ook het verloop van de verticale snelheid V uitgezakt. Uit
 continuïteitsvermoeden volgt, dat naast de ϵ van den stroom een divergerende
 beweging moet bestaan, terwijl naast den stroom van den stroom de horizontale stroom
 niet sterk convergeert. In figuur 14 is V uitgezakt tegen V la, volgt
 uit het feit, dat W ongeveer evenredig is met ϵ , zodat ϵ ongeveer met ϵ la, volgt
 dat de horizontale vloeistof, die het tijdsverloop door een doorsnede van een
 vloeistofstraal stroomt, recht evenredig is met ϵ . In twee stralen zullen bij
 gelijke doorsnede, die in den voor gelijke ϵ , de vloeistofhoeveelheden, die door
 tijdsverloop doortreken, zich verhouden als de W in beide doorsneden.

Tandem wijft de kwestie op sommige punten eenige van de theorie af.
 In de eerste plaats is de verhouding de doorsnede van de vloeistofopening
 niet onbetwist. Daardoor treedt het vloeistofmodel, eenige theoretisch door
 Tolmien werd afgeleid niet onmiddellijk in, doch eerst op een afstand $X = 2D$ van
 de vloeistofopening, waarbij D de lineaire doorsnede van de vloeistofopening voor-
 stelt. Voor $X > 2D$ is W constant, terwijl aanvankelijk de W -verdeling anders
 is dan in fig. 10 in watteven (fig. 10). Verder blijkt, dat het punt van
 het vloeistofmodel W D vóór de vloeistofopening moet worden gekozen,
 welke de Tolmien's resultaten toepassen. Worden de verschillende proefnaden op

deze wijze getekend, dan zijn volgens Tuden (1925):
 waarbij W_0 de snelheid in de vloeistofopening voorstelt. Het bedrag van W_0 is
 kan uit de in (2.2) getekende W vóór de vloeistofopening over een gesne-
 de doorsnede worden bepaald. Bij het onderzoek ontrent den invloed van de wrijving
 op de snelheidsverdeling in verticale vloeistofstralen zal van (2.2) worden uit-
 gekomen.

2. De toepassing op de stroomer.

Een moeilijkheid, die zich voordoet, wanneer men de theoretische resultaten van
 Tolmien en Tuden op praktische gevallen in de stroomer wil toepassen, wordt ge-
 vormd door het bestaan van de tegenstroomingen, die d.v. bij hoog opgekleemde
 omstandigheden. De tijd dat bij constante diepte de laatste gevolg van de conti-
 nuïteitsvermoeden. De tegenstrooming moet als één geheel worden beschouwd met
 de opwaartse strooming in de stroom. Samen vormen ze nu de circulatie om de las-
 ter-actieve schakelen, die aanwezig zijn bij een opzettende on-wolk in een
 vloeistofstraal onstabiele stroomer. De stijgende strooming, die zich als wolk



(2.2)

vertoont is dus slechts een gedeelte van een meer uitgebreid stroomingsstelsel.

Bij den vloeistofstraal, zooals Tollmien beschouwde, treedt geen tegenstrooming op. Het voeden van den straal geschiedt voor de uitstroomopening, d.w.z. in een andere ruimte dan die, waarin de straal beschouwd wordt. Het afvloeien van lucht aan het eind van den straal vindt plaats buiten de windtunnel, of in ieder geval ver van de plaats waar de strooming gemeten wordt. Van isobaar-isostere solenoïden is hier geen sprake.

Bij het beschouwen van den oppervlakteweerstand van wolken zal van de tegenstrooming worden afgezien. In het laatste hoofdstuk zal het gecombineerde effect van beide weerstanden kwalitatief worden nagegaan.

Ook zonder tegenstrooming is de analogie tusschen een opstijgende wolk in de atmosfeer en den vloeistofstraal, die in een met vloeistof gevulde ruimte spuit echter nog niet volkomen.

In de eerste plaats bestaat bij de cumuliforme wolk geen vaste uitstroomopening. Er zal in het volgende worden ondersteld, dat de snelheidsverdeling volgens fig. 16 reeds in de basis van de wolk bestaat. Deze onderstelling lijkt toelaatbaar in verband met de vormen, die aan de bovenzijden van cumuli worden waargenomen. Een afplating, zooals aanwezig zou moeten zijn, wanneer de snelheidsverdeling nog was als in fig. 18 voor $z < 5D$ wordt aan nog verticaal groeiende cumuli nooit gezien. Bovendien bestaat de strooming, die boven het condensatieniveau de wolk vormt, in het algemeen al een eind beneden het condensatieniveau. Beneden het condensatieniveau heeft de strooming dus in het algemeen reeds gelegenheid gehad, om de Tollmieniësche snelheidsverdeling aan te nemen. Daar de vaste uitstroomrand ontbreekt, zal bovendien onmiddellijk lucht uit de omgeving van de wolk door turbulente menging worden meegesleept. De onderstelling, dat in de wolkenbasis de Tollmien-verdeling voor de snelheden heerscht, lijkt dus toelaatbaar.

In de tweede plaats ondergaan de wolkdeeltjes veelal een opwaarts gerichte versnelling, die het gevolg is van het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving, of anders gezegd: de wolkdeeltjes bevinden zich in den opwaartschen tak van de circulatie om de isobaar-isostere solenoïdes. Door de turbulente menging wordt ook dit temperatuurverschil beïnvloed. Het zal echter blijken, dat de oplossing, die Tollmien gaf voor den vloeistofstraal zoodanig is te generaliseeren, dat met dit temperatuurverschil rekening kan worden gehouden.

25. De warmteverdeling in verhitte stralen.

Voor de vroeger ingevoerde uitwisselbare grootheid θ moet, ten einde de warmteverdeling in de straal te kunnen berekenen, de warmteinhoud per volumeenheid, $\rho c T$ worden gezet. Hierin beteekent ρ de dichtheid van de lucht, c de specifieke warmte en T de absolute temperatuur. Bij de uitwisseling van warmteinhoud speelt alleen het verschil in $\rho c T$ tusschen de beide lagen, waartusschen de uitwisseling

vertoont in dus slechts een gedeelte van een meer uitgebreid straalstelsel.
Bij den vloeistofstrahl, zooals vroeger beschreven, treedt geen regeneratieve
op. Het vloeien van den strahl geschiedt voor de distansie van z in een
andere richting dan die, waarin de strahl beweegt wordt. Het vloeien van lucht
aan het eind van den strahl vindt plaats buiten de vloeistof, of in ieder geval
ver van de plaats waar de strooming begint wordt. Van isochore-laserte-acties
in hier geen sprake.

Bij het beschouwen van den oppervlakteweerstand van wolken zal van de regenera-
tie worden afgezien. In het laatste hoofdstuk zal het gecombineerde effect van
beide weerstanden kwalitatief worden nagegaan.
Een korter tegenwoordig is de analyse tusschen een opvallende wolk in de
atmosfeer en den vloeistofstrahl, die in een met vloeistof gevulde ruimte spijst
echter nog niet voltooid.

In de eerste plaats bestaat bij de cumuli-forme wolk geen vaste uitstrooiing.
Er zal in het volgende worden onderzocht, dat de aanhefvertoefening volgens fig.
10 reeds in de begin van de wolk bestaat. Deze onderstelling lijkt toelastbaar in
verband met de vormen, die van de bovenzijden van cumuli worden vastgesteld. Een
afwijking, zooals aanwezig zou moeten zijn, wanneer de aanhefvertoefening nog
van als in fig. 10 voor $z < z_0$ wordt een nog verticaal groeiende cumuli naast ge-
sten. Bovendien bestaat de uitstrooiing, die boven het condensatieniveau de wolk vormt,
in het algemeen of een eind bereikt het condensatieniveau. Boven het condensatie-
niveau heeft de uitstrooiing dus in het algemeen reeds eengezins geshied, om de Toll-
manische aanhefvertoefening van te nemen. Daar de vaste uitstrooiing ontbrekt,
zal bovendien eenzijdig licht uit de omgeving van de wolk door turbulente man-
ging worden weggeslept. De onderstelling, dat in de wolkenmassa de Tollman-ver-
toefening voor de analyse vereischt, lijkt dus toelastbaar.

In de tweede plaats ondergaan de wolkelementen veelal een opwaarts gericht ver-
andering, die het gevolg is van het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar
omgeving, of anders gezegd: de wolkelementen bevinden zich in den opwaartschen tek
van de straling om de isochore-laserte-acties. Door de turbulente menging
wordt ook dit temperatuurverschil beïnvloed. Het zal echter blijken, dat de opwa-
rtse, die Tollman-act voor den vloeistofstrahl zodanig is te generaliseeren, dat
met dit temperatuurverschil rekening kan worden gehouden.

25. De warmtevertoefening in verhitte stralen.

Voor de vroeger ingevoerde uitwisselbare grootheid θ moet, ten einde de warmte-
vertoefening in de strahl te kunnen berekenen, de weerstand per volumeneenheid,
wordt worden gezet. Hierin behoort ρ de dichtheid van de lucht, c de specifieke
warmte en T de absolute temperatuur. Bij de uitwisseling van warmtehoudt speels
alinea het verschil in $\rho c T$ tusschen de beide lagen, waar tusschen de uitwisseling

plaats vindt, een rol. In een homogene vloeistof kan men zich daarom bij het beschouwen van de warmteuitwisseling beperken tot $\rho c \Delta T$, waarbij ΔT het temperatuurverschil tusschen de lagen aangeeft. Voor deze grootheid $\rho c \Delta T$ gelden in een homogene vloeistof dezelfde wetten als vroeger voor de hoeveelheid van beweging zijn afgeleid:

$$\varphi' = -w_{\rho} (z_{\alpha} - z_{\beta}) \rho \frac{d(c \Delta T)}{dz} \quad (25.1)$$

In verband met het bij de overdracht van hoeveelheid van beweging gevonden bewijs, dat

$$-w_{\rho} (z_{\alpha} - z_{\beta}) = -l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right| \quad (25.2)$$

kan worden gesteld, volgt uit (25.1)

$$\varphi' = -l^2 \rho \frac{d(c \Delta T)}{dz} \left| \frac{dU}{dz} \right| \quad (25.3)$$

Voor de overdracht van warmte per volume-eenheid van de eene laag naar de andere geldt nu:

$$M'_{xy} = \frac{d}{dz} \left\{ l^2 \rho \frac{d(c \Delta T)}{dz} \left| \frac{dU}{dz} \right| \right\} \quad (25.4)$$

of in cylindercoördinaten bij een met toenemende r afnemende ΔT :

$$M'_{zr} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \rho l^2 r \frac{\partial (c \Delta T)}{\partial r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} \right\} \quad (25.4')$$

Ook hier houdt men in de hydrodynamica weer uitsluitend rekening met een homogene vloeistof, waardoor voor M'_{zr} mag worden geschreven:

$$M'_{zr} = -\frac{\rho}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ l^2 r \frac{\partial (c \Delta T)}{\partial r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} \right\} \quad (25.5)$$

Wanneer men stroomingen in den dampkring beschouwt (cumuliforme wolken) geldt weer dat $\frac{\partial \rho}{\partial r}$ klein is vergeleken met $\frac{\partial \Delta T}{\partial r}$, zoodat (25.5) ook in de atmosfeer kan worden gebruikt.

Ook de warmtetransportvergelijking kan zoo voor de massaeenheid worden opgesteld. Ze luidt:

$$W \frac{\partial (c \Delta T)}{\partial z} + V \frac{\partial (c \Delta T)}{\partial r} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ l^2 r \frac{\partial (c \Delta T)}{\partial r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} \right\} \quad (25.6)$$

In de atmosfeer geldt $c = \text{constant} = c_p$. In plaats van de temperatuur behoort bij atmosferische processen de potentiële temperatuur ϑ te worden beschouwd. Daar echter de turbulente menging tusschen wolk en omgeving horizontaal plaats vindt, kan van het invoeren der potentiële temperatuur worden afgezien.

Vergelijking (25.4) voert tot de betrekking:

$$(\Delta T)_{\max} = \frac{0.45 D}{2} (\Delta T)_0 \quad (25.7)$$

Bij den vloeistofstraal beteekent $(\Delta T)_0$ het constante temperatuurverschil tusschen de vloeistof in de uitstroomopening en de vloeistof in de ongestoorde ruimte buiten den vloeistofstraal. Bij een wolk in de ruimte beteekent de invoering van een constante $(\Delta T)_0$, dat volgens de deeltjes-methode (dit wil zeggen, dat er geen

glas vindt, een vol. In een homogeen vloeistof kan men zich denken bij het be-
schouwen van de vloeistof de beweging van de vloeistof te zijn, waarbij ΔT het temperatuur-
verschil tussen de lagen aangeeft. Voor deze grootte ΔT gelden in een hom-
gene vloeistof dezelfde wetten als vroeger voor de hoeveelheid van beweging zijn

algemeen:
(2.1)
$$\frac{W}{x} = - \frac{D}{x} \frac{dC}{dx} = - \frac{D}{x} \frac{d(\rho \Delta T)}{dx}$$

In verband met het bij de overbrenging van hoeveelheid van beweging gevonden bewijs
dat

(2.2)
$$\left| \frac{W}{x} \right| = \frac{D}{x} \frac{dC}{dx} = \frac{D}{x} \frac{d(\rho \Delta T)}{dx}$$

kan worden geëerd, volgt uit (2.1)

(2.3)
$$\left| \frac{W}{x} \right| = \frac{D}{x} \frac{d(\rho \Delta T)}{dx}$$

Voor de overbrenging van warmte per volume-eenheid van de eenze laag naar de andere

geldt nu:
(2.4)
$$\left\{ \left| \frac{W}{x} \right| \frac{D}{x} \frac{d(\rho \Delta T)}{dx} \right\} \frac{h}{x} = M_{xy}$$

of in cilindrische buizen bij een met toegenomen r eikenende ΔT :

(2.5)
$$\left\{ \frac{W}{r} \frac{D}{r} \frac{d(\rho \Delta T)}{dr} \right\} \frac{G}{r} = M_{rz}$$

Ook hier wordt men in de hydrodynamica weer uitdrukking berekend rekening met een homogeen
vloeistof, waarbij voor M_{xy} en M_{rz} wordt geschreven:

(2.6)
$$\left\{ \frac{W}{r} \frac{D}{r} \frac{d(\rho \Delta T)}{dr} \right\} \frac{G}{r} = M_{rz}$$

Wanneer men atoomtheorie in aanmerking neemt (omvorming vloeistof) geldt
voor het $\frac{G}{r}$ Klein is vergelijkbaar met $\frac{D}{r}$, zodat (2.6) ook in de eenvoudig-
ste vorm kan worden geschreven.

Ook de vloeistoftransportvergelijking kan zoo voor de aanwezigheid worden opgesteld.

De lichte:
(2.7)
$$\left\{ \frac{W}{r} \frac{D}{r} \frac{d(\rho \Delta T)}{dr} \right\} \frac{G}{r} = V + \frac{D}{r} \frac{d(\rho \Delta T)}{dr}$$

In de atoomtheorie geldt $c = \text{constant} = c_p$. In plaats van de temperatuur behoort
bij atoomtheoretische processen de potentiële temperatuur te worden beschouwd. Het
echter de temperatuurverandering tussen twee en omgeving horizontaal plaats vindt,
kan van het invloeden der potentiële temperatuur worden afgeleid.

Vergelijking (2.7) wordt op de volgende wijze:

(2.8)
$$\left| \Delta T \right|_{max} = \frac{D}{x} \frac{d(\rho \Delta T)}{dx}$$

Bij den vloeistoftransport (2.7) het constante temperatuurverschil tussen
de vloeistof in de uitstroomopening en de vloeistof in de ingestroomde ruimte bij-
van den vloeistoftransport. Het een werk in de ruimte berekend de invloeding van een
constante ΔT , dat volgens de beschreven methode (dit wil zeggen, dat er geen

wisselwerking tusschen de deeltjes in en buiten de wolk is) een constant temperatuurverschil tusschen de wolk en de buitenlucht bestaat, onafhankelijk van de hoogte.

Latere onderzoekingen, o.a. van Howarth (1938) hebben aangetoond, dat het warmte-transport, dat bij vloeistofstralen optreedt, niet volledig kan worden verklaard met de theorie van Prandtl.

Een beter inzicht in het mechanisme van het warmtetransport bij vloeistofstralen, krijgt men door uit te gaan van de beschouwingen van Taylor, die rekening hield met de rotatie van de vloeistofklompjes, die voor de warmteoverdracht zorgen. De verschillen, die optreden tusschen deze beide theorieën, zijn zoo gering, dat hiervan in het varvolg zal worden afgezien.

26. De inhomogeniteit van de atmosfeer.

Inmiddels treedt bij de toepassing van deze beschouwingen op de atmosfeer nog een moeilijkheid op. Vergelijking (23.2) werd door Tollmien opgelost voor een homogene atmosfeer met behulp van de continuïteitsvergelijking:

$$\frac{\partial W}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial V}{\partial r} = 0 \tag{26.1}$$

Aangezien deze vergelijking niet geldt voor een inhomogene vloeistof, wordt de reeksontwikkeling, die Tollmien toepaste voor dit geval veel ingewikkelder. De algemeene oplossing is onbekend en als gevolg hiervan kan de oppervlakteweerstand uitsluitend worden berekend voor cumuliforme wolken, die opstijgen in een homogene atmosfeer.

Ten slotte dient men te bedenken, dat een cumuliforme wolk nooit precies rotatie-symmetrisch is. Dit volgt reeds uit de directe waarneming. Bovendien hebben zwevers aangetoond, dat een cumuliforme wolk gewoonlijk uit een aantal "kernen" bestaat met sterke stijgende beweging.

Tusschen deze kernen bevinden zich gebieden met relatief zwakke stijgende stroomingen of zelfs dalende beweging (zie o.a. Pielsticker, 1940).

Wanneer dus in het volgende de cumuliforme wolken worden behandeld als symmetrische opwaartsche luchtstroomingen beteekent ook dit een vereenvoudiging ten opzichte van de in het algemeen in de natuur optredende vormen.

- waanzichting tussen de deeltjes in een constant tempera-
 - turenverval tussen de deeltjes en de buitenlucht bestaat, waarbij de
 - laatste onderzoekingen, o.m. van Hovarth (1938) hebben aangetoond, dat het aantal
 - transport, dat bij viscoelasticiteit optreedt, niet volledig kan worden verklaard
 met de theorie van Prandtl.
 Een beter inzicht in het mechanisme van het transport bij viscoelasticiteit
 krijgt men door niet te gaan van de beschouwingen van Taylor, die rekening hield met
 de rotatie van de vloeistofdeeltjes, die voor de warmteoverdracht zorgen. De ver-
 schillen, die optreden tussen deze beide theorieën, zijn ook gering, dat blijkt
 in het verloop van de berekeningen.

26. De inhomogeniteit van de stroomster.

Inmiddels treedt bij de bespreking van deze beschouwingen op de stroomster nog
 een moeilijkheid op. Volgens (25.2) werd door Tolman opgesteld voor een ho-
 mogeen stroomster met behulp van de continuïteitsvergelijking:

$$(26.1) \quad \rho = \frac{v}{r} + \frac{w}{2r}$$

Wanneer deze vergelijking niet leidt voor een inhomogene vloeistof, wordt
 de reekentwijzeling, die Tolman maakte voor dit geval veel ingewikkelder. De
 algemene oplossing is onbekend en als gevolg hiervan kan de opgelaste toestand
 niet anders worden berekend voor een willekeurige vloeistof, die optreden in een homogene
 stroomster.

Ten eerste dient men te bedenken, dat een willekeurige vloeistof nooit precies tot
 de symmetrie is. Dit volgt reeds uit de directe waarneming. Bovendien hebben
 wevers aangetoond, dat een willekeurige vloeistof gewoonlijk uit een aantal "kernen"
 bestaat met sterke stijgende beweging.

Tussen deze kernen bevinden zich gebieden met relatief zwakke stijgende stroom-
 ningen of zelfs dalende beweging (zie o.m. Kistemaker, 1940).
 Zesmaal dat in het volgende de willekeurige vloeistof worden behandeld als symme-
 trische opgestapte luchtstroomingen betekent ook dat een vereenvoudiging ten op-
 zichte van de in het algemeen in de natuur optredende vorm.

Hoofdstuk VI

De oppervlakteweerstand van cumuliforme wolken in een homogene atmosfeer.

27. Inleiding.

Een in een homogene atmosfeer opstijgende cumulus vertoont hydrodynamisch eenige overeenkomst met een vloeistofstraal, die in een met vloeistof gevulde ruimte spuit. De betrekkingen, die voor de snelheids- en temperatuurverdeling in zoo'n vloeistofstraal zijn afgeleid, kunnen worden gegeneraliseerd en op cumuliforme wolken toegepast. Daar deze betrekkingen in hoofdstuk V zijn afgeleid voor rotatiesymmetrische vloeistofstralen, zal voortaan ook worden verondersteld, dat de cumuliforme wolken rotatiesymmetrisch zijn.

Bij het opstijgen van cumuliforme wolken ontstaan, ten gevolge van de snelheidsverschillen binnen en buiten de wolk, turbulente bewegingen. Door deze turbulente bewegingen kunnen deeltjes uit de wolk van plaats verwisselen met deeltjes buiten de wolk. Evenals bij den vloeistofstraal is het gevolg van deze turbulente uitwisseling, dat luchtdeeltjes uit de buitenlucht aan de verticale beweging gaan deelnemen, terwijl de deeltjes uit de wolk, door de impuls-overdracht worden geremd. Wanneer wordt afgezien van de verticale component van de Coriolis-versnelling, geldt voor de verticale beweging van een wolkdeeltje met eenheid van massa de vergelijking:

$$\frac{dW}{dt} + \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{\rho_m} R = 0 \quad (27.1)$$

In deze vergelijking beteekenen: W de verticale snelheid van het beschouwde wolkdeeltje, t de tijd, ϕ de geopotential, z de hoogte, ρ_m de dichtheid van het wolkdeeltje, p de luchtdruk en R de wrijving per volume-eenheid.

Het is nu mogelijk (27.1) zoodanig om te werken, dat de nieuwe vergelijking analoog wordt aan (23.3).

In de eerste plaats is $\phi = \int g dx$ en dus $\frac{\partial \phi}{\partial z} = g$. Wanneer de buitenlucht in rust is, geldt $d\rho_a = -g\rho_a dx$, waarbij ρ_a en ρ_a de druk resp. de dichtheid van de buitenlucht zijn.

Zooals in § 4 bleek, kan (27.1) worden omgevormd tot:

$$\frac{dW}{dt} + g - \frac{g\rho_a}{\rho_m} - \frac{1}{\rho_m} R = 0 \quad (27.2)$$

Wanneer stationnaire beweging in de wolk wordt ondersteld en voor de wrijving de Prandtl'sche uitdrukking $-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho_m l^2 \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\}$ geschreven wordt, krijgt men voor de beweging van een wolkdeeltje de volgende vergelijking:

$$W \frac{\partial W}{\partial z} + V \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{\rho_a - \rho_m}{\rho_m} g - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ l^2 \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (27.3)$$

Bij het behandelen van den vormweerstand bleek, dat de bewegingen in een cumu-

De opgevoelkwestie van dimmende wolken in een horizontaal

stroom

27. Inleiding.

Men in een horizontaal stroom opstijgende en dalende verticale bewegingen van de wolkenmassa's. De overeenkomst met een verticale stroom, die in een met verticale beweging is, is duidelijk. De betrekkingen, die voor de afval- en opstijgende bewegingen in een verticale stroom zijn afgeleid, kunnen worden toegepast op de opstijgende en dalende bewegingen in een horizontaal stroom. Het is duidelijk, dat de opstijgende bewegingen in een horizontaal stroom, zal voortaan ook worden verondersteld, dat de opstijgende bewegingen in een horizontaal stroom zijn.

Bij het opstijgen van dimmende wolken ontstaan, ten gevolge van de afval- en opstijgende bewegingen, verschillen in de vorm van de wolken. Door deze verschillen kunnen bewegingen ontstaan die de vorm van de wolken veranderen met de tijd. De bewegingen in een horizontaal stroom zijn afgeleid van de verticale bewegingen in een verticale stroom. Het is duidelijk, dat de opstijgende bewegingen in een horizontaal stroom, zal voortaan ook worden verondersteld, dat de opstijgende bewegingen in een horizontaal stroom zijn.

Men kan de opstijgende bewegingen in een horizontaal stroom, zal voortaan ook worden verondersteld, dat de opstijgende bewegingen in een horizontaal stroom zijn.

(27.1)

$$0 = \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

In deze vergelijking betekenen: ρ de verticale snelheid van het beschouwdde wolk-deeltje, t de tijd, ϕ de geopotential, z de hoogte, ρ_m de dichtheid van het wolk-deeltje, ρ de dichtheid en R de wrijving per volume-eenheid.

Het is nu mogelijk (27.1) te schrijven om te werken, dat de nieuwe vergelijking analoog wordt aan (27.2).

In de eerste plaats is $\phi = \int p \, dz$ en dus $\frac{\partial \phi}{\partial z} = p$. Wanneer de buitenlucht in rust is, geldt $\frac{\partial \phi}{\partial z} = -p$, waarbij p en ρ de druk resp. de dichtheid van de buitenlucht zijn.

Zoals in § 4 bleek, kan (27.1) worden omgevormd tot:

(27.2)

$$0 = \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Wanneer stationaire beweging in de wolk wordt onderzocht en voor de wrijving de Prandtl'sche uitdrukking $\left\{ \rho_m \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \rho_m \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} + \rho_m \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \right\}$ geschreven wordt, krijgt men voor de beweging van een wolkdeeltje de volgende vergelijking:

(27.3)

$$W \frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \left\{ \rho_m \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \rho_m \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} + \rho_m \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \right\}$$

Bij het behandelen van den vormveranderend bleek, dat de bewegingen in een even-

liforme wolk niet stationnair zijn; hiervan zal echter voorloopig worden afgezien.

Vergelijking (27.3) is, op den term $\frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} g$ na, juist gelijk aan vergelijking (23.3), de vergelijking voor de beweging in een vloeistofstraal. Wegens de aanwezigheid van den term $\frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} g$, de kracht per massa-eenheid, die de verticale beweging in de cumuliforme wolk modificeert, zal een correctie op het resultaat van Tollmien voor den vloeistofstraal moeten worden ingevoerd.

Behalve de hoeveelheid van beweging worden ook andere eigenschappen tusschen de wolk en haar omgeving uitgewisseld, o.a. het watergehalte per volume-eenheid, A , en de warmte-inhoud per volume-eenheid. Onder watergehalte per eenheid van volume, A , wordt in de buitenlucht de absolute vochtigheid verstaan. In de wolk bestaat het watergehalte per volume-eenheid uit de som van de (meest maximale) absolute vochtigheid en het vloeibare of vaste water per volume-eenheid in de wolk. Doorgaans geldt dus, dat A_m grooter is dan A_u . Door de turbulente uitwisseling neemt A_m dus af, hetgeen aanleiding geeft tot het verdampen van water of ijs in de wolk en dus tot een afkoeling van de wolk. Door deze A -uitwisseling wordt de dichtheid van de wolk dus grooter d.w.z. door de A -uitwisseling wordt de wolk geremd. Van deze afremming wordt afgezien.

Het proces van de warmte-uitwisseling tusschen de wolk en haar omgeving wordt beschreven door vergelijking (25.6):

$$W \frac{\partial(c_a T)}{\partial x} + V \frac{\partial(c_a T)}{\partial z} = - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ l^2 \frac{\partial(c_a T)}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \quad 1)$$

Deze vergelijking geldt exact voor vloeistofstralen, wanneer de dichtheid van de vloeistof binnen en buiten den straal dezelfde is. Zoals in het vorige hoofdstuk bleek, stelt bij toepassingen op de atmosfeer de bovenstaande vergelijking een goede benadering voor.

Bij de behandeling van den vloeistofstraal werd het temperatuurverschil tusschen den straal in de uitstroomopening en de ongestoorde vloeistof, $(\Delta T)_0$, constant ondersteld. Indien geen menging zou optreden, zou het temperatuurverschil tusschen den straal en zijn omgeving overal gelijk blijven aan $(\Delta T)_0$. Geen menging (en afzien van de tegenstrooming) wil in de atmosfeer zeggen, dat de beweging met behulp van de deeltjesmethode kunnen worden onderzocht. Wanneer dus volgens de deeltjes-methode het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving constant blijft, kan het meteorologische probleem als een analoog van het hydrodynamische probleem worden beschouwd (afgezien van de tegenstrooming).

In het algemeen verandert het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving met de hoogte. Het zal echter blijken, dat de resultaten van het vorige

1) In de meteorologie wordt ook wel $\rho(c_p T + L x)$ de warmte-inhoud per volume-eenheid genoemd. Het beschouwen van deze grootheid stuit echter op moeilijkheden, aangezien het verloop van x (de mengverhouding) met de hoogte in het algemeen zeer onregelmatig is.

liforme wolk niet stationair zijn; hiervan zal echter voortdurend worden afgeleid.
 Vergelijking (27.5) is, op den term $\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ na, juist gelijk aan vergelijking
 (27.2). De vergelijking voor de beweging in een vloeistofstraal. Wegens de kanne-
 righeid van den term $\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$, de kracht per volume-eenheid, die de verticale be-
 weging in de omvullende wolk modificeert, zal een correctie op het resultaat van
 Tolman voor een vloeistofstraal moeten worden ingevoerd.

Inzake de hoërvaltheit van beweging worden ook andere afhankelijkheden tusschen
 de wolk en haar omgeving afgeleid, o.a. het watergehalte per volume-eenheid,
 A, en de warmte-inhoud per volume-eenheid. Onder watergehalte per eenheid van
 volume, A, wordt in de latere hoofdstuk de absolute vochtigheid verstaan. In de wolk
 bestaat het watergehalte per volume-eenheid uit de som van de (meest maximale)

absolute vochtigheid en het vloeibare of vaste water per volume-eenheid in de wolk.
 Doorgaans geldt dus, dat A groter is dan A'. Door de turbulente uitwisseling neemt
 A' dus af, hetgeen aangeeft dat het verdampen van water of ijs in de wolk
 en dus tot een afkooling van de wolk. Door deze A-uitwisseling wordt de dichtheid
 van de wolk dus groter o.w.z. door de A-uitwisseling wordt de wolk geleidelijk
 deze afkooling wordt afgeleid.

Het proces van de warmte-uitwisseling tusschen de wolk en haar omgeving wordt
 beschreven door vergelijking (27.6):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{W}{\rho} \frac{d(\Delta T)}{dz} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} \left(\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right) = - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} \left(\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} \left(\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)$$

Deze vergelijking geldt exact voor vloeistofstralen, wanneer de dichtheid van de
 vloeistof binnen en buiten den straal dezelfde is. Zoals in het vorige hoofdstuk
 bleek, stelt bij toepassing op de atmosferische bovenstaande vergelijking een ge-
 de benadering voor.

Bij de behandeling van den vloeistofstraal wordt het temperatuurverschil tusschen
 den straal in de uitstroomopening en de omliggende vloeistof, (ΔT) , constant
 ondersteld. Indien geen menging zou optreden, zou het temperatuurverschil tusschen
 den straal en zijn omgeving overal gelijk blijven aan (ΔT) . Geen menging (en
 strijd van de tegenstrooming) wil in de atmosfeer zeggen, dat de beweging met de
 hulp van de heijlzaamheden kunnen worden onderzocht. Wanneer dan volgens de daer-
 toe-methode het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving constant
 blijft, kan het meteorologische probleem als een analogon van het hydrodynamische
 probleem worden beschouwd (afgezien van de tegenstrooming).

In het algemeen verandert het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar om-
 geving met de hoogte. Het zal echter blijken, dat de resultaten van het vorige

In de meteorologie wordt ook wel $\rho(z, T, L)$ de warmte-inhoud per volume-een-
 heid genoemd. Het beschouwen van deze grootte als een functie van de hoogte in het algemeen
 kan gezien het verloop van L (de mengverhouding) met de hoogte in het algemeen
 zeer onregelmatig is.

hoofdstuk ook tot het geval van een veranderlijk temperatuurverschil kunnen worden generaliseerd.

Ten slotte wordt nog van een verder effect afgezien.

Wanneer de verticale temperatuurgradiënt in de atmosfeer niet gelijk is aan de droog-adiabatisch^e, zullen luchtdeeltjes, die door de opstijgende wolk worden meegesleurd en waarin geen condensatie optreedt, door de droog-adiabatische afkoeling kouder worden dan hun omgeving en dus extra remmend op de opstijgende beweging van de wolk werken. Dat dergelijke toestanden, waarbij de opstijgende strooming ook buiten de (zichtbare) wolk voorkomt, fysieke realiteit hebben, blijkt uit de ervaringen van zweefvliegers (Walker, 1939).

De effecten, die hier in eerste instantie worden verwaarloosd (*A*-transport, droog-adiabatische afkoeling van meegesleepte buitenlucht en tegenstrooming) werken remmend op de beweging van de wolk. Het resultaat van de hier volgende berekeningen geeft dus de minimale afremming van de wolk, als gevolg van de turbulente wrijving en turbulente warmte-uitwisseling.

28. Indeeling van het onderzoek.

Het onderzoek aangaande den invloed van de turbulente wrijving op cumuliforme wolken zal in drie trappen plaats vinden.

a) Als eenvoudigst geval zal worden onderzocht, wat de invloed van de turbulentie is indien de wolk geen dichtheidsverschil en dus geen temperatuurverschil met haar omgeving vertoont. Dit geval correspondeert rechtstreeks met het normale geval van den vloeistofstraal, die in een met vloeistof gevulde ruimte spuit.

b) Het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving is constant volgens de deeltjesmethode. Dit geval komt overeen met dat van een vloeistofstraal waarbij een constant temperatuurverschil bestaat tusschen den straal in de uitstroomopening en de omgevende vloeistof.

c) Het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving varieert met de hoogte. Voor den vloeistofstraal zou dit beteekenen, dat het temperatuurverschil tusschen den straal in de uitstroomopening en de omringende vloeistof voortdurend varieerde.

29. a. De wolk heeft een opwaartsche snelheid en is even dicht als haar omgeving.

In dit geval openbaart de turbulente wrijving zich uitsluitend als een remming, ten gevolge van overdracht van hoeveelheid van beweging. Een uitwisseling van warmte-inhoud vindt hier niet plaats, daar $\Delta T = 0$ is. Het geval kan zich in de natuur voordoen wanneer de geometrische toestandskromme en de verzadigde-adiabaat, dien

de condenseerende wolkucht volgt, samen vallen¹⁾. De Cumulus zal dan van de soort humilis zijn. De kinetische energie van de wolk kan veroorzaakt zijn door een impuls beneden het condensatieniveau.

De bewegingsvergelijking voor de wolk luidt hier:

$$W \frac{\partial W}{\partial z} + V^2 \frac{\partial W}{\partial z} = - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ D_z^2 \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (29.1)$$

Voor de wolk geldt dan dezelfde oplossing als voor den vloeistofstraal gevonden werd. De wolk breidt zich dus in de richting van de positieve Z-as kegelvormig uit met $\frac{dD_z}{dz} = 0.428$, waarbij D_z de doorsnede van de wolk in het niveau z is.

In Hoofdstuk V kwam naar voren, dat bij benadering mag worden ondersteld, dat in de wolkenbasis reeds de Tollmiensche snelheidsverdeling aanwezig is. Dit wil zeggen, dat de oorsprong van het coördinaten stelsel $2,34 D_0$ beneden de wolkenbasis moet worden genomen, waarbij D_0 de doorsnede van de wolkenbasis voorstelt.

In analogie met de snelheidsverdeling langs de as van den vloeistofstraal, zooals die door Ruden werd aangegeven, geldt voor de snelheid in de as van de wolk in een niveau z :

$$W_z = \frac{6.45 D_0}{z} W_0 \quad (29.2)$$

Hierin beteekenen W_z de snelheid in de as van de wolk in het niveau z en W_0 en D_0 de uitstroom snelheid in en de doorsnede van een fictieve uitstroomopening, die ergens beneden de wolkenbasis is gelegen. Dit wil zeggen, dat met behulp van een gelijkvormig met de snelheid W_0 uit deze opening D_0 vloeiende luchtstroom dezelfde snelheidsverdeling in de basis van de wolk en daarboven zou worden verkregen.

Daar nu in de wolkenbasis de Tollmiensche snelheidsverdeling heerscht, geldt ook:

$$W_0 = \frac{6.45 D_0}{z_0} W_0 = \frac{6.45 D_0}{2.34 D_0} W_0 \quad (29.3)$$

waarbij W_0 en z_0 de maximale snelheid in en de hoogte van de wolkenbasis t.o.v. de denkbeeldige uitstroomopening voorstellen. Uit (29.2) en (29.3) volgt:

$$W_z = \frac{2.34 D_0}{z} W_0 \quad (29.4)$$

Wanneer men nu voor z schrijft $2.34 D_0 + \lambda D_0$ waarin dus λ de hoogte boven de wolkenbasis aangeeft, uitgedrukt in de doorsnede van de wolkenbasis, vindt men voor de snelheid in de as van de wolk op een willekeurige hoogte λD_0 boven de basis

1) In werkelijkheid kan men niet van één verzadigden adiabaat, dien de wolkucht zou volgen, spreken. Verschillende wolkgedeelten stammen veelal uit verschillende niveau's, terwijl ook de menging maakt, dat niet overal in de wolk dezelfde verzadigde adiabaat wordt gevolgd. Bovendien treedt een dergelijk effect op, doordat de verschillende wolkelementen geen gelijke hoeveelheid water bevatten, door gedeeltelijk uitregenen [Fjeldstad (1925)]. Van dit effect wordt hier afgezien. Met "de verzadigde adiabaat" wordt dus een gemiddelde verzadigde adiabaat bedoeld.

$$W \frac{dW}{dx} + \sqrt{\frac{dW}{dx}} = \frac{1}{2} \frac{d^2W}{dx^2}$$

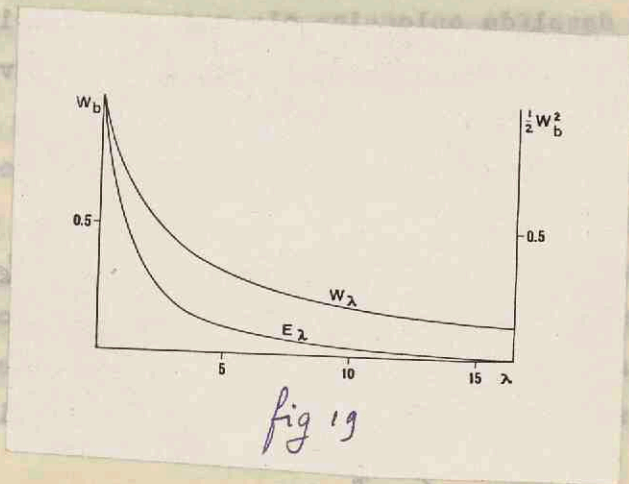


fig 19

$$W_x = \frac{dW}{dx}$$

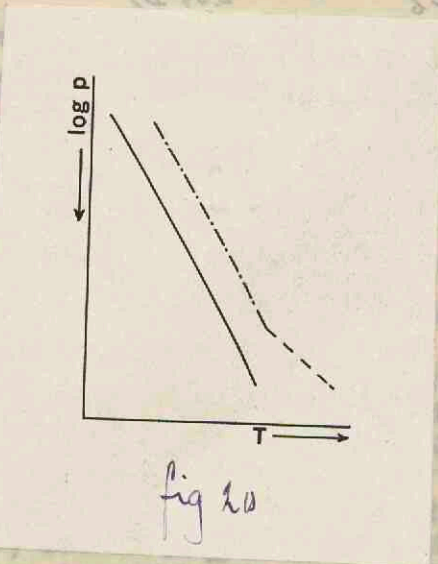


fig 20

$$W_{\lambda}^{-} = \frac{2,34}{2,34 + \lambda} W_6 \quad (29.5)$$

Als snelheidsprofiel in de doorsnede λ door de wolk kan weer het Tollmiensche profiel uit fig. 16 worden genomen. Uit W_{λ}^{-} kan dan de snelheid in ieder punt van de doorsnede λ worden bepaald. De deeltjes-methode geeft voor het geval van een opstijgende luchtstroaming, die even dicht is als haar omgeving, een constante stijgsnelheid en een constante kinetische energie. Wanneer de turbulente wrijving in rekening wordt gebracht, blijken deze grootheden voortdurend af te nemen. In fig. 19 zijn de snelheid en de kinetische energie van een massa-eenheid in de as van de wolk uitgezet en daarbij vergeleken met de constante snelheid en kinetische energie, die de deeltjes-methode geeft. Het blijkt, dat voor $\lambda = 1$, dat is dus op een hoogte D_6 boven de wolkenbasis, de kinetische energie reeds tot de helft van de waarde in de basis is afgenomen. De energiedissipatie ten gevolge van de turbulentie is blijkbaar aanzienlijk.

30. b. Het temperatuurverschil tusschen de toestandscurve en den verzadigden adia-
baat, dien een wolkdeeltje zonder menging zou volgen, is constant.

Volgens de theorie van Reisdal (1930) is voor het ontstaan van cumuli congesti en cumulonimbi het vrijkomen van vochtiglabiele energie een noodzakelijke voorwaarde. Dit wil zeggen, dat de wolk lichter moet wezen, dan haar omgeving. Voor een eenheid van masse geldt dan de vergelijking:

$$W \frac{\partial W}{\partial z} + U \frac{\partial W}{\partial r} = \frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} g - \frac{1}{\rho_m} R \quad (30.1)$$

Wanneer de turbulente menging in aanmerking wordt genomen, moet in de eerste plaats voor $\frac{1}{\rho_m} R$ de vorm $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ L^2 \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\}$ worden gezet, terwijl in de tweede plaats de invloed van de menging op $\frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} g$ dient te worden nagegaan. Hiertoe laat

$\frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} g$ zich met behulp van de toestandsvergelijking voor ideale gassen omvormen tot: $\frac{T_m - T_d}{T_d} g = \frac{\Delta T}{T_d} g$. Hier wordt dus het geval beschouwd, dat ΔT constant blijft volgens de deeltjes-methode (zie fig. 20).

Er moet nu met twee effecten rekening gehouden worden: 1°. De wolk wordt afgeremd door de uitwisseling van hoeveelheid van beweging. 2°. De kracht $\frac{\Delta T}{T_d} g$ wordt verminderd door de uitwisseling van warmte-inhoud.

Beide effecten geven aanleiding tot een relatieve vertraging van de wolkdeeltjes. De individueele snelheidsverandering, die een wolkdeeltje ondergaat, kan als volgt worden gesplitst:

$$\frac{dW_{\lambda}}{dt} = \left(\frac{dW_{\lambda}}{dt} \right)_w + \left(\frac{dW_{\lambda}}{dt} \right)_{\Delta T} \quad (30.2)$$

Hierbij beteekent $\left(\frac{dW_{\lambda}}{dt} \right)_w$ de individueele snelheidsverandering van een deeltje op de hoogte λD_6 boven de wolkenbasis als gevolg van de turbulente uitwisseling van hoeveelheid van beweging en $\left(\frac{dW_{\lambda}}{dt} \right)_{\Delta T}$ de individueele snelheidsverandering van

$$W_{\lambda} = \frac{W_{\lambda}}{\lambda + \lambda} = W_{\lambda}$$

Als analoog wordt in de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld van de kracht λ kan dan de energie van de deeltjes in een veld van de kracht λ worden berekend. De deeltjes worden voortbewogen door de kracht λ en de energie van de deeltjes wordt voortbewogen door de kracht λ . De deeltjes worden voortbewogen door de kracht λ en de energie van de deeltjes wordt voortbewogen door de kracht λ . De deeltjes worden voortbewogen door de kracht λ en de energie van de deeltjes wordt voortbewogen door de kracht λ .

fig. 19. De energie van de deeltjes in een veld van de kracht λ .

30. d. Het temperatuurverschil tussen de toestandscourve en de veranderingen daarin, zijn een voldoende reden om te zeggen, dat constant.

Volgens de theorie van Bethe (1930) is voor het ontstaan van een constant en constant dat vrijkomen van mechanische energie een noodzakelijke voorwaarde is. Dit wil zeggen, dat de wolk licht moet worden, dan het opgevoerd. Voor een eenheid van massa leidt dan de vergelijking:

$$W_{\lambda} = \frac{W_{\lambda}}{\lambda} + \frac{W_{\lambda}}{\lambda} = \frac{W_{\lambda}}{\lambda} + \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$$

Wanneer de turbulente menging in aanmerking wordt genomen, moet in de eerste plaats voor λ de vorm $\frac{W_{\lambda}}{\lambda}$ worden aangenomen, terwijl in de tweede plaats de invloed van de menging op $\frac{W_{\lambda}}{\lambda}$ dient te worden nagezien. Hierbij laat men het met behulp van de toestandscourve voor ideale gassen overnemen. Hier wordt dus het geval beschouwd, dat λ constant blijft volgens de deeltjes-theorie (zie fig. 19). Er moet nu met twee effecten rekening gehouden worden: λ . De wolk wordt afgevoerd door de uitwisseling van hoeveelheid van beweging. λ . De wolk wordt afgevoerd door de uitwisseling van hoeveelheid van beweging. De wolk wordt afgevoerd door de uitwisseling van hoeveelheid van beweging. De wolk wordt afgevoerd door de uitwisseling van hoeveelheid van beweging.

$$W_{\lambda} = \frac{W_{\lambda}}{\lambda} + \frac{W_{\lambda}}{\lambda} = \frac{W_{\lambda}}{\lambda} + \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$$

30. e. Het temperatuurverschil tussen de toestandscourve en de veranderingen daarin, zijn een voldoende reden om te zeggen, dat constant.

hetzelfde deeltje, ten gevolge van het temperatuuroverschot van dit deeltje ten opzichte van de ongestoorde buitenlucht.

Men kan nu onderstellen, dat aan de wolkenbasis, behalve de Tollmiensche snelheidsverdeeling ook een temperatuurverdeeling heerscht, zooals uit de in Hoofdstuk V besproken afleiding volgt. Voor het temperatuurverschil $\Delta_\lambda T$ tusschen een wolkdeeltje in de as van de wolk op een hoogte λD_6 boven de wolkenbasis en de buitenlucht geldt dan analoog met (29.5):

$$\Delta_\lambda T = \frac{2,34}{2,34 + \lambda} (\Delta_6 T) \tag{30.3}$$

Hierbij beteekent $\Delta_6 T$ het temperatuurverschil tusschen de as van de wolk en de buitenlucht in het basisniveeu van de wolk.

Uit deze betrekking voor $\Delta_\lambda T$ volgt:

$$\left(\frac{dW_\lambda}{dt} \right)_{\Delta T} = \frac{2,34 (\Delta_6 T)}{(2,34 + \lambda) T_d} g \tag{30.4}$$

Near analogie van (29.5) kan de snelheid in de wolkenas hier worden geschreven als:

$$W_\lambda = \frac{2,34}{2,34 + \lambda} f(\lambda) \tag{30.5}$$

Voor W_λ uit (29.5) is hier dus een functie $f(\lambda)$ gezet, die onder invloed van $\left(\frac{dW_\lambda}{dt} \right)_{\Delta T}$ met λ verandert.

Bij een stationnaire strooming in de wolk geldt in de as ($V_\lambda = 0$):

$$\frac{dW_\lambda}{dt} = W_\lambda \frac{\partial W_\lambda}{\partial z} = \frac{2,34}{2,34 + \lambda} f(\lambda) \left\{ f(\lambda) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2,34}{2,34 + \lambda} \right) + \frac{2,34}{2,34 + \lambda} \frac{\partial f(\lambda)}{\partial z} \right\} \tag{30.6}$$

De eerste term van het laatste lid van (30.6) stelt de snelheidsverandering tengevolge van de uitwisseling van hoeveelheid van beweging, dus $\left(\frac{dW_\lambda}{dt} \right)_w$, volkomen naar analogie van (29.5).

Voor den tweeden term uit het laatste lid van (30.6) geldt dan:

$$\frac{2,34^2}{(2,34 + \lambda)^2} f(\lambda) \frac{\partial f(\lambda)}{\partial z} = \left(\frac{dW_\lambda}{dt} \right)_{\Delta T} = \frac{2,34 (\Delta_6 T)}{(2,34 + \lambda) T_d} g \tag{30.7}$$

Deze vergelijking kan worden opgelost met behulp van de betrekking $z = 2,34 D_6 + \lambda D_6$

Hieruit volgt nl:

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{dz} = \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{d(z/D_6 - 2,34)}{dz} = \frac{1}{D_6} \frac{\partial}{\partial \lambda}$$

De bepaling van de snelheidsverdeeling langs de as van de wolk komt nu neer op de oplossing van de volgende differentiaalvergelijking:

$$f(\lambda) \frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda} = D_6 \frac{2,34 + \lambda}{2,34} \frac{\Delta_6 T}{T_d} g \tag{30.8}$$

Integratie van 0 tot λ geeft:

$$\frac{1}{2} \{ f(\lambda)^2 - f(0)^2 \} = D_6 \int_0^\lambda \frac{2,34 + \lambda}{2,34} \frac{\Delta_6 T}{T_d} g d\lambda \tag{30.9}$$

Behalve $\frac{2,34 + \lambda}{2,34}$ is ook $\frac{1}{T_d}$ een functie van λ . Teneinde den integraal eenvoudig te houden, kan voor $\frac{1}{T_d}$ een gemiddelde waarde worden aangenomen volgens de stelling van het gemiddelde van Weierstrasz:

$$\frac{1}{2} f(\lambda)^2 = D_6 \frac{(\Delta_6 T) g}{2,34} \left[\frac{1}{T_d} \right] \int_0^\lambda (2,34 + \lambda) d\lambda + \frac{1}{2} f(0)^2 = D_6 \frac{(\Delta_6 T) g}{2,34} \left[\frac{1}{T_d} \right] \left\{ \frac{1}{2} (2,34 + \lambda)^2 - \frac{1}{2} \cdot 2,34^2 \right\} + \frac{1}{2} f(0)^2 \tag{30.10}$$

Het verschil in de temperatuurverval van de draad is
 afhankelijk van de draaddiameter. Het verschil in de
 temperatuurverval van de draad is afhankelijk van de
 draaddiameter. Het verschil in de temperatuurverval van de
 draad is afhankelijk van de draaddiameter.

(30.2)

$$T_0 \Delta T = \frac{v \cdot \lambda}{\lambda + v \cdot \lambda}$$

Het verschil in de temperatuurverval van de draad is
 afhankelijk van de draaddiameter. Het verschil in de
 temperatuurverval van de draad is afhankelijk van de
 draaddiameter. Het verschil in de temperatuurverval van de
 draad is afhankelijk van de draaddiameter.

(30.3)

$$p = \frac{dW_{\lambda}}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \right)$$

Het verschil in de temperatuurverval van de draad is
 afhankelijk van de draaddiameter. Het verschil in de
 temperatuurverval van de draad is afhankelijk van de
 draaddiameter. Het verschil in de temperatuurverval van de
 draad is afhankelijk van de draaddiameter.

(30.4)

$$W_{\lambda} = \frac{v \cdot \lambda}{\lambda + v \cdot \lambda}$$

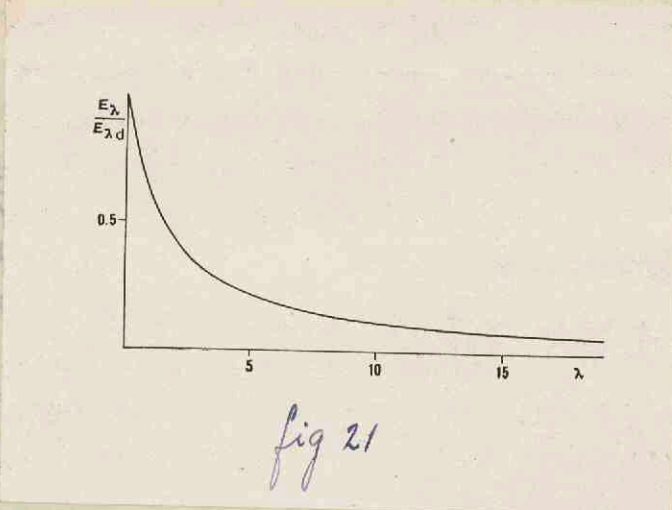


fig 21

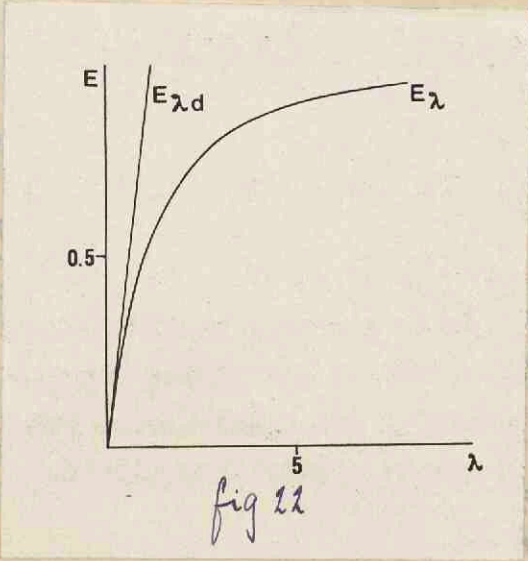


fig 22

De kinetische energie van een massa-eenheid in de as van de wolk op een hoogte λD_0 boven de basis van de wolk bedraagt $E_\lambda = \frac{1}{2} W_\lambda^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{2,34}{2,34 + \lambda} \right)^2 (\lambda)^2$
 Met behulp van (30.10) kan hiervoor worden geschreven:

$$E_\lambda = D_0 \frac{(\Delta_0 T) g}{2,34} \left[\frac{1}{T_0} \right] \left\{ \frac{1}{2} \cdot 2,34^2 - \frac{1}{2} \frac{2,34^4}{(2,34 + \lambda)^2} \right\} + \frac{1}{2} \left(\frac{2,34}{2,34 + \lambda} \right)^2 (\lambda)^2 =$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{T_0} \right] D_0 (\Delta_0 T) g \cdot 2,34 \left\{ 1 - \frac{2,34^2}{(2,34 + \lambda)^2} \right\} + \frac{2,34^2}{(2,34 + \lambda)^2} E_0 \quad 1) \quad (30.11)$$

waarbij E_0 de kinetische energie van een asdeeltje in de basis is.

Deze uitdrukking voor E_λ moet nu worden vergeleken met de waarde voor de kinetische energie van een massa-eenheid volgens de deeltjes-methode, dat is dus zonder uitwisseling van hoeveelheid van beweging en warmte-inhoud. Voor deze kinetische energie geeft de deeltjes-methode:

$$E_{\lambda d} = \int_{z_0}^{\lambda D_0} \frac{\rho_a - \rho_m}{\rho_m} g dz + E_{x_0 d} = \int_0^{\lambda D_0} \frac{\rho_a T}{T_d} g D_0 d\lambda + E_{0d} = \left[\frac{1}{T_d} \right] (\Delta_0 T) g D_0 \lambda + E_{0d} \quad (30.12)$$

Hierbij beteekent $E_{0d} = E_{x_0 d}$ de kinetische energie in de basis en z_0 de hoogte van de basis boven den coördinatenoorsprong. Wanneer de invloed van de turbulente mening in de wolk wordt negegaan door (30.11) met (30.12) te vergelijken, kan $E_0 = E_{0d}$ worden gezet. Tusschen de gemiddelde buitenluchttemperaturen $\left[\frac{1}{T_d} \right]$ uit (30.11) en (30.12) zal in het algemeen een verschil bestaan. Relatief is dit verschil echter klein en kan worden verwaarloosd. De fout, die hierbij wordt gemaakt, is hoogstens een paar procent, daar de gemiddelde temperaturen van de buitenlucht volgens beide methoden berekend, nooit meer dan 10° zullen verschillen.

Uit (30.12) volgt, dat $E_{\lambda d}$ lineair toeneemt met λD_0 , d.w.z. met de hoogte boven de wolkenbasis in meters uitgedrukt. $E_{\lambda d}$ is dus onafhankelijk van D_0 wat te verwachten was.

In het algemeen zal $E_0 \neq 0$ zijn, omdat een begin-impuls de beweging moet inleiden. Ziet men hiervan af en stelt men $E_0 = 0$, dan vindt men voor de verhouding van de kinetische energieën volgens de beide hier beschouwde methoden:

$$\frac{E_\lambda}{E_{\lambda d}} = \frac{\frac{1}{2} D_0 (\Delta_0 T) g \cdot 2,34 \left[\frac{1}{T_d} \right] \cdot \frac{1 - \frac{2,34^2}{(2,34 + \lambda)^2}}{\lambda}}{D_0 (\Delta_0 T) g \left[\frac{1}{T_d} \right]} = 2,34 \frac{\frac{1}{2} \lambda + 2,34}{(\lambda + 2,34)^2}$$

$\frac{E_\lambda}{E_{\lambda d}}$ is in fig. 21 tegen λ uitgezet. Naarmate dus voor een bepaalde hoogte x boven de wolkenbasis de waarde van λ grooter is, d.w.z. D_0 kleiner is, is E_λ kleiner vergeleken met $E_{\lambda d}$, of anders gezegd:

De invloed van de turbulente wrijving is grooter, naarmate de basisdoorsnede D_0 kleiner is.

Op een gelijk aantal meters boven de basis zal bij dezelfde $\Delta_0 T$ de snelheid in die wolk het grootst zijn, die de grootste basisdoorsnede heeft.

In figuur 22 is aangegeven, hoe de kinetische energie van een luchtdeeltje in de as van een cumulus congestus of een cumulonimbus verandert, volgens de deeltjes-methode en met inachtneming van de oppervlakteweerstand. De kinetische energie is

1) In het bijzondere geval dat $E_0 = \frac{1}{2} D_0 (\Delta_0 T) g \cdot 2,34 \left[\frac{1}{T_d} \right]$ blijkt E_λ constant te zijn. Is $E_0 > \frac{1}{2} \left[\frac{1}{T_d} \right] D_0 (\Delta_0 T) g \cdot 2,34$, dan neemt E_λ met toenemende λ af en omgekeerd.

De kinetische energie van een massa-waarde is de som van de energie van de massa en de energie van de hoogte. De kinetische energie van de massa is $E_k = \frac{1}{2} W v^2 = \frac{1}{2} W \lambda^2 z^2$ en de energie van de hoogte is $E_p = W z$. De totale energie is $E = E_k + E_p = \frac{1}{2} W \lambda^2 z^2 + W z$.

De kinetische energie van de massa is $E_k = \frac{1}{2} W v^2 = \frac{1}{2} W \lambda^2 z^2$ en de energie van de hoogte is $E_p = W z$. De totale energie is $E = E_k + E_p = \frac{1}{2} W \lambda^2 z^2 + W z$.

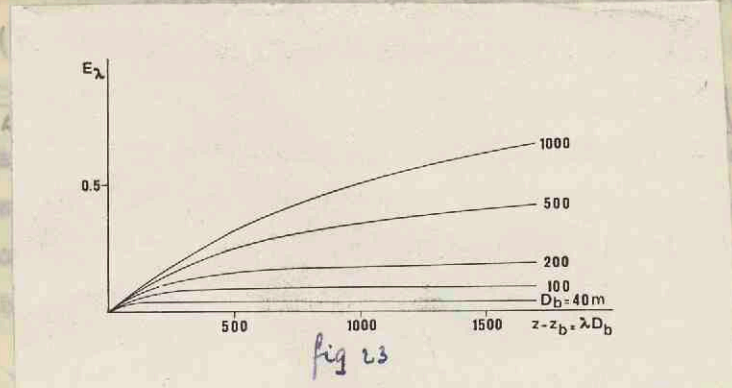


fig 23

In het algemeen zal $E_k \neq 0$ zijn, omdat een begin-impuls de beweging moet in-
 leiden. Het kan hierin af en toe aan $\Delta = 0$, dan vindt men voor de verandering
 van de kinetische energieën volgens de beide hier beschreven methoden:

$$\frac{E_k}{E_p} = \frac{\frac{1}{2} W \lambda^2 z^2}{W z} = \frac{1}{2} \lambda^2 z$$

$$\frac{E_k}{E_p} = \frac{\frac{1}{2} W \lambda^2 z^2}{W z} = \frac{1}{2} \lambda^2 z$$
 is in fig. 23 tegen λ uitgezet. Merkwaardig is voor een bepaalde hoogte z de
 van de volkshuis de waarde van λ groter is, Δ kleiner is, in E_k kleiner
 vergelijken met E_p , of anders gezegd:
de invloed van de trillingswijziging is groter, naarmate de basisdiepte
 Δ kleiner is.
 Op een gelijk aantal meters boven de basis zal bij dezelfde Δ de invloed in
 die zelf het grootst zijn, die de grootste basisdiepte heeft.
 In figuur 23 is aangegeven, hoe de kinetische energie van een inrichting in
 de van een eumale constant of een eumale constant verandert, volgens de beschij-
 methode en met inachtneming van de operatie-toestand. De kinetische energie is

In het bijzonder geval dat $E_k = \frac{1}{2} W \lambda^2 z^2$ en $E_p = W z$ constant is
 zijn. In E_k en E_p is λ constant, z is constant, W is constant, E_k is constant en E_p is constant.

- 66 -

$1,17 D_0 \left[\frac{1}{T_a} \right] (\Delta \theta T)_g$

hier uitgezet tegen λ en is uitgedrukt in E_g is = 0 ondersteld. E_g nadert dus tot een eindige waarde. De snelheid W_{max} vertoont dus een analoog verloop.

Het verschillend gedrag van wolken met ongelijke basisdoorsnede volgt uit figuur 23, waar de kinetische energieën uitgedrukt in $1,17 D_0 \left[\frac{1}{T_a} \right] (\Delta \theta T)_g$ voor verschillende basisdoorsneden tegen $\lambda D_0 = z - z_0$ zijn uitgezet. Uit de figuren 22 en 23 kunnen gemakkelijk analoge grafieken voor de snelheden worden geconstrueerd.

Ten overvloede worde ten slotte nog opgemerkt, dat de snelheidsverdeling over een doorsnede λ van de wolk weer de Tollmien'sche snelheidsverdeling is. Dit is als volgt in te zien:

Er is ondersteld, dat in de basis van de wolk de snelheid en ΔT verdeeld zijn als in fig. 16 is aangegeven. Na een kleinen tijd dt is de snelheid van ieder deeltje uit de basis ten gevolge van de temperatuurverschillen dus met een bedrag toegenomen, evenredig met de oorspronkelijke snelheid van het deeltje. De snelheidsverdeling blijft op deze wijze dezelfde.

Wanneer de snelheid in de as van de wolk, W_0 bekend is, volgt de snelheid in ieder ander punt van de doorsnede λ dus uit fig. 16.

Enigen tijd geleden heeft W. Schmidt (1941) een artikel over het probleem van de voortplanting van een verwarnden luchtstroom gepubliceerd, dat echter geen correcte resultaten geeft.

In de eerste plaats onderstelt hij dat er geen beginimpuls, dus geen beginsnelheid, aanwezig is. Deze onderstelling is echter in tegenspraak met het feit, dat bij de snelheidsverdeling langs de as van den straal voorstelt door de uitdrukking: $W = c z^p$, waarbij c een constante is en p een negatief getal ($-\frac{1}{3}$).

In de tweede plaats wordt de dichtheid beschouwd constant te zijn over een doorsnede en wel gelijk aan de dichtheid van de omgeving. Dit is niet geoorloofd, aangezien de temperatuurverschillen tusschen den straal en zijn omgeving van een orde van 100°C zijn in de experimenten waaraan Schmidt zijn theorie toetste.

31. c. Het temperatuurverschil tusschen de geometrische toestandskromme en den verzadigden adiabaat, dien de wolk volgens de deeltjes-methode volgt, is een functie van de hoogte.

Het onder b. behandelde geval stelt slechts een theoretische benadering van de werkelijk in de atmosfeer voorkomende toestanden voor. In het algemeen zal het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving met de hoogte variëren. Vaak zal b.v. dit temperatuurverschil in het convectieve condensatieniveau nul zijn en daarna aanvankelijk met de hoogte toenemen.

Ten einde het algemeene geval van een met de hoogte variabel temperatuurverschil op te lossen, wordt nu eerst nagegaan, hoe het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving door de turbulente menging wordt gewijzigd. Met behulp van het op deze manier berekende werkelijke temperatuurverschil ΔT kan dan weer

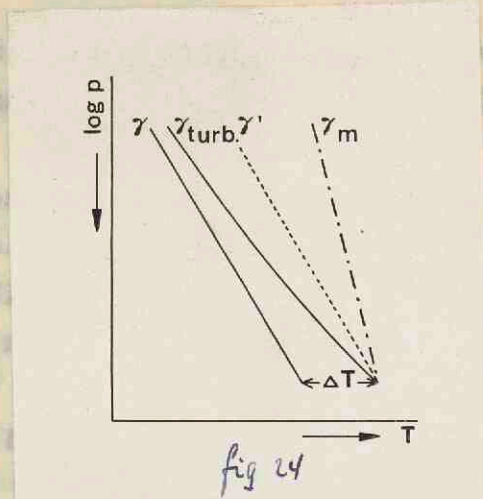


fig 24

21. Het temperatuurverschil tusschen de compressie toestanden en de
vervalsde toestanden, dien de werk volkome de deeltjes-methode volgt, is een
functie van de hoogte.

Het onder A behandelde geval stelt slechts een theoretische benadering van de
 werkelijk in de atmosfeer voorkomende toestanden voor. In het algemeen zal het
 temperatuurverschil tusschen de werk en het omgeval met de hoogte variëren.
 Vaak zal d.v. dit temperatuurverschil in het convectieve condensatiewaak
 zijn en daarmee nauwkeurig met de hoogte toenemen.

Ten einde het algemene geval van een met de hoogte veranderend temperatuur-
 verschil op te lossen, wordt nu eerst nagegaan, hoe het temperatuurverschil tusschen
 de werk en het omgeval door de turbulente menging wordt gevormd. Het behulp
 van het onder B behandelde geval wordt de turbulente menging (fig. 24) van het

de snelheidsverdeling langs de as van de wolk berekend worden uit de betrekking:

$$W \frac{\partial W}{\partial z} + V \frac{\partial W}{\partial r} = \frac{\Delta_2 T}{T_d} \gamma - \frac{1}{\rho_m} R \quad (31.1)$$

Om de verandering van $\Delta_2 T$ met λ na te gaan, beschouwen we $\Delta_{\lambda+d\lambda} T$ en gaan na wat het verband is tusschen $\Delta_{\lambda+d\lambda} T$ en $\Delta_2 T$. $\Delta_{\lambda+d\lambda} T$ wordt gevormd uit $\Delta_2 T$ door middel van twee processen (zie fig. 24, waarin γ_w de toestandsverandering weergeeft bij constante ΔT , zocals in 30):

α) Het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving verandert door een verschil in temperatuurgrediënt binnen en buiten de wolk (deeltjes-methode).

β) Het temperatuurverschil wijkt af van het uit α) verkregen verschil door de turbulente uitwisseling van warmte-inhoud.

Het is dus mogelijk om de verandering van $\Delta_2 T$ bij een kleine verandering van λ als volgt te splitsen:

$$\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T) = \frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{\gamma} + \frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{turb.} \quad (31.2)$$

waarbij $\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)$ de totale verandering van $\Delta_2 T$ met λ beteekent, $\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{\gamma}$ het gedeelte der verandering, dat moet worden toegeschreven aan α) en $\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{turb.}$ het gedeelte der verandering, dat moet worden toegeschreven aan β).

Wanneer voor den gemiddelden verzadigden temperatuurgrediënt in de wolk γ_m wordt gezet en voor den temperatuurgrediënt in de buitenlucht γ , geldt:

$$\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{\gamma} = D_6 \frac{d}{dz} (\Delta_2 T)_{\gamma} = D_6 \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_m - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_d \right\} = (\gamma_m - \gamma) D_6. \quad (31.3)$$

$\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{turb.}$ kan als volgt worden bepaald:

Volgens vergelijking (30.3) geldt:

$$(\Delta_2 T)_{turb.} = \frac{2,34}{2,34 + \lambda} (\Delta_6 T)$$

en

$$(\Delta_{\lambda+d\lambda} T)_{turb.} = \frac{2,34}{2,34 + \lambda + d\lambda} (\Delta_6 T)$$

Dus is $(\Delta_{\lambda+d\lambda} T)_{turb.} = (\Delta_2 T)_{turb.} \frac{2,34 + \lambda}{2,34 + \lambda + d\lambda}$ en:

$$(\Delta_{\lambda+d\lambda} T - \Delta_2 T)_{turb.} = d(\Delta_2 T)_{turb.} = \frac{-d\lambda}{2,34 + \lambda} (\Delta_2 T) \quad (31.4)$$

of

$$\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T)_{turb.} = - \frac{1}{2,34 + \lambda} (\Delta_2 T) \quad (31.5)$$

Totaal geldt dus:

$$\frac{d}{d\lambda} (\Delta_2 T) = (\gamma_m - \gamma) D_6 - \frac{\Delta_2 T}{2,34 + \lambda} \quad (31.6)$$

Vergelijking (31.6) is een lineaire differentiaalvergelijking van de eerste orde voor $\Delta_2 T$. De algemeene oplossing van deze vergelijking luidt:

$$(\Delta_2 T) \cdot e^{\int \frac{d\lambda}{2,34 + \lambda}} = \int (\gamma_m - \gamma) D_6 e^{\int \frac{d\lambda}{2,34 + \lambda}} d\lambda + C \quad (31.7)$$

of na integratie van de e-machten en inzetting van de grenzen:

$$(2,34 + \lambda) \cdot \Delta_2 T = \int (\gamma_m - \gamma) D_6 (2,34 + \lambda) d\lambda \quad (31.8)$$

De waarde van den integraal kan worden bepaald door partieele integratie:

$$\begin{aligned}
(2,34 + \lambda) \cdot \Delta_{\lambda} T &= \int_0^{\lambda} (f_m - f) D_b (2,34 + \lambda) d\lambda = \\
&= \left[(2,34 + \lambda) \int_0^{\lambda} (f_m - f) D_b d\lambda \right]_0^{\lambda} - \int_0^{\lambda} \left[\int_0^{\lambda} (f_m - f) D_b d\lambda \right] d\lambda = \\
&= (2,34 + \lambda) (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_{bd} T) + 2,34 \Delta_b T - \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_{bd} T) d\lambda
\end{aligned} \tag{31.9}$$

waarin $\Delta_{\lambda d} T$ het temperatuurverschil tusschen de toestandskromme en den verzadigden adïabaat van de wolk in het niveau λ is, en $\Delta_{bd} T$ in de basis.

Voor het geval, dat het temperatuurverschil in de wolkenbasis nul is, kan worden vereenvoudigd tot:

$$\Delta_{\lambda} T = \Delta_{\lambda d} T - \frac{1}{2,34 + \lambda} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T) d\lambda \tag{31.10}$$

Hierbij dient in aanmerking te worden genomen, dat $\Delta_{\lambda d} T$ onder het integraalteeken een veranderlijke grootheid is, terwijl het temperatuurverschil in den eersten term van het tweede lid bij één bepaalde waarde λ behoort.

Onder invloed van de turbulente menging wordt dus het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving in het niveau λ kleiner dan de waarde $\Delta_{\lambda d} T$, die de deeltjes-methode levert.

Voor (31.10) kan ook worden geschreven:

$$\Delta_{\lambda} T = \Delta_{\lambda d} T - \frac{1}{2,34 D_b + \lambda D_b} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T) dz \tag{31.11}$$

Voor een bepaalde hoogte boven het condensatieniveau is de integraal onafhankelijk van D_b , evenals λD_b . Uit het optreden van den factor $\frac{1}{2,34 D_b + \lambda D_b}$ volgt dan, dat $\Delta_{\lambda} T - \Delta_{\lambda d} T$ kleiner is, naarmate D_b grooter is. Ook bij een veranderlijk temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving is dus de invloed van de menging grooter bij kleinere doorsnede van de wolkenbasis.

Ten einde nu een betrekking voor de snelheidsverdeelning langs de as van de wolk af te leiden, wordt hier het algemeene geval beschouwd:

$$\Delta_{\lambda} T = (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) - \frac{1}{2,34 + \lambda} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \frac{2,34}{2,34 + \lambda} \Delta_b T \tag{31.12}$$

Hier is dus voor $\Delta_{\lambda d} T : \Delta_b T$ geschreven.

De kracht, die ten gevolge van het dichtheidsverschil binnen en buiten de wolk op de eenheid van massa in de as van de wolk in het niveau λ werkt, is dus gelijk aan:

$$\frac{\Delta_{\lambda} T}{T_d} g = \frac{g}{T_d} \left\{ (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) - \frac{1}{2,34 + \lambda} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \frac{2,34}{2,34 + \lambda} \Delta_b T \right\} \tag{31.13}$$

In analogie met (30.2) en (30.6) geldt hier:

$$\left(\frac{dW}{dt} \right)_{\Delta T} = \left(W_{\lambda} \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial z} \right)_{\Delta T} = \left(\frac{W_{\lambda}}{D_b} \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial \lambda} \right)_{\Delta T} = \frac{1}{D_b} \frac{2,34^2}{(2,34 + \lambda)^2} f(\lambda) \frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda} \tag{31.14}$$

Combinatie van (31.13) en (31.14) levert:

$$\left(\frac{dW_{\lambda}}{dt} \right)_{\Delta T} = \frac{g}{T_d} \left\{ (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) - \frac{1}{2,34 + \lambda} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \frac{2,34}{2,34 + \lambda} \Delta_b T \right\} \tag{31.15}$$

of

$$f(\lambda) f'(\lambda) = \frac{D_b g}{T_d} \left\{ (2,34 + \lambda)^2 (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) - \frac{2,34}{2,34 + \lambda} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \frac{2,34}{2,34 + \lambda} \Delta_b T \right\} \tag{31.16}$$

De waarde van den integraal kan worden bepaald door partiële integratie:

$$\begin{aligned} & \int \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(\frac{\partial T}{\partial x} - \Delta T \right) dx = \int \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(\frac{\partial T}{\partial x} - \Delta T \right) dx \\ & = \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(T - \int \Delta T dx \right) \end{aligned}$$

waarin ΔT het temperatuurverschil tusschen de toestandskromme en den verdichtingsgraad van de wolk in het niveau λ is, en ΔT in de gedaante van het temperatuurverschil in de wolkbepaalde lijn is, kan worden vereenvoudigd tot:

$$\Delta T = \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(T - \int \Delta T dx \right)$$

Hierbij dient in aanmerking te worden genomen, dat ΔT onder het integraal teken een veranderlijke grootte is, terwijl het temperatuurverschil in den eersten term van het teende lid bij een bepaalde waarde λ behoort. Onder invloed van de turbulente menging wordt dus het temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving in het niveau λ kleiner dan de waarde ΔT , die de deefjzen-methode levert.

$$\Delta T = \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(T - \int \Delta T dx \right)$$

Voor een bepaalde hoogte boven het condensatieniveau is de integraal onafhankelijk van λ , evenals λ . Uit het optreden van den factor $\frac{1}{2\pi\nu\lambda}$ volgt dan, dat ΔT kleiner is, naarmate λ groter is. Ook bij een veranderlijk temperatuurverschil tusschen de wolk en haar omgeving is dus de invloed van de menging groter bij kleinere hoogten van de wolkbepaalde lijn.

Ten einde nu een betrekking voor de aanhefverhouding langs de as van de wolk af te leiden, wordt hier het algemeene geval beschouwd:

$$\Delta T = \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(T - \int \Delta T dx \right) + \frac{2\pi\nu}{\lambda} \Delta T$$

Hier is dus voor ΔT geschreeven:

$$\Delta T = \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(T - \int \Delta T dx \right) + \frac{2\pi\nu}{\lambda} \Delta T$$

In analogie met (30.2) en (30.6) geldt hier:

$$\Delta T = \frac{1}{2\pi\nu\lambda} \left(T - \int \Delta T dx \right) + \frac{2\pi\nu}{\lambda} \Delta T$$

Integratie van (31.16) voert op analoge wijze als bij het geval van constant temperatuurverschil tot de kinetische energie, waarbij weer volgens de stelling van het gemiddelde van Weierstrass $\left[\frac{1}{\bar{u}}\right]$ voor het integraalteken wordt gebracht. Wanneer de integratie wordt uitgevoerd tusschen de grenzen 0 en Λ volgt

$$\frac{1}{2} f(\Lambda)^2 - \frac{1}{2} f(0)^2 = \left[\frac{1}{\bar{u}}\right] D_0 g \left[\int_0^\Lambda \frac{(z.34+\lambda)^2}{z.34^2} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda - \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34^2} \left\{ \int_0^\lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda \right\} d\lambda + \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34} \Delta_b T d\lambda \right] \quad (31.17)$$

Deze vergelijking kan in een iets handelbaarder vorm worden geschreven, door den tweeden integraal uit het tweede lid door partieele integratie om te vormen. Voor dezen integraal geldt:

$$- \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34^2} \left\{ \int_0^\lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda \right\} d\lambda = - \int_0^\Lambda u'v d\lambda \quad (31.18)$$

waarbij dus $u' = \frac{z.34+\lambda}{z.34^2}$ en $v = \int_0^\lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda$

Partieele integratie geeft nu

$$- \int_0^\Lambda u'v d\lambda = [-uv]_0^\Lambda + \int_0^\Lambda uv' d\lambda$$

of

$$\begin{aligned} & - \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34^2} \left\{ \int_0^\lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda \right\} d\lambda = \\ & = \left[- \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34^2} d\lambda \right] \left[\int_0^\Lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda \right] + \int_0^\Lambda \left\{ (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) \int_0^\lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34^2} d\lambda \right\} d\lambda = \\ & = - \frac{1}{2} \left[\frac{(z.34+\Lambda)^2}{z.34^2} \int_0^\Lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda \right] + \frac{1}{2} \int_0^\Lambda \frac{(z.34+\lambda)^2}{z.34^2} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda = \\ & = - \frac{1}{2} \frac{(z.34+\Lambda)^2}{z.34^2} \int_0^\Lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \frac{1}{2} \int_0^\Lambda \frac{(z.34+\lambda)^2}{z.34^2} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda. \end{aligned} \quad (31.19)$$

Ten slotte volgt dus:

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{1}{2} f(\Lambda)^2 - \frac{1}{2} f(0)^2 &= \left[\frac{1}{\bar{u}}\right] D_0 g \left[\frac{3}{2} \int_0^\Lambda \frac{(z.34+\lambda)^2}{z.34^2} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \frac{(z.34+\Lambda)^2}{z.34^2} \int_0^\Lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34} \Delta_b T d\lambda \right] \end{aligned} \quad (31.20)$$

Wanneer met $E_\Lambda = \frac{1}{2} W_\Lambda^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{z.34}{z.34+\Lambda} \right)^2 f(\Lambda)^2$ de kinetische energie per massa-eenheid in de as van de wolk in het niveau Λ wordt aangegeven, is uit (31.20) af te leiden:

$$\begin{aligned} E_\Lambda &= \left(\frac{z.34}{z.34+\Lambda} \right)^2 \left[\frac{1}{\bar{u}}\right] D_0 g \left[\frac{3}{2} \int_0^\Lambda \frac{(z.34+\lambda)^2}{z.34^2} (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \frac{(z.34+\Lambda)^2}{z.34^2} \int_0^\Lambda (\Delta_{\lambda d} T - \Delta_b T) d\lambda + \int_0^\Lambda \frac{z.34+\lambda}{z.34} \Delta_b T d\lambda \right] + \frac{z.34^2}{(z.34+\Lambda)^2} E_b. \end{aligned} \quad (31.21)$$

waarbij dus E_b de kinetische energie van een massa-eenheid in de as in de basis aangeeft. Bij een constant temperatuurverschil tusschen den verzadigten ediebaet, dien de wolk volgt en de toestandskromme, die de temperatuurverdeling in de buitenlucht weergeeft volgt uit (31.21)

Integrale van (27.15) voort op analoge wijze als bij het geval van constant tem-
 peratuurverschil tot de kinetische energie, waarbij weer volgens de stelling van
 het gemiddelde van statistiek $\left(\frac{1}{N}\right)$ voor het integrale wordt genomen. Het
 naar de integratie wordt afgevoerd tusschen de grenzen a en b volgt

$$(27.17) \quad -\lambda b (T_2 \Delta - T_1 \Delta) \int_a^b \frac{(\lambda + v e^{-x})}{v e^{-x}} dx = \dots$$

Deze vergelijking kan in een iets behandelbaarder vorm worden geschreven, door
 den tweeden integraal als het tweede lid door partiële integratie om te vormen.

Voor dezen integraal geldt:

$$(27.18) \quad \int_a^b \frac{(\lambda + v e^{-x})}{v e^{-x}} dx = \dots$$

waarbij dus $W = \frac{\lambda + v e^{-x}}{v e^{-x}}$ en $v = \dots$

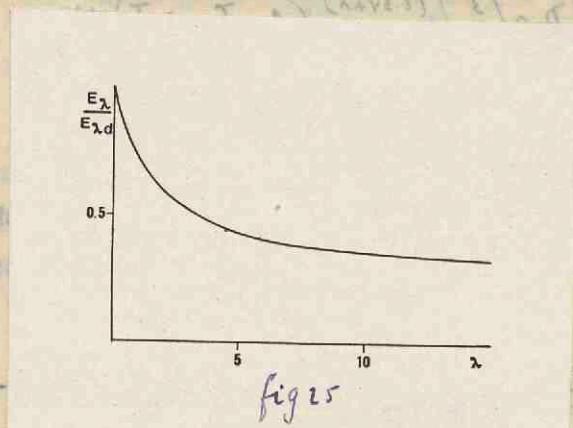
Partiële integratie geeft nu

$$\int_a^b W v' dx = \dots$$

$$(27.19) \quad = \lambda b \left\{ \lambda b (T_2 \Delta - T_1 \Delta) \int_a^b \frac{(\lambda + v e^{-x})}{v e^{-x}} dx + \dots \right\}$$

$$(27.20) \quad = \lambda b (T_2 \Delta - T_1 \Delta) \int_a^b \frac{(\lambda + v e^{-x})}{v e^{-x}} dx + \dots$$

$$(27.21) \quad = \lambda b (T_2 \Delta - T_1 \Delta) \int_a^b \frac{(\lambda + v e^{-x})}{v e^{-x}} dx + \dots$$



$$(27.22) \quad \int_a^b \frac{(\lambda + v e^{-x})}{v e^{-x}} dx = \dots$$

waarbij dus E_λ de kinetische energie van een massa-eenheid is die in de mate
 aanwezig is bij een constant temperatuurverschil tusschen de verstrekte afstanden
 die de wijk volgt op de temperatuurverdeling in de bul

$$E_{\Lambda} = \left(\frac{2,34}{2,34 + \Lambda} \right)^2 \left\{ \left[\frac{1}{T_d} \right] D_e g \int_0^{\Lambda} \frac{2,34 + \lambda}{2,34} \Delta_e T \cdot d\lambda + E_e \right\}. \quad (31.22)$$

welke vorm voor E_{Λ} gelijk is aan (30.11), zooals uit integratie blijkt.

Een tweede wijze van vereenvoudiging volgt door $\Delta_e T = 0$ te stellen. Dit wil zeggen, dat in de basis van de wolk de temperatuur in de wolk gelijk is aan de temperatuur van de buitenlucht. Dit is in de natuur het geval in het convectieve condensatieniveau, dit is dus bij een groot aantal der cumuliforme wolken. Voor de kinetische energie van een massa-eenheid in de as van de wolk geldt dan:

$$E_{\Lambda} = \left[\frac{1}{T_d} \right] D_e g \left[\frac{3}{2} \left(\frac{2,34}{2,34 + \Lambda} \right)^2 \int_0^{\Lambda} \left(\frac{2,34 + \lambda}{2,34} \right)^2 \Delta_{\lambda d} T \cdot d\lambda - \frac{1}{2} \int_0^{\Lambda} \Delta_{\lambda d} T \cdot d\lambda \right] + \left(\frac{2,34}{2,34 + \Lambda} \right)^2 E_e \quad (31.23)$$

Deze uitkomst voor E_{Λ} moet worden vergeleken met de kinetische energie van een massa-eenheid uit de wolk, die gevonden wordt, wanneer de turbulente menging buiten beschouwing wordt gelaten. Deze "kinetische energie volgens de deeltjes-methode" is gelijk aan de kinetische energie, die het deeltje in de wolkenbasis bezat, vermeerderd met de, door de plaatsverwisseling van het deeltje met ~~massa-eenheid~~ een ander vrijgekomen, potentieele energie:

$$\begin{aligned} E_{\Lambda d} &= E_e + \int_{z_e}^z \frac{\rho_d - \rho_m}{\rho_m} g dz = E_e + \int_0^{\Lambda} \frac{\Delta_{\lambda d} T}{T_d} g D_e d\lambda = \\ &= E_e + \left[\frac{1}{T_d} \right] D_e g \int_0^{\Lambda} \Delta_{\lambda d} T \cdot d\lambda. \end{aligned} \quad (31.24)$$

Wanneer $E_e = 0$ wordt gesteld, (wat natuurlijk een benadering voorstelt aangezien er steeds een beginimpuls aanwezig is) volgt voor de verhouding van de kinetische energieën volgens de beide hier beschouwde methoden:

$$\frac{E_{\Lambda}}{E_{\Lambda d}} = \frac{\frac{3}{2} \int_0^{\Lambda} \left(\frac{2,34 + \lambda}{2,34} \right)^2 \Delta_{\lambda d} T \cdot d\lambda}{\left(\frac{2,34 + \Lambda}{2,34} \right)^2 \int_0^{\Lambda} \Delta_{\lambda d} T \cdot d\lambda} - \frac{1}{2}. \quad (31.25)$$

Ook hier is dus $\left[\frac{1}{T_d} \right]$ uit (31.23) gelijk gesteld aan $\left[\frac{1}{T_d} \right]$ uit (31.24). In fig. 25 is $E_{\Lambda} / E_{\Lambda d}$ uitgezet tegen Λ . Het is gemakkelijk in te zien, dat $E_{\Lambda} / E_{\Lambda d}$ onafhankelijk is van γ en γ_m , zolang $\Delta_{\lambda d} T$ evenredig met λ is.

Naarmate voor een bepaalde hoogte ΛD_e boven de wolkenbasis Λ groter, d.w.z. D_e kleiner is, blijkt E_{Λ} kleiner te zijn, vergeleken met $E_{\Lambda d}$. Ook bij een veranderlijk temperatuurverschil tusschen den verzadigden adiabaat, dien de wolk zonder de aanwezigheid van de turbulente menging zou volgen, en de toestandskromme geldt dus de stelling:

De invloed van de turbulente wrijving is groter naarmate de basisdoorsnede

D_e kleiner is.

Uit figuur 25 of door worteltrekking in formule (31.23) volgen betrekkingen voor de snelheden in de as van de wolk, die analoog zijn aan de betrekkingen, die in § 30 voor de snelheden zijn afgeleid.

Ook hier kan de snelheidsverdeling in een doorsnede Λ worden bepaald uit W_{Λ} met behulp van de Tollmiansche snelheidsverdeling uit figuur 16.

Resumeerend kan omtrent den oppervlakteweerstand het volgende worden opgemerkt:

(31.22)

$$E_{\Lambda} = \left(\frac{2.5 \gamma}{2.5 \gamma + \Lambda} \right) \left\{ \left[\frac{1}{T_{\Lambda}} \right] \right\} \int_0^{\Lambda} \rho g \Delta \left(\frac{2.5 \gamma + \Lambda}{2.5 \gamma} \right) \Delta g T_{\Lambda} + E_g \} \quad (31.22)$$

Welke vorm voor E_{Λ} gelijk is aan (30.11), zoals uit interesse blijkt.
 Een tweede wijze van vereenvoudiging volgt door $\Delta g T_{\Lambda} = 0$ te stellen. Dit wil
 zeggen, dat in de mate van de volk de temperatuur in de volk gelijk is aan de tem-
 peratuur van de buitenlucht. Dit is in de natuur het geval in het convectieve con-
 ditionaten, dit is dan bij een groot aantal der eenvoudige velden. Voor de

kinetische energie van een massa-eenheden in de Λ van de volk geldt dan:

$$E_{\Lambda} = \left[\frac{1}{T_{\Lambda}} \right] \int_0^{\Lambda} \rho g \Delta \left(\frac{2.5 \gamma}{2.5 \gamma + \Lambda} \right) \left(\frac{2.5 \gamma + \Lambda}{2.5 \gamma} \right) \Delta g T_{\Lambda} - \Delta g T_{\Lambda} \left[\frac{1}{T_{\Lambda}} \right] \int_0^{\Lambda} \rho g \Delta \left(\frac{2.5 \gamma}{2.5 \gamma + \Lambda} \right) \Delta g T_{\Lambda} + \left(\frac{2.5 \gamma}{2.5 \gamma + \Lambda} \right) E_g \quad (31.23)$$

Doe uitkomst voor E_{Λ} moet worden vergeleken met de kinetische energie van een
 massa-eenheden in de volk, die gevonden wordt, wanneer de turbulente menging buiten
 beschouwing wordt gelaten. Deze "kinetische energie volgens de deeltjes-methode"
 is gelijk aan de kinetische energie, die het deeltje in de wolkenbasis bezit, ver-
 meerd met de door de glasvervalsing van het deeltje met massa-eenheden een

ander vrijkomen, potentiële energie:

$$E_{\Lambda} = E_g + \int_0^{\Lambda} \frac{\rho g \Delta}{T_{\Lambda}} \Delta g T_{\Lambda} = E_g + \int_0^{\Lambda} \rho g \Delta \left(\frac{1}{T_{\Lambda}} \right) \Delta g T_{\Lambda} \quad (31.24)$$

Wanneer $E_g = 0$ wordt gesteld, wat natuurlijk een benadering voorstelt aange-
 zien er steeds een bepaalde eenwaartse is) volgt voor de verhouding van de kin-
 etische energieën volgens de beide hier beschouwde methoden:

$$\frac{E_{\Lambda}}{E_{\Lambda}'} = \frac{\int_0^{\Lambda} \rho g \Delta \left(\frac{1}{T_{\Lambda}} \right) \Delta g T_{\Lambda}}{\int_0^{\Lambda} \rho g \Delta \left(\frac{2.5 \gamma + \Lambda}{2.5 \gamma} \right) \Delta g T_{\Lambda}} = \frac{1}{2} \quad (31.25)$$

Ook hier is dus $\left[\frac{1}{T_{\Lambda}} \right]$ (31.23) gelijk gesteld aan $\left[\frac{1}{T_{\Lambda}} \right]$ (31.24). In fig.
 25 is $E_{\Lambda} / E_{\Lambda}'$ uitgezet tegen Λ . Het is gemakkelijk in te zien, dat $E_{\Lambda} / E_{\Lambda}'$
 onafhankelijk is van γ en Λ , zoolang $\Delta g T_{\Lambda}$ evenredig met Λ is.
 Meetwaarde voor een bepaalde hoogte Λ geven de wolkenbasis Λ groter, d.w.z.
 Δg kleiner is, blijkt E_{Λ} kleiner te zijn, vergeleken met E_{Λ}' . Ook dit een
 veranderlijk temperatuurverschil tussen het verzadigde schilbet, dan de volk
 zonder de aanwezigheid van de turbulente menging zou volgen, en de toestandstromen
 geeft dus de stelling:

De invloed van de turbulente wrijving is groter naarmate de deeldoorste
de kleiner is.

Uit figuur 25 of door wettrekking in formule (31.25) volgen betrekkingen
 voor de eenheden in de Λ van de volk, die eenheid zijn aan de betrekkingen, die
 in § 20 voor de eenheden zijn afgeleid.

Ook hier kan de methodevervalsing in een door Λ worden bepaald uit
 W_{Λ} met behulp van de Toftische methodevervalsing uit figuur 15.

Men kan zich het mechanisme van de oppervlaktewrijving, die optreedt bij de beweging van cumuliforme wolken in de atmosfeer, voorstellen naar analogie met de wrijving, die optreedt bij vloeistofstralen. Dit komt neer op het beschouwen van niet-adiabatische bewegingen. Men kan op deze wijze een schatting maken omtrent het energieverlies, dat de wolk door deze wrijving lijdt. Deze schatting is uitermate ruw, aangezien verschillende benaderingen moeten worden ingevoerd, teneinde het probleem mathematisch oplosbaar te doen blijven. Het ernstigst is wel de onderstelling, dat de beweging in een cumuliforme wolk stationnair zou zijn. In hoofdstuk III bleek, dat deze voorwaarde in de atmosfeer in het algemeen niet is vervuld. Een verdere benadering ligt in het feit, dat de afgeleide betrekkingen uitsluitend voor een homogene atmosfeer streng gelden.

Een berekening van den oppervlakteweerstand, zooals in dit Hoofdstuk werd gemaakt, geeft een verband tusschen de horizontale afmetingen van een wolk en de in de wolk optredende verticale snelheden. Omtrent de verticale afmetingen van de wolken leeren deze berekeningen echter niets, evenmin als over hun algemeenen vorm.

In het volgende hoofdstuk zullen eenige kwalitatieve beschouwingen over den vorm van cumuliforme wolken worden ontwikkeld.

Men kan zich het mechanisme van de oppervlaktewrijving, die optreedt bij de beweging van laminaire vloeistof in de stroomer, voorstellen naar analogie met de wrijving, die optreedt bij vloeistoflagen. Dit komt naar op het beschouwen van niet-adiabatische bewegingen. Men kan op deze wijze een redelijke trant het energieverlies, dat de wolk door deze wrijving lijdt. Deze schatting is nimmerwa toe, aangezien verschillende benaderingen moeten worden ingevoerd, terwyl het probleem wiskundig oplosbaar te doen blijven. Het ernstigst is wel de ontbrekende, dat de beweging in een laminaire wolk stationair zou zijn. In hoofdstuk III bleek, dat deze voorwaarde in de stroomer in het algemeen niet is vervuld. Een verdere bespreking ligt in het feit, dat de egeleide betrekkingen afleidend voor een homogene stroomer streng gelden.

Een berekening van den oppervlaktewerestand, zooals in dit hoofdstuk werd gemaakt, geeft een verband tusschen de horizontale afmetingen van een wolk en de in de wolk optredende verticale snelheden. Omdat de verticale afmetingen van de wolk naar deze berekeningen eerder nista, evenmin als over hun algemeen vorm. In het volgende hoofdstuk zullen eenige kwalitatieve beschouwingen over den vorm van laminaire wolken worden ontwikkeld.

Hoofdstuk VII.

Enige conclusies met betrekking tot den vorm van Cumuliforme wolken.

32. De combinatie van vormweerstand en oppervlakteweerstand.

In de hoofdstukken III, IV en VI werd de invloed van den vormweerstand en die van den oppervlakteweerstand elk afzonderlijk op de ontwikkeling van cumuliforme wolken nagegaan. Het gedrag van cumuliforme wolken wordt echter geregeld door de samenwerking van deze beide weerstanden. Nu zullen de vormweerstand en de oppervlakteweerstand elkaar zonder twijfel beïnvloeden, waaruit volgt, dat aan de beschouwingen uit de Hoofdstukken III, IV en VI slechts kwalitatieve beteekenis kan worden toegekend, afgezien nog van de vereenvoudigende onderstellingen, die in deze hoofdstukken zijn ingevoerd.

Het belang van deze wederzijdsche beïnvloeding blijkt reeds uit het feit, dat de beschouwingen omtrent den vormweerstand berusten op de onderstelling, dat de zich in zijn ontwikkelingsstadium bevindende cumuliforme wolk als een niet-stationnaire strooming in de atmosfeer moet worden beschouwd, terwijl bij de behandeling van den oppervlakteweerstand de cumuliforme wolk als stationnaire strooming werd behandeld. De kloof tusschen deze beide opvattingen is moeilijk te overbruggen en een synthese van de resultaten uit hoofdstuk III met die uit hoofdstuk VI is voorloopig slechts kwalitatief mogelijk.

We zullen allereerst den invloed van den oppervlakteweerstand afzonderlijk op den vorm van cumuliforme wolken nagaan.

33. De vorm van cumuliforme wolken.

Een consequentie van de resultaten van hoofdstuk VI was, dat de in de atmosfeer opstijgende strooming een kegelvorm zou bezitten. Een kegelvormige verbreding met de hoogte wordt echter bij cumuliforme wolken vrijwel nooit waargenomen; integendeel, meestal is de wolkendoorsnede aan de basis groter dan nabij den top van de wolk. We dienen echter te bedenken, dat de zich kegelvormig met de hoogte uitbreidende verticale strooming niet volkomen identiek is met de ten gevolge van de opwaartsche beweging ontstaande cumuliforme wolk. De laatste zal immers slechts dat gedeelte van de opstijgende strooming beslaan, waarin condensatie optreedt. Uit eenvoudige kwalitatieve beschouwingen volgt nu, dat in het algemeen slechts in het centrale gedeelte van den kegel condensatie zal optreden.

Immers, behalve de hoeveelheid van beweging en de warmteinhoud wordt ook de waterdamp turbulent over een doorsnede van den kegel verdeeld op een wijze zooals in fig. 16 voor de verticale snelheden is aangegeven, met dit verschil, dat het waterdampgehalte buiten den wolkkegel niet nul is. Bij een normale waterdampverdeling in de atmosfeer zal slechts in het centrale gedeelte van den opstij-

Waarne conclusies met betrekking tot den vorm van cumuliiforme

wolken.

32. De combinatie van vormtoestand en oppervlaktetoestand.

In de hoofdstukken III, IV en VI werd de invloed van den vormtoestand en die van den oppervlaktetoestand elk afzonderlijk op de ontwikkeling van cumuliiforme wolken nagegaan. Het gedrag van cumuliiforme wolken wordt echter geregeld door de samenwerking van deze beide toestanden. Nu zullen de vormtoestand en de oppervlaktetoestand elk afzonderlijk behandeld worden, waarbij het zal aan de beschouwingen uit de hoofdstukken III, IV en VI slechts kwalitatieve betekenissen worden toegekend, afzietende nog van de vereenvoudigende onderstellingen, die in deze hoofdstukken zijn ingevoerd.

Het belang van deze kwalitatieve beschouwingen blijkt reeds uit het feit, dat de beschouwingen omtrent den vormtoestand berusten op de onderstelling, dat de zich in zijn ontwikkelingsstadia bevindende cumuliiforme wolk als een niet-stationaire strooming in de atmosfeer moet worden beschouwd, terwijl bij de behandeling van den oppervlaktetoestand de cumuliiforme wolk als stationaire strooming werd behandeld. De kwalitatieve beschouwingen is moeilijk te overtuigen en een synthese van de resultaten uit hoofdstuk III met die uit hoofdstuk VI is voorloepig slechts kwalitatief mogelijk.

De zullen afzietende den invloed van den oppervlaktetoestand afzonderlijk op den vorm van cumuliiforme wolken nagegaan.

33. De vorm van cumuliiforme wolken.

Een consequentie van de resultaten van hoofdstuk VI was, dat de in de stationaire opstijgende strooming een kegelvorm zou bezitten. Een kegelvormige verticaal richting met de hoogte wordt echter bij cumuliiforme wolken vrijwel nooit waargenomen; in-tandem, meestal is de wolkendomein naar de basis grooter dan nabij den top van de wolk. De oorzaken achter te bedenken, dat de zich kegelvormig met de hoogte uitbreidende verticale strooming niet volkomen identiek is met de ten gevolge van de opwaartse beweging ontstane cumuliiforme wolk. De laatste zal immers slechts de gedeelte van de opstijgende strooming bepalen, waarin condensatie optreedt. Dit eenvoudige kwalitatieve beschouwingen volgt nu, dat in het algemeen slechts in het centrale gedeelte van den kegel condensatie zal optreden. Immers, behalve de hooversheid van beweging en de warmteinhoud wordt ook de waterdamp turbulent over een grootere van den kegel verdelde op een wijze zoo als in fig. 15 voor de verticale aneliden is aangegeven, met die verschil, dat het waterdampgehalte buiten den wolkkegel niet nul is. Bij een normale waterdampverdeling in de atmosfeer zal slechts in het centrale gedeelte van den kegel

- 7 -

genden kegel de waterdampconcentratie zoo groot zijn, dat condensatie optreedt en een zichtbare wolk ontstaat. In het algemeen neemt op dagen met convectieve bewolking, de relatieve vochtigheid van de lucht met de hoogte af, waardoor in de hand wordt gewerkt, dat het als wolk zichtbare gedeelte van den kegel met de hoogte relatief kleiner wordt.

Er doet zich inmiddels een moeilijkheid voor wanneer we de berekeningen van het vorige hoofdstuk op de vochtigheidsverdeling in cumuliforme wolken willen toepassen. De onderstelling, dat Tollmien's profiel ook voor de vochtigheid reeds in de basis zou bestaan, zou nl. beteekenen, dat de bases van cumuliforme wolken een meer of minder convexen vorm zouden bezitten. Immers, de grootste specifieke vochtigheid zal zich voordoen in de as van een opstijgende luchtbel, indien de specifieke vochtigheid in die bel grooter is dan in de omgeving, wat meestal het geval zal zijn. De condensatie zal dan dus het eerst in het centrum van de bel optreden met als gevolg een convexe wolkenbasis. Deppermann (1940) wees ook op de mogelijkheid van zulke wolkenbases, zij het op andere gronden.

Nu worden dergelijke convexe bases toch in den regel niet waargenomen. Men kan dit verklaren door te onderstellen, dat ten gevolge van de in het algemeen sterke turbulentie de specifieke vochtigheid onder de wolkenbasis vrijwel constant met de hoogte is. Dit wordt eenigszins bevestigd door het feit, dat men op heldere dagen vóór het optreden van cumuliforme bewolking vaak een heilige laag kan opmerken in het convectieve condensatie-niveau, wat er op wijst, dat de geheele luchtlaag in dit niveau vrijwel verzadigd is.

Als een voorbeeld van een numerieke berekening van de verdeling der specifieke vochtigheid boven het condensatie-niveau gaan we uit van het volgende geval: We onderstellen, dat het condensatieniveau zich in het 900 mbar-vlak bevindt bij een temperatuur van $12,5^{\circ}$ C. De hierbij behoorende maximale specifieke vochtigheid bedraagt 10 gr/kg. Deze specifieke vochtigheid heerscht dus in het geheele condensatieniveau, zoowel binnen als buiten de wolk. Laat de specifieke vochtigheid in de buitenlucht met 2 gr/kg per 1000 m hoogte afnemen. Dit komt overeen met een afneming van de relatieve vochtigheid tot ongeveer 60 % op 4000 m hoogte boven het condensatie-niveau. Vaak neemt de relatieve vochtigheid sneller af in een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer, wat de volgende beschouwingen slechts overtuigender maakt.

De vochtigheidsverdeling in de wolk en haar omgeving is gegeven in de volgende tabel:

Hoogte boven het condensatieniveau	Specifieke vochtigheid van de atmosfeer	Maximale specifieke vochtigheid in de wolk
0 m	10 gr/kg	10 gr/kg
1000 m	8 "	8,3 "
2000 m	6 "	6,6 "
3000 m	4 "	4,9 "
4000 m	2 "	3,2 "

geen regel de waterdampconcentratie een groot zijn, dat condensatie optreedt en een richtingse wolk ontstaat. In het algemeen neemt op dagen met convectieve bewolking de relatieve vochtigheid van de lucht met de hoogte af, waardoor in de hand wordt gewerkt, dat het als wolk richtbare gedeelte van den regel met de hoogte relatief kleiner wordt.

Er doet zich inmiddels een moeilijkheid voor wanneer we de berekeningen van het vorige hoofdstuk op de vochtigheidsverdeling in cumuliiforme wolken willen toepassen. De onderstelling, dat Tollmien's profiel ook voor de vochtigheid reeds in de basis zou bestaan, zou n.l. betekenen, dat de basis van cumuliiforme wolken een naar of minder convex vorm zouden bezitten. Immers, de grootste specifieke vochtigheid zal zich voordoen in de van een opstijgende luchtbel, indien de specifieke vochtigheid in die bij grooter is dan in de omgeving, wat meestal het geval zal zijn. De condensatie zal dan dus het eerst in het centrum van de bel optreden met als gevolg een convexe wolkenbasis. Deppermann (1934) wees ook op de mogelijkheid van zulke wolkenbasis, zij het op andere gronden.

In worden dergelijke convexe basis toch in den regel niet waargenomen. Men kan dit verklaaren door te onderstellen, dat ten gevolge van de in het algemeen sterke turbulentie de specifieke vochtigheid onder de wolkenbasis vrijwel constant met de hoogte is. Dit wordt eenigzins bevestigd door het feit, dat men op behoorlijke en vóór het optreden van cumuliiforme bewolking vaak een hogere laag kan opmerken in het convectieve condensatie-niveau, wat er op wijst, dat de gehele luchtlaag in dit niveau vrijwel verzadigd is.

Als een voorbeeld van een numerieke berekening van de verdeling der specifieke vochtigheid boven het condensatie-niveau gaan we uit van het volgende geval: We onderstellen, dat het condensatieniveau zich in het 900 mbar-vlak bevindt bij een temperatuur van 12,5°C. De hierbij behoorende maximale specifieke vochtigheid bedraagt 10 gr/kg. Deze specifieke vochtigheid neemt dus in het geheel een constant niveau, zowel binnen als buiten de wolk. Laat de specifieke vochtigheid in de buitenuit met 2 gr/kg per 1000 m hoogte afnemen. Dit komt overeen met een afname van de relatieve vochtigheid tot ongeveer 60% op 4000 m hoogte boven het condensatie-niveau. Vaak neemt de relatieve vochtigheid sneller af in een voorwaardelijk onstabiele atmosfeer, wat de volgende beschouwingen slechts overtuigender maakt.

De vochtigheidsverdeling in de wolk en haar omgeving is gegeven in de volgende tabel:

Hoogte boven het condensatieniveau	Specifieke vochtigheid van de atmosfeer	Maximale specifieke vochtigheid in de wolk
0 m	10 gr/kg	10 gr/kg
1000 m	8	8,3
2000 m	6	6,6
3000 m	4	4,9
4000 m	2	3,2

De laatste kolom is verkregen door de maximale specifieke vochtigheid te bepalen langs den verzadigd-adiabaat door 900 mbar en 12,5° C. In werkelijkheid volgt de wolk niet den verzadigd-adiabaat maar bezit een lagere temperatuur, zooals in hoofdstuk VI bleek. We zien hier af van de kleine correctie, die dit geeft voor de vochtigheidsverdeling.

Volgens de deeltjes-methode is het totale vochtgehalte (vloeibaar water + damp) 10 gr/kg in iedere laag van de wolk (afgezien van neerslag en het uitzakken der wolkenelementjes).

In overeenstemming met de beschouwingen in hoofdstuk VI wordt de verdeling van het vochtgehalte langs de as van de wolk bij turbulente menging gegeven door de volgende betrekking, die het verschil met de buitenlucht aangeeft:

$$\Delta_{\lambda} q = (\Delta_{\lambda d} q - \Delta_{\ell d} q) - \frac{1}{2,34 + \lambda} \int_0^{\lambda} (\Delta_{\lambda d} q - \Delta_{\ell d} q) d\lambda + C \quad (33.1)$$

De symbolen in deze vergelijking hebben de volgende beteekenis:

$\Delta_{\lambda d} q$ is het verschil in vochtgehalte tusschen de wolk en haar omgeving volgens de deeltjesmethode in een niveau λD_{ℓ} boven de basis.

$\Delta_{\ell d} q$ is het verschil in vochtgehalte in het convectieve condensatieniveau.

λ geeft de hoogte van de wolk aan uitgedrukt in de basisdoorsnede D_{ℓ} als eenheid.

Is deze basisdoorsnede D_{ℓ} 1000 m, dan krijgen we voor de verschillende niveau's

0 m	$\Delta_0 q$	= C	= 0	
1000 m	$\Delta_1 q$	= 2 -	$\frac{1}{2,34} \int_0^2 2\lambda d\lambda$	= 1,7
2000 m	$\Delta_2 q$	= 4 -	$\frac{1}{4,34} \int_0^4 2\lambda d\lambda$	= 3,1
3000 m	$\Delta_3 q$	= 6 -	$\frac{1}{5,34} \int_0^6 2\lambda d\lambda$	= 4,3
4000 m	$\Delta_4 q$	= 8 -	$\frac{1}{6,34} \int_0^8 2\lambda d\lambda$	= 5,5

Hieruit volgt voor het vochtgehalte in de as van de wolk op

0 m	1000 m	2000 m	3000 m	4000 m	boven de basis
10.0 gr/kg	9.7 gr/kg	9.1 gr/kg	8.3 gr/kg	7,5 gr/kg	

Op grootere hoogten is het maximale vochtgehalte in de wolk dus minder dan de 10 gr/kg, die volgens de deeltjes-methode aanwezig zou zijn.

Vergelijking van de laatste getallen met die voor de maximale specifieke vochtigheid in de wolk leidt tot een watergehalte in de diverse niveau's van 0, 1.4, 2.5, 3.4 en 4.3 gr/kg.

We zien dus, dat de wolk slechts zichtbaar is boven het condensatieniveau, aangezien in dit niveau zelf nog geen water aanwezig is. Wanneer de getallen van Petterssen (1939) voor het watergehalte in mist ongeveer juist zijn, beteekent het hier gevonden resultaat, dat de "wolk" eerst op eenige honderden meters hoogte boven het convectieve condensatieniveau begint, een resultaat, dat in overeenstemming is met de bevindingen van Rossi (1940). We zien hiervan verder af.

De verdeling van het vochtgehalte over een dwarsdoorsnede zal in overeenstemming zijn met Tollmien's profiel. De grens van de wolk zal zich daar bevinden waar de waarde van q in het profiel overeenkomt met de maximale specifieke vochtigheid, gemeten langs den verzadigd-adiabaat.

De horizontale dwarsdoorsnede van de zichtbare wolk, d_{λ} , kan worden uitgedrukt als een functie van D_{λ} , de dwarsdoorsnede van den kegel in het betreffende niveau.

Uit vergelijking van de numerieke resultaten met figuur 16 vinden we:

$\lambda = 0$	$q_0 = 10,0$	$q_{0max} = 10,0$	$d_0 = D_0 = D_{\ell}$
1	$q_1 = 9,7$	$q_{1max} = 8,3$	$d_1 = 0,58 D_1$
2	$q_2 = 9,1$	$q_{2max} = 6,6$	$d_2 = 0,57 D_2$
3	$q_3 = 8,3$	$q_{3max} = 4,9$	$d_3 = 0,53 D_3$
4	$q_4 = 7,5$	$q_{4max} = 3,2$	$d_4 = 0,52 D_4$

Nu is volgens de betrekking $D_{\lambda} = D_{\ell} + 0,428 D_{\ell}$: $D_0 = 1000$ m, $D_1 = 1428$ m, $D_2 = 1856$ m, $D_3 = 2284$ m en $D_4 = 2712$ m. Hieruit volgt, dat de doorsnede van de wolk bedraagt:

op	0 m	boven het condensatieniveau	1000 m
op	1000 m	" "	827 m
op	2000 m	" "	1060 m
op	3000 m	" "	1210 m
op	4000 m	" "	1410 m

We vinden dus ook hier een toeneming van de wolkendoorsnede met de hoogte, maar minder dan volgens de beschouwingen van hoofdstuk VI. In de onderste 1000 m neemt de doorsnede zelfs met de hoogte af ondanks het feit, dat de totale stijgende kolom (de kegel) in breedte toeneemt.

Een en ander wordt nog duidelijker wanneer ook de tegenstrooming in de bovenstaande beschouwingen kwalitatief wordt opgenomen. De tegenstrooming kan zoo worden ingevoerd, dat de geheele atmosfeer in dalende beweging wordt gedacht, en de kegel ten opzichte van deze dalende atmosfeer een stijgende beweging bezit. Het absoluut stijgende gedeelte van den kegel kan dan worden bepaald door samenstelling van de optredende snelheden. Dit absoluut stijgende gedeelte is dan ^{ver} bevat in een omwentelingslichaam met een aanmerkelijk kleinere opening dan de oorspronkelijke kegel. Uitsluitend in dit smallere lichaam (de convectieve strooming) bevinden zich de deeltjes waarin door adiabatische afkoeling condensatie kan optreden. Men dient nu bovendien nog rekening te houden met het feit, dat ten gevolge van de turbulente plaatsverwisseling van deeltjes uit de convectieve strooming met de door de dalende beweging relatief droge deeltjes uit de omgeving, de wolk zeker ^{zal} smaller zijn dan de totale opwaartsche strooming.

Uit deze kwalitatieve beschouwingen blijkt, dat het theoretische kegelvormige model niet in de natuur zal worden waargenomen.

Hier moet bovendien nog rekening worden gehouden met het feit, dat de beweging

De verdeling van het vochtgehalte over een dwarsdoorsnede zal in overeenstemming zijn met Tolmien's wet. De reden van de wolk zal zich naar bevinden naar de waarde van ρ in het profiel overeenkomt met de maximale specifieke vochtigheid, gemeten langs den verdichtingslijnsel.

De horizontale dwarsdoorsnede van de zichtbare wolk, kan worden uitge-
drukt als een functie van D , de dwarsdoorsnede van den kegel in het betreffen-
de niveau.

Uit vergelijking van de numerieke resultaten met figuur 10 vinden we:

$\rho_0 = 0$	$\rho_0 = 10.0$	$\rho_0 = 10.0$	$\rho_0 = 10.0$
$\rho_1 = 1$	$\rho_1 = 8.7$	$\rho_1 = 8.3$	$\rho_1 = 8.3$
$\rho_2 = 2$	$\rho_2 = 7.1$	$\rho_2 = 6.6$	$\rho_2 = 6.6$
$\rho_3 = 3$	$\rho_3 = 5.5$	$\rho_3 = 4.9$	$\rho_3 = 4.9$
$\rho_4 = 4$	$\rho_4 = 3.9$	$\rho_4 = 3.3$	$\rho_4 = 3.3$

In de volgende de betrekking $D_1 = D_0 + 0.42 D_0$; $D_0 = 1000$ m, $D_1 = 1428$ m.
 $D_2 = 1856$ m, $D_3 = 2284$ m en $D_4 = 2712$ m. Hieruit volgt, dat de doorsnede van
de wolk bedraagt:

op 0 m boven het condensatieniveau	1000 m
op 1000 m	827 m
op 2000 m	1060 m
op 3000 m	1290 m
op 4000 m	1470 m

We vinden dus ook hier een toename van de wolkdoorsnede met de hoogte, maar minder dan volgens de beschouwingen van hoofdstuk VI. In de onderstaaf 1000 m neemt de doorsnede zelfs met de hoogte af ondanks het feit, dat de totale stijging van de kolom (de kegel) in bredte toeneemt.

Een en ander wordt nog duidelijker wanneer ook de tegenstrooming in de bovenstaande beschouwingen kwalitatief wordt opgenomen. De tegenstrooming kan ook worden ingevoerd, dat de gehele stroming in dezelfde beweging wordt gebracht, en de kegel ten opzichte van deze dalende stroming een stijgende beweging bezit. Het absoluut stijgende gedeelte van den kegel kan dan worden bepaald door samenvoering van de opstijgende en dalende. Dit absoluut stijgende gedeelte is dan eveneens een omwenteling met een karakteristiek kleinere opening dan de oorspronkelijke kegel. Uitkomst in dit geval is een kleinere doorsnede van de convectieve strooming (de convectieve strooming) dan de oorspronkelijke. Men dient nu bovendien nog rekening te houden met het feit, dat ten gevolge van de turbulente plaatsverwisseling van heetjes uit de convectieve strooming met de door de dalende beweging relatief droge heetjes uit de omgeving, de wolk kleiner zal zijn dan de totale opwaartse strooming.

Uit deze kwalitatieve beschouwingen blijkt, dat het theoretische kegelvormige model niet in de natuur zal worden waargenomen.

nabij den top van de wolk niet stationnair is. Dit heeft tot gevolg, dat de koepelvorm aan het bovenste gedeelte van de wolk, die ook volgens de voorgaande kwalitatieve beschouwingen moet bestaan, sterker tot ontwikkeling komt.

34. De opstijgende lucht rond de cumuliforme wolken.

Uit het bovenstaande volgt, dat in de onmiddellijke omgeving van de eigenlijke wolk, dus in de convectieve strooming nog opwaartsche bewegingen aanwezig kunnen zijn. Deze stijgwinden zijn ook inderdaad door zweefvliegers geconstateerd, zooals door Walker (1939) is medegedeeld.

Inmiddels ontbreken meerdere gegevens omtrent dezen drogen stijgwind rond cumuliforme wolken vrijwel geheel. Hieruit zou men de conclusie kunnen trekken, dat deze in vele gevallen ontbreekt of voor een groot gedeelte wordt onderdrukt. Dat dit inderdaad het geval moet zijn is gemakkelijk in te zien. In het droog opstijgende gedeelte van de convectieve strooming koelen de opstijgende deeltjes droogadiabatisch af en ze worden daardoor zwaarder dan de deeltjes uit de omgeving van de convectieve strooming. Hierdoor worden ze geremd, en op een bepaald moment zal de voor verdere optilling aan te wenden energie zoo groot worden, dat in de omgeving van de wolk geen opstijgende beweging meer plaats vindt. Deze toestand zal eerder intreden naarmate γ_d grooter is dan γ , d.w.z. een cumuliforme wolk zal bij voorkeur een droogadiabatisch stijgende omgeving bezitten, wanneer γ weinig van γ_d verschilt.

Het is hier ook de plaats om terug te komen op de gemodificeerde indeeling van Normand, die onderscheidde tusschen:

- 1) voorwaardelijke onstabieliteit van het stabiele type.
- 2) voorwaardelijke onstabieliteit van het pseudo-latente type.
- 3) voorwaardelijke onstabieliteit van het werkelijk latente type.

In hoofdstuk II werd betoogd, dat deze onderscheiding voor de deeltjes-methode van weinig belang is. Wanneer de geheele convectieve strooming wordt beschouwd en niet uitsluitend de cumuliforme wolk, blijkt deze indeeling echter wel zin te hebben. De buiten de wolk droogadiabatisch opstijgende lucht zal nl. een geleidelijk grootere relatieve vochtigheid verkrijgen (afgezien van den invloed van de turbulente menging van de waterdamp) en na een zekere stijging zal ook condensatie in het buiten de oorspronkelijke wolk gelegen gedeelte van de convectieve strooming kunnen optreden. Vindt ook na het optreden der condensatie de stijging voortgang, dan kan het stijgende deeltje boven een bepaald niveau lichter worden dan de omgeving van den convectieven kegel, waarna bij de verdere stijging energie wordt gewonnen. Tot dit niveau is bereikt moet energie worden aangewend om de stijging van het deeltje te bewerken. Het is duidelijk, dat het op deze wijze omhoog bewegende deeltje aanvankelijk de cumulusvorming zal belemmeren, terwijl het tot de cumulusvorming zal bijdragen, wanneer het lichter is geworden dan de omgeving van den convectieven kegel.

... dat de koppel-
vorm aan het potmate gedeelte van de wolk, die ook volgens de voorgaande qualite-
tieve beschouwingen moet bestaan, sterker tot ontwikkeling komt.

34. De opstijgende lucht rond de cumuloforme wolken.

... dat in de onmiddellijke omgeving van de eigenlijke
wolk, dus in de convectieve strooming nog opwaartse bewegingen aanwezig kunnen
zijn. Deze stijgingen zijn ook indertijd door weerwildegers geconstateerd, zoo-
als door Baker (1927) is medegedeeld.

Indiende ontbreken meerdere gegevens omtrent dezen stijging rond de
miltiforme wolken vrijwel geheel. Hieruit zou men de conclusie kunnen trekken, dat
dix in vele gevallen ontbrekt of voor een groot gedeelte wordt onderdrukt. Dat
dit indertijd het geval moet zijn is gemakkelijk in te zien. In het groot opstij-
gende gedeelte van de convectieve strooming koelen de opstijgende deeltjes groot-
adabatisch af en ze worden daarvoor zwaarder dan de deeltjes uit de omgeving van
de convectieve strooming. Hierdoor worden ze geremd, en op een bepaald moment zal
de voor verdere opstijging aan te wenden energie zoo groot worden, dat in de omge-
ving van de wolk geen opstijgende beweging meer plaats vindt. Deze toestand zal
eerder intreden wanneer γ groter is dan γ , d.w.z. een cumuloforme wolk zal
bij voorkeur een droogadiabatisch stijgende omgeving bezitten, wanneer γ weinig
van γ verschilt.

Het is hier ook de plaats om terug te komen op de gemiddelde indeling van
Normand, die onderscheidt tusschen:

- 1) voorwerdlijke onstabilliteit van het stabiele type.
- 2) voorwerdlijke onstabilliteit van het pseudo-labiele type.
- 3) voorwerdlijke onstabilliteit van het werkelijk labiele type.

In hoofdstuk II werd bedoeld, dat deze onderscheiding voor de deeltjes-methode
van weinig belang is. Wanneer de gehele convectieve strooming wordt beschouwd en
niet uitsluitend de cumuloforme wolk, blijkt deze indeling echter wel van belang
te zijn. De buiten de wolk droogadiabatisch opstijgende lucht zal n.l. een geleidelijk
grotere relatieve vochtigheid verkrijgen (algaan van den invloed van de turbu-
lente menging van de waterdamp) en na een zekere stijging zal ook condensatie in
het buiten de onoplosbare wolk gelegen gedeelte van de convectieve strooming
kunnen optreden. Vindt ook na het optreden der condensatie de stijging voortgang,
dan kan het stijgende deeltje boven een bepaald niveaulichter worden dan de omge-
ving van den convectieven kugel, waarna bij de verdere stijging energie wordt ge-
wonnen. Tot dit niveau is bereikt moet energie worden aangevend om de stijging van
het deeltje te bewerk. Het is duidelijk, dat het op deze wijze omhoog bewegende
deeltje aanvankelijk de omhuizing zal beïnvloeden, terwijl het tot de cumulo-
vorming zal bijdragen, wanneer het licht is geworden dan de omgeving van den
convectieven kugel.

tieniveau de atmosfeer onstabiel is voor verzadigd-adiabatisch opstijgende deeltjes, zijn dus nog drie intensiteitsgraden te onderscheiden:

1) De laag waaruit het meegesleepte deeltje afkomstig is, is voorwaardelijk onstabiel van het stabiele type. De lucht, die buiten de wolk in de convectieve strooming door de turbulente wrijving wordt meegesleept blijft ook na het intreden van condensatie kouder dan de omgeving van de convectieve strooming, en zal dus steeds remmend op de opstijgende beweging werken.

2) De laag waaruit het meegesleepte deeltje afkomstig is, is voorwaardelijk onstabiel van het pseudo-latente type. De in den convectieven kegel meegesleepte lucht zal in een zeker niveau warmer worden dan de omgeving van den convectieven kegel en op grootere hoogte dus bijdragen tot de cumulusontwikkeling. Beneden deze hoogte werkt de buiten de wolk opstijgende lucht remmend. Uit de definitie van het pseudo-latente type volgt, dat de remmende werking in het onderste gedeelte van de convectieve strooming grooter is dan de versnellende werking in het bovenste gedeelte. Als geheel wordt dus ook in dit geval de convectieve beweging tegengewerkt, zij het ook minder dan bij geval 1).

3) De laag waaruit het meegesleepte deeltje afkomstig is, is voorwaardelijk onstabiel van het werkelijk latente type. Hieronder moet worden verstaan, dat bij verticale beweging van een massa eenheid uit een in aanmerking komend niveau van de atmosfeer de totale aan te wenden energie kleiner is dan de bij voldoende hoge optilling vrijkomende energie.

Uit het voorgaande is af te leiden, dat in dit geval de in den convectieven kegel meegesleepte lucht het convectie-proces zal kunnen bevorderen.

Wanneer bij de gevallen 2) en 3) de meegesleepte en reeds condensatieproducten bevattende lucht plaatselijk het niveau overschrijdt waar de negatieve energie in positieve energie overgaat (zie ook de figuren 4 en 5), wordt dit zichtbaar door het ontstaan van een nieuwen toren op den cumulus congestus (cumulonimbus). Het verschijnsel van de torenvorming zal dus vooral voorkomen in atmosferen met een werkelijk latenten opbouw, d.w.z. in atmosferen met in alle niveau's een groote verticale temperatuurgradiënt en een groote relatieve vochtigheid.

De bovenstaande beschouwingen omtrent de energie van de in de convectieve strooming opgetilde deeltjes moeten eenigszins worden gemodificeerd in verband met de turbulente menging waaraan de opgetilde deeltjes onderhevig zijn. Het hier afgeleide kwalitatieve resultaat wordt hierdoor echter niet beïnvloed.

35. Verticale oscillaties van cumuliforme wolken.

Wanneer men afziet van den oppervlakteweerstand en den vormweerstand en zich dus op het standpunt van de deeltjes-methode stelt, moet men verwachten, dat in een cumulus congestus verticale trillingen optreden. Immers, een door de labiliteits energie opstijgend deeltje, dat geen wrijving ondervindt, zal het niveau B, waarin het even warm als zijn omgeving is, passeeren en doorstijgen tot een niveau

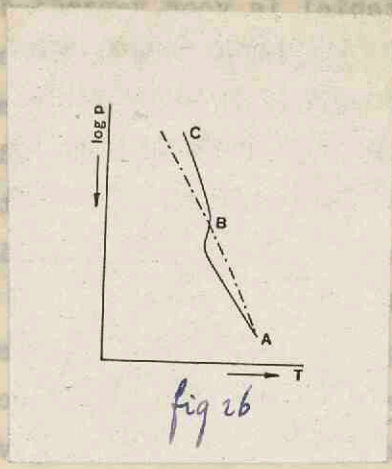


fig 26

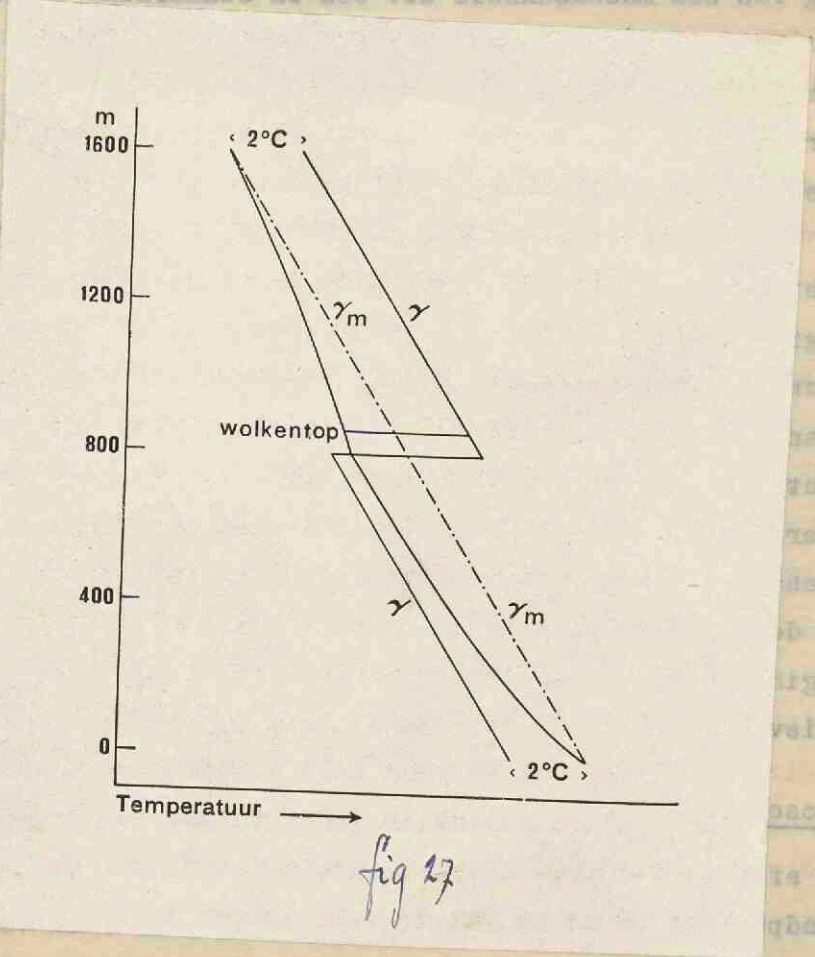


fig 27

zwaarder dan zijn omgeving is, zal het vervolgens tot zijn uitgangsniveau A (het convectieve condensatie-niveau) terug dalen, waarna de opwaartsche beweging opnieuw begint (fig. 26). Het is gemakkelijk in te zien, dat bij normale in de natuur voorkomende dichtheidsverschillen tusschen de wolk en haar omgeving trillingstijden van minder dan een half uur zullen moeten voorkomen, ook voor wolken met zeer groote verticale afmetingen.

Letzmann (1930) heeft gemeend een dergelijk pulseeren bij cumuliforme wolken te kunnen constateeren.

Het is echter waarschijnlijk, dat de pulsatie, die door Letzmann is waargenomen, samenhangt met het omhoog schieten van nieuwe cumulustorens, ten gevolge van de meesleeping. Aangezien bovendien de pulsatie blijkbaar nauw verband hield met den neerslag is hier waarschijnlijk geen sprake van een traagheidsverschijnsel.

Het blijkt nu, dat het invoeren van den oppervlakteweerstand o.a. tot gevolg heeft, dat een sterk pulseeren van luchtdeeltjes ten gevolge van de traagheid niet langer als resultaat van theoretische beschouwingen optreedt. Dit is gedemonstreerd in figuur 27, waarin schematisch is aangegeven welke wijzigingen moeten worden aangebracht wanneer met den oppervlakte-weerstand rekening wordt gehouden. De figuur stelt een geometrische toestandkromme voor, die 800 m boven het convectieve condensatieniveau een inversie van vier graden vertoont. De verzadigd-adiabaat, dien de opstijgende wolkdeeltjes volgens de deeltjesmethode zouden volgen, loopt evenwijdig met de toestandkromme en ligt beneden de inversie bij een twee graden hogere temperatuur, boven de inversie bij een twee graden lagere. Wanneer met den oppervlakteweerstand geen rekening wordt gehouden en men afziet van de verandering in temperatuur met de hoogte, kan men gemakkelijk uitrekenen, dat een wolkdeeltje op 1600 m boven de basis tot stilstand komt en vervolgens een omlaaggerichte versnelling ondergaat, waardoor het tot het basisniveau van de wolk terugkeert.

Met behulp van de betrekkingen, die in hoofdstuk VI zijn afgeleid voor het geval ΔT constant is, en uitgaande van de onderstelling, dat de basisdoorsnede van de wolk 100 m bedraagt, kan worden uitgerekend, dat ten gevolge van de turbulente oppervlaktewrijving de wolk reeds op 860 m hoogte boven de basis tot stilstand zal komen. De wolk zal ook volgens deze opvatting beneden de inversie terugzakken, maar het pulseeren, dat hierdoor optreedt zal niet zulke afmetingen krijgen als men volgens de deeltjes-methode zou mogen verwachten, en bovendien snel worden gedempt. Aangezien door de turbulente menging ook de temperatuur in de cumuliforme wolk wordt beïnvloed, zal de wolk niet volgens den verzadigden adiabaat opstijgen, maar de wolkdeeltjes zullen in ieder niveau een lagere temperatuur bezitten dan met den verzadigden adiabaat overeenkomt. Ook de temperatuur-hoogte-curve, die de deeltjes in de as van de wolk volgen is in de figuur weergegeven. Daar de wolk bovendien door de tegenstreaming wordt afgeremd, zal er in de praktijk van een pulseeren van cumuliforme wolken als gevolg van de traagheid niets zijn te bemerken.

36. De verticale afmetingen van cumuliforme wolken.

Ook in een ander opzicht is de samenwerking van oppervlakteweerstand en vormweerstand belangrijk. Wanneer nl. de top van een cumulus congestus ten slotte in het niveau B van figuur 26 tot rust komt en de toevoer door het condensatieniveau aanhoudt, zal de top gedwongen worden het niveau B te passeeren. De wolk wordt hierbij in zijn bovenste gedeelte kouder dan zijn omgeving, waardoor ze zich zal gaan uitspreiden onder de vorming van een stratocumulus cumulogenitus of altocumulus cumulogenitus.

Volgens de deeltjesmethode wordt het niveau B na betrekkelijk korten tijd bereikt; wanneer b.v. het temperatuurverschil tusschen den verzadigden adiabaat dien het beschouwde wolkdeeltje volgt en de geometrische toestandskromme gemiddeld 1°C bedraagt, de gemiddelde temperatuur van de wolk 270° en het niveau B 5000 m boven het convectieve condensatieniveau is gelegen, bereikt de top van de wolk negen minuten na het passeeren van het condensatieniveau het niveau B. Wanneer men den tijd berakent, dien de wolk noodig heeft om het niveau B te bereiken en daarbij den oppervlakteweerstand in rekening brengt, zal men grootere uitkomsten verkrijgen naarmate de basisdoorsnede van de wolk kleiner is. Voor een basisdoorsnede van 1000 m zal de tijd, die verloopt tusschen het oogenblik, dat de top van de wolk zich uit het basisniveau verheft en het oogenblik, dat hij het niveau B passeert, volgens het in hoofdstuk VI, § 30 behandelde twaalf minuten bedragen.

Wanneer men dus afziet van de tegenstrooming, wordt het niveau waarin de wolk kouder wordt dan haar omgeving betrekkelijk snel bereikt. Aangezien bij de meeste cumuliforme wolken de thermodynamische omstandigheden zoodanig zijn, dat het niveau B eerder wordt bereikt, dan in het hier berekende geval, volgt uit het bovenstaande dat de meeste cumuliforme wolken zich reeds tijdens hun ontwikkeling aan hun top zouden moeten uitspreiden. In werkelijkheid komt het uitspreiden en afplatten van cumuliforme wolken aan hun bovenzijde slechts betrekkelijk weinig voor. Dit moet worden toegeschreven aan de „remmende“ invloed van de tegenstrooming.

Men kan de samenwerking van den oppervlakteweerstand en den vormweerstand nl. zoo voorstellen, dat men de wolk beschouwt als een lichaam dat opstijgt ten opzichte van de dalende omgeving. Door de turbulente menging zal de snelheid in de wolk in het algemeen met de hoogte afnemen, en ten opzichte van de dalende omgeving een eindige, positieve waarde blijven bezitten. De absolute beweging van de wolk ten opzichte van de aarde zal echter in een bepaald niveau nul worden, en wel in het niveau waarin de in hoofdstuk VI gedefinieerde W_{λ} gelijk is aan de in hoofdstuk VII gedefinieerde W_{α} . Bij wolken met een relatief kleine basisdoorsnede zal dit niveau in het algemeen beneden het niveau B van fig. 26 worden bereikt. Aangezien vanaf het oogenblik dat $W_{\lambda} = W_{\alpha}$ is, de wolk niet meer in de atmosfeer stijgt, zal geen verdere condensatie optreden en het oogenblik waarop de wolk zich zal gaan uitspreiden blijft dus uit. Naarmate de wolkdeeltjes zich verder van de as van de wolk bevinden zullen ze in een lager gelegen niveau een verticale beweging ten op-

Ook in een ander opzicht is de samenstelling van oppervlakteweerstand en vorm-
weerstand belangrijk. Wanneer n.l. de top van een cumulus congestus ten eufite in
het niveau B van figuur 26 het vast komt en de toevvoer door het condensatieniveau
aanhoudt, zal de top gedwongen worden het niveau B te passeren. De wolk wordt
hierbij in zijn bovenste gedeelte koudere dan zijn omgeving, waardoor ze zich zal
gaan uitbreiden onder de werking van een stratoantidale cumulus of sifco-
minu cumulostratus.

Volgens de deeltjesmethode wordt het niveau B na de toestand in korten tijd de-
vrij; wanneer n.l. het temperatuurverschil tussen de verschillende eufites die
het beschouwde volkshoofdje volgt en de geometrische toestandskromme gemiddeld 1°
bedraagt, de gemiddelde temperatuur van de wolk 27° en het niveau B 5000 m boven
het convectieve condensatieniveau is gelijk, bereikt de top van de wolk nagen mi-
nuten na het passeren van het condensatieniveau het niveau B. Wanneer men den tijd
berekent, dien de wolk nodig heeft om het niveau B te bereiken en daarbij dan op-
perflakteweerstand in rekening brengt, zal men grotere uitkomsten verkrijgen naar
mate de bestaandevormen van de wolk kleiner is. Voor een bestaandevormen van 1000 m
zal de tijd, die verloop neemt tussen het ogenblik, dat de top van de wolk zich niet
het bestaandevormen verlaat en het ogenblik, dat zij het niveau B passeert, volgens
het in hoofdstuk VI, § 30 behandelde tweelf minuten bedragen.

Wanneer men den afstand van de tegenwoordige, wordt het niveau waarin de wolk
koudere wordt dan haar omgeving berekend, zal men ontdekken dat de meeste
cumuliiforme wolken de thermodynamische omstandigheden voldoende zijn, dat het ni-
veau B eerder wordt bereikt, dan in het hier bekende geval, volgt uit het boven-
staande dat de meeste cumuliiforme wolken zich reeds tijdens hun ontwikkeling aan
hun top zouden moeten uitbreiden. In werkelijkheid komt het niet zelden en af-
platen van cumuliiforme wolken aan hun bovenzijde slechts beperkt wolkig voor.
Dit moet worden toegetrokken aan de reeds behandelde invloed van de tegenwoordige.

Men kan de samenstelling van den oppervlakteweerstand en den vormweerstand af-
zoo voorstellen, dat men de wolk beschouwt als een lichaam dat opzigtig ten opzich-
te van de dalende omgeving, door de verplaatste beweging zal de snelheid in de wolk
in het algemeen met de hoogte afnemen, en ten opzichte van de dalende omgeving
een eindhoe, positieve waarde blijven behouden. De absolute beweging van de wolk
ten opzichte van de aarde zal echter in een bepaald niveau nul worden, en wel in
het niveau waarin de in hoofdstuk VI behandelde W_1 gelijk is aan de in hoofd-
stuk VII behandelde W_2 . Bij wolken met een relatief kleine bestaandevormen zal
dit niveau in het algemeen beneden het niveau B van fig. 26 worden bereikt. Lange-
ties kan het mogelijk dat $W_1 = W_2$ is, de wolk niet meer in de stratosfeer stijgt
zal een verdunde condensatie optreden en het mogelijk waarop de wolk zich zal gaan
uitbreiden blijft dus niet. Wanneer de volkshoofdjes zich verder van de en van de

zichte van het aardoppervlak en dus geen condensatie meer vertoonen. Ook dit effect draagt bij tot het ontstaan van de koepelvorm van niet meer verticaal groeiende cumuliforme wolken.

Het is duidelijk, dat in het algemeen slechts wolken met een groote basisdoorsnede, dus wolken met een groote W_A , het niveau B zullen kunnen bereiken. De wolken met de grootste basisdoorsnede zullen dus ook het snelst een afplatting vertoonen, een uitkomst, die door de natuur wordt bevestigd. De meeste cumuliforme wolken bereiken echter door de gezamenlijke remmende werking van de turbulente menging en de tegenstrooming het niveau B niet. Ze blijven dus ook aan hun top warmer dan hun omgeving, zoolang tenminste van de straling kan worden afgezien.

Voorts moge nog worden gewezen op het feit, dat de wolkenbasis na het intreden van de convectie geleidelijk hoger komt te liggen. Dit moet in hoofdzaak aan twee effecten worden toegeschreven. In de eerste plaats zal bij een adiabatischen of overadiabatischen temperatuurgradiënt in de onderste lagen menging optreden, wat in het algemeen tot gevolg heeft, dat de specifieke vochtigheid van de lucht die in contact met het aardoppervlak is, lager wordt. Het convectieve condensatieniveau komt hierdoor hoger te liggen. In de tweede plaats zal de lucht nabij het convectieve condensatieniveau door menging met de droge lucht uit de tegenstrooming een kleinere specifieke vochtigheid verkrijgen, wat eveneens tot een hoger gelegen condensatieniveau leidt. Het stijgen van het condensatieniveau is o.a. aangetoond door Pepler (1922).

37. De horizontale snelheid V .

We zagen in § 23, dat als gevolg van de continuïteit een horizontale beweging moet bestaan rond den vloeïstofstraal. Nabij den rand van den straal convergeert vloeïstof (fig. 17).

Een dergelijke convergente horizontale strooming wordt ook om cumuliforme wolken aangetroffen, zooals o.a. veelal is waargenomen door ballonbemanningen en bij vliegeroplatingen.

...de cumuli-forme wolken.

Het is duidelijk, dat in het algemeen slechts wolken met een groote basisdoor-
snede, die wolken met een groote W_A , het niveau B zullen kunnen bereiken. De wol-
ken met de grootste basisdoorname zullen dus ook het snelst een afplating ver-
tonen, een nitkwast, die door de natuur wordt bevestigd. De meeste cumuli-forme
wolken bereiken echter door de gezamenlijke zwaarte werking van de turbulente
menging en de tegenstrooming het niveau B niet. Ze blijven dus ook aan hun top
warmen dan hun omgeving, zoolang temperatuur van de straling kan worden afgeleid.
Voorts moge nog worden gezegd op het feit, dat de wolkenbasis na het intreden
van de convectieve gelaiddelijheid hooger komt te liggen. Dit moet in hoeverre aan twee
effecten worden toegeschreven. In de eerste plaats zal bij een adiabatische of
overadabatische temperatuurverandering in de onderste lagen menging optreden, wat
in het algemeen tot gevolg heeft, dat de specifieke vochtigheid van de lucht die
in contact met het aardoppervlak is, lager wordt. Het convectieve condensatieniveau
veel hooger te liggen. In de tweede plaats zal de lucht die met de tegenstroom-
ing een kleinere specifieke vochtigheid verkrijgen, wat eveneens tot een hooger
gelegen condensatieniveau leidt. Het stijgen van het condensatieniveau is o.a.
aangegeven door Pappier (1922).

37. De horizontale aanheid V.

De reden in § 27, dat als gevolg van de continuïteit een horizontale beweging
moet bestaan rond den vloeistofstraal. Nadij den rand van den vloeistof-
vloeistof (Fig. 17).
Een dergelijke convergente horizontale strooming wordt ook om cumuli-forme
wolken waargenomen, zoolie o.a. veelal is waargenomen door ballonnenmanningen
en bij vliegtuigvluchten.

Litteratuur

Bjerknes, J.	1938	Qu. J. <u>64</u> , 325
Brunt	1939	Phys. and Dyn. Met.
Christians	1935	Beitr. Ph. fr. Atm. XXII, 149.
Deppermann	1940	B.A.M.S. <u>21</u> , 43
Everdingen, v.	1915	Hemel en Dampkring <u>12</u> , 161
Fjeldstad	1925	Geof. Publ. III, 13
Goldstein	1938	Modern Developments in Fluid Mechanics.
Hewson	1938	Qu. J. <u>64</u> , 289
Hesselberg en Friedmann	1914	Veröff. Geoph. Inst. Leipzig II, <u>1</u> , 147
Howarth	1938	Proc. Camb. Phil. Soc. <u>34</u> , 185
Kopp	1930	Beitr. Ph. fr. Atm. XVI, 173
	1933	Beitr. Ph. fr. Atm. XX, 281
Lenard	1904	Met. Zs. <u>21</u> , 249
Lettau	1939	Die atmosphärische Turbulenz.
Letzmann	1930	Met. Zs. <u>47</u> , 236.
Maas, v.d. en Wynia	1938	Rapport V 834. Nat. Luchtvaart Lab.
Margules	1903	Jahrb. K.K. Zentralanst. Met. u. Geodyn.
Normand	1938	Qu. J. <u>64</u> , 338
Paeschke	1937	Beitr. Ph. fr. Atm. XXIV, 163
Peppler	1922	Beitr. Ph. fr. Atm. X, 130
Petterssen	1939	Geof. Publ. XII, 9
Pielsticker	1940	Beitr. Ph. fr. Atm. XXVII, 1
Poulter	1938	Qu. J. <u>64</u> , 277
Prandtl	1929	Hydro-und Aeromechanik I
Raethjen	1929	Met. Zt. <u>46</u> , 292
Refsdal	1930	Geof. Publ. V, 12
	1932	Geof. Publ. IX, 12
	1937	Geof. Publ. XI, 13
Renner	1939	Ann. Hydr. <u>67</u> , 38
Rosby	1932 a	Mass. Inst. Techn. Met. Papers <u>1</u> , 3
	1932 b	Mass. Inst. Techn. Met. Papers <u>1</u> , 4
	1936	Mass. Inst. Techn. <u>5</u> , 1
Rosby en Montgomery	1935	Contr. 71 Mass. Inst. Techn. Met. Papers <u>3</u> , 3.
Rossi	1940	Mitt. Met. Inst. Helsinki <u>44</u>
Ruden	1933	Naturwiss. <u>21</u> , 375
Schmidt, W.	1918	Ann. Hydr. <u>46</u> , 324
	1925	Der Massenaustausch in freier Luft.
Schmidt, W.	1941	Zt. Angew. Math. u. Mech. <u>21</u>
Schneidt	1942	Met. Zs. <u>59</u>

Litteratur

1941	St. Angew. Math. u. Mech. 21	1941	Smith, W.
1942	Der Massenstrom in freier Luft.	1942	Smith, W.
1943	Ann. Hydr. 48, 324	1943	Smith, W.
1943	Naturwiss. 21, 322	1943	Smith
1940	Mitt. Inst. Helsingki 44	1940	Smith on Montgomery
1935	Conf. 71 Mass. Inst. Techn. Met. Papers 2, 3.	1935	Smith on Montgomery
1936	Mass. Inst. Techn. 2, 1	1936	Smith
1935 b	Mass. Inst. Techn. Met. Papers 1, 4	1935 b	Smith
1935 a	Mass. Inst. Techn. Met. Papers 1, 3	1935 a	Smith
1939	Ann. Hydr. 67, 38	1939	Smith
1937	Geol. Publ. XI, 13	1937	Smith
1932	Geol. Publ. IX, 12	1932	Smith
1930	Geol. Publ. V, 12	1930	Smith
1929	Met. 28, 46, 292	1929	Smith
1929	Hydro- und Astromechanik I	1929	Smith
1928	Qu. J. 64, 277	1928	Smith
1940	Beitr. Ph. fr. Ann. XXVIII, 1	1940	Slater
1939	Geol. Publ. XII, 9	1939	Slater
1922	Beitr. Ph. fr. Ann. X, 130	1922	Slater
1937	Beitr. Ph. fr. Ann. XXIV, 163	1937	Slater
1936	Qu. J. 64, 358	1936	Slater
1903	Journ. E.K. Zentralanst. Met. u. Geodyn.	1903	Slater
1938	Report V 334. Met. Institut Lab.	1938	Slater, v. B. on Syria
1930	Met. 28, 47, 256.	1930	Slater
1929	Die atmosphärische Turbulenz.	1929	Slater
1904	Met. 28, 21, 249	1904	Slater
1930	Beitr. Ph. fr. Ann. XVI, 173	1930	Slater
1938	Proc. Camb. Phil. Soc. 34, 195	1938	Slater
1914	Veröff. Geogr. Inst. Leipzig II, 1, 147	1914	Slater on Friedmann
1928	Qu. J. 64, 289	1928	Slater
1938	Modern Developments in Fluid Mechanics.	1938	Slater
1929	Geol. Publ. III, 13	1929	Slater
1919	Hemel on Describing 12, 161	1919	Slater, v.
1940	B.A.M.S. 21, 43	1940	Slater
1935	Beitr. Ph. fr. Ann. XXII, 149	1935	Slater
1932	Phys. and Univ. Met.	1932	Slater
1938	Qu. J. 64, 322	1938	Slater, Y.

Sverdrup	1936 a en b	Geof. Publ. XI, 7, Met. Zs. <u>53</u> , 10
Taylor	1915	Phil.Trans. A <u>215</u> , 1
	1932	Proc. Roy. Soc. A <u>135</u> , 685
Tollmien	1926	Zt. Angew. Math. u. Mech. <u>6</u> , 468
Walker	1939	Qu. J. <u>65</u> , 499
Wenzel	1933	Met. Zs. <u>50</u> , 65

Stellingen

I

De beginonderstellingen, die W. Schmidt invoert, ten einde de snelheidsverdeeling te berekenen in een verhitte, luchtstraal, zijn niet correct.

W. Schmidt. Zt. Angew. Math. Mech. 1941

II

In de beschouwingen van Rayleigh en Jeffreys over het cellulair optreden van convectieve stroomingen in dunne onstabiele vloeistoflagen ligt geen bewijs opgesloten voor de noodzakelijkheid van het optreden dezer cellulaire rangschikking.

Lord Rayleigh, Phil. Mag. XXXII, 1916

Jeffreys, Phil. Mag. II, 1926

Jeffreys, Proc. Roy. Soc. A 118, 1928

III

Uit het onderzoek van Visser blijkt, dat de microseismen niet uitsluitend kunnen worden toegeschreven aan deininggolven of compressiegolven in het zeewater onder invloed van depressies.

Visser, Proc. Kon. Ak. Amst. XXXVII,
1934

IV

De opvattingen van Simpson over de bedekkingsgraden der planeten zijn niet correct.

Simpson, Mem. Roy. Met. Soc. III 1928

V

De theorie der verticale turbulentie in de atmosfeer bevindt zich in een kritiek stadium. Voor het verder ontwikkelen van dit gedeelte der meteorologie zal het noodzakelijk zijn om het verband op te sporen tusschen den verticalen temperatuurgradiënt en den uitwisselingscoëfficiënt.

VI

De bewering van Ertel, dat de turbulentie in de atmosfeer zou leiden tot isothermie is in strijd met de ervaring. Ook theoretisch is zijn opvatting niet vol te houden.

Ertel, Met. Zt. 59, 1942

VII

Tegen de opvatting van Wagner omtrent de frontale begrenzing van de NE-moesson in Voor-Indië zijn bezwaren in te brengen.

Wagner, Gerl. Beitr. 30, 1931

I

De beschouwingen van Kijfse, die W. Schmidt invuurt, ter eande de aas-
heidsverhuizing te berekenen in een verpiste, inhetwel, zij is niet
correct.

W. Schmidt, Et. Angew. Math. Mech. 1947

II

In de beschouwingen van Kijfse en Jettreys over het eolifair op-
treken van convectieve stromingen in dunne omstapels vloeistoffen
ligt geen bewijs opgesloten voor de noodzakelijkheid van het optreden
danzor eolifaire rangschikking.

Lord Rayleigh, Phil. Mag. XXXII, 1916
Jettreys, Phil. Mag. II, 1986
Jettreys, Proc. Roy. Soc. A 115, 1928

III

Dit het onderzoek van Vissar blijkt, dat de microscopische niet uitvlei-
tend kunnen worden toegeschreven aan deelingsoorten of compressieoorten
in het kwantum onder invloed van depressie.

Vissar, Proc. Kon. Ak. Amsterdam. XXXVII,
1934

IV

De opvattingen van Simpson over de behoudingszaden der planeten zijn
niet correct.

Simpson, Mem. Roy. Soc. III 1928

V

De theorie der verticale turbulente in de atmosfeer bevestigt zich in
een kritiek stadium. Voor het verder ontwikkelen van dit gedeelte der
meteorologie zal het noodzakelijk zijn om het verband op te sporen tus-
schen den vertikalen temperatuurverval en den diffusiecoëfficiënt.

VI

De bewering van Ertel, dat de turbulente in de atmosfeer ook leiden
tot lastbernte is in strijd met de ervaring. Ook theoretisch is zijn op-
vatting niet vol te houden.

Ertel, Met. Zt. 59, 1941

VII

Tegen de opvatting van Wegner omtrent de frontale begrenzing van de
H2-massa in Voor-Indie zijn bezwaren in te brengen.

Wegner, Geogr. Anz. 30, 1927

VIII

Op grond van de principes van de Tastes kunnen tegen de beschouwingen van J. Bjerknes omtrent de algemeene circulatie bedenkingen worden ingebracht.

Bjerknes e.a., Phys.Hydr. 1933

IX

Het dient te worden nagegaan in hoeverre het mogelijk is een luchtsoortklimatologie in rechtstreeks verband te brengen met de klassieke klimatologische systematiek. Speciaal het klimaatsysteem van Köppen opent in dit opzicht perspectieven.

Op grond van de principes van de laatste kunnen tegen de beschouwingen van J. H. van der Waerden de volgende bedenkingen worden ingebracht.

IX

Het dient te worden nagegaan in hoeverre het mogelijk is een lucht-voortstuwing te verkrijgen in rechtstreekse verband te brengen met de kinematische systemen van de natuur. Speciaal het kinematische systeem van de natuur opent in dit opzicht mogelijkheden.

0.7610



U

19